

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 42

МАЙ, 1999

ВЫПУСК 2

- СПЕКТР V 350 Сер: НАБЛЮДЕНИЯ 1978 - 1994 гг.
Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян, Е.Р.Оганесян 165
- НОВАЯ ОВ-АССОЦИАЦИЯ В КОРМЕ - Б.ПСЕ
А.Л.Гюльбудагян, Х.Май 179
- О ВОЗМОЖНОЙ СИСТЕМАТИЗАЦИИ КЛАССИЧЕСКИХ
 НОВЫХ ПО ТИПАМ КРИВЫХ БЛЕСКА. II.
 НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НОВЫХ И
 ГРУППЫ
А.Э.Розенбуш 189
- ИССЛЕДОВАНИЕ НОВОЙ ВЫБОРКИ КАНДИДАТОВ
 ГОЛУБЫХ КОМПАКТНЫХ КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК. II
 НАБЛЮДЕНИЯ 73 ОБЪЕКТОВ НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ
 НАНСЕЙ
Дж.Конт, А.Р.Петросян, Г.А.Оганян, Дж.А.Степанян 203
- О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ ПО НЕБЕСНОЙ
 СФЕРЕ
П.А.Тараканов 219
- О ФЛУКТУАЦИОННОМ МЕХАНИЗМЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ
 ПРОТОННЫХ ВИХРЕЙ В "пре"-ФАЗЕ НЕЙТРОННОЙ
 ЗВЕЗДЫ
Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян 225
- СТРАТИФИЦИРОВАННАЯ МОДЕЛЬ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ
С.И.Баструков, В.В.Папоян, Д.В.Подгайный 235

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոգան, Ա.Ա.Բոյարչուկ,
Վ.Գ.Գորբաչևի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ.Պ.Գրինին, Վ.Վ.Իվանով,
Ն.Ս.Չարդաշև, Ա.Գ.Մասնիչ, Լ.Վ.Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ.Ս.Սահակյան,
Գ.Ս.Սեդրակյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ.Յու.Տերևրիժ, Ա.Տ.Բալլոյլյան
(պատ. քարտուղար):

Редакционная коллегия: Г.С.Бисноватый-Коган, А.А.Боярчук,
В.Г.Горбачкий (зам. главного редактора), В.П.Гринин, В.В.Иванов,
А.Т.Каллоглян (ответ. секретарь), Н.С.Кардашев, А.Г.Масевич,
Л.В.Мирзоян (главный редактор), Г.С.Саакян, Д.М.Седракян (зам.
главного редактора), В.Ю.Теребиж.

"АСТРОФИЗИКА" - научный журнал, издаваемый Национальной Академией наук
Республики Армения. 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.

"ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության
Գիտությունների Ազգային ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի
ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և
արտագալակտիկական աստղաբաշխության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից
բնագիտությունների զմով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և
բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

УДК: 524.337 - 355

СПЕКТР V350 Сер: НАБЛЮДЕНИЯ 1978 - 1994 гг.

Т.Ю.МАГАКЯН, Т.А.МОВСЕСЯН, Е.Р.ОГАНЕСЯН

Поступила 11 декабря 1998

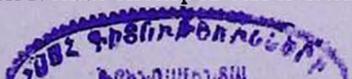
Принята к печати 30 января 1999

Для V350 Сер, звезды типа Т Тау с необычной кривой блеска, расположенной в области звездообразования NGC 7129, приведены результаты спектральных наблюдений на 6-м телескопе за 1978-1994гг. Дана общая характеристика спектра, приведены относительные интенсивности и лучевые скорости основных линий, описаны проявления спектральной переменности. Наблюдается сильная флуоресценция в линиях FeI. Заметное усиление и смещение эмиссий H и CaII в 1982г. свидетельствуют о выбросе дополнительной оболочки. В то же время эволюционные изменения, характерные для фуоров, в спектре V350 Сер не прослеживаются. Звезда может относиться к объектам типа EX Lupi (эксорам).

1. *Введение.* V350 Сер - наиболее яркая звезда типа Т Тау в области звездообразования NGC 7129. После ее открытия [1] и получения первых спектров [2] она наблюдалась неоднократно как фотометрически, так и спектрально. Внимание привлекали и ее очень богатый эмиссионный спектр, и возможная связь с находящимися поблизости объектами Хербига-Аро. Еще больший интерес представляет фуороподобная кривая блеска этой звезды [3]. В случае проявления с течением времени в спектре V350 Сер изменений, свойственных классическим фуорам, она стала бы еще одним (фактически вторым после V1057 Cyg) объектом, для которого была бы подробно прослежена эволюция фуорного спектра. Систематические наблюдения V350 Сер, таким образом, имеют особую важность.

В ходе изучения молодых звезд и туманных объектов в области NGC 7129 [4] мы получили большое количество спектров V350 Сер, которые охватывают период 1978 - 1994 гг. и позволяют составить определенное представление о спектральных особенностях этой звезды.

2. *Наблюдения.* Все спектрограммы V350 Сер, описанные в настоящей статье, были получены на 6-м телескопе БТА САО РАН с различной аппаратурой (мы привлекли также все наблюдения этой звезды из открытого архива БТА). Список спектрограмм с указанием использовавшихся спектрографов приводится в табл.1. За исключением первых спектрограмм 1978 г., зарегистрированных на фотоленке, все данные были получены в цифровом виде. Для оцифровки фотографических спектров мы использо-



ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ V350 Сер НА БТА

Дата	J.D.	Аппаратура	Общая эксп.(с)	Диапазон (Å)	Дисперсия (Å/пиксел)
25.08.78	2443745	A	1800	5500 - 6750	50Å/мм
25.08.78	2443745	A	2100	4500 - 5900	50Å/мм
25.08.78	2443745	A	2400	3900 - 5050	50Å/мм
25.07.81	2444810	B	1200	5800 - 7150	2.7
25.07.81	2444810	B	1200	3760 - 5110	2.7
22.10.82	2445264	B	1800	5740 - 7050	2.7
22.10.82	2445264	B	1800	4650 - 5950	2.7
22.10.82	2445264	B	1800	3680 - 4980	2.7
25.10.82	2445267	B	960	6250 - 6890	1.3
25.10.82	2445267	B	1200	5470 - 6130	1.3
25.10.82	2445267	B	1200	4500 - 5150	1.3
25.10.82	2445267	B	1800	3840 - 4500	1.3
11.07.83	2445526	B	1200	5750 - 7100	2.8
11.07.83	2445526	B	1200	3650 - 5100	2.8
2.06.84	2445853	C	2270	3700 - 5000	1.3
14.06.85	2446230	C	730	5600 - 7100	1.3
11.06.86	2446592	C	990	5500 - 7300	1.8
23.10.86	2446726	C	2500	5850 - 6800	1.0
23.10.86	2446726	C	1200	5000 - 5900	1.0
23.10.86	2446726	C	1860	4050 - 5000	1.0
23.10.86	2446726	C	1550	3500 - 4400	1.0
23.11.90	2448218	C	1770	5250 - 7200	2.0
11.10.91	2448540	D	1080	6200 - 6950	1.3
4.04.94	2449446	E	1200	6000 - 6700	1.3

A - спектрограф перлинного фокуса СП-160 с ЭОП.

B - ТВ-сканнер со счетом фотонов в первичном фокусе. на 512 каналов.

C - ТВ-сканнер со счетом фотонов в фокусе Нэзмита, на 1024 канала.

D - спектрограф UAGS в первичном фокусе с системой счета фотонов в 512×512 каналах.

E - спектрограф UAGS в первичном фокусе с ПЗС 530×580 элементов.

вали автоматический микроденситометр PDS Бюраканской обсерватории. При наблюдении со сканнерами производилась одновременная регистрация спектров объекта и фона неба. Калибровка по длинам волн производилась по спектрам He+Ag+Ne, регистрировавшимся, как правило, отдельно до и после наблюдения объекта, чтобы учесть аппаратные нестабильности. Для фотометрической калибровки наблюдались звездные стандарты из списков [5].

Первичная обработка большинства сканнерных спектров была проведена по принятой в САО методике [6], включающей основные коррекции искажений, вносимых аппаратурой. Для построения дисперсионных кри-

вых, приведения к относительным интенсивностям и других стандартных редукиций, а также для обработки длинношелевых спектров использовалась система MIDAS, разработанная в Европейской Южной Обсерватории. После этого мы определили эквивалентные ширины и лучевые скорости наиболее интересных для последующего сравнения линий. Данные о линиях H и CaII, имеющих сложные профили, собраны в табл.2. В табл.3 приводятся эквивалентные ширины некоторых наиболее свободных от блендирования при использовавшемся спектральном разрешении эмиссионных линий FeI и FeI (обычных и усиленных флуоресценцией; послед-

Таблица 2

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ И ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ ЛИНИЙ
H И CaII В СПЕКТРЕ V350 Cep (ПО ДАТАМ)

	25.08. 1978	25.07. 1981	22.10. 1982	25.10. 1982	11.07. 1983	02.06. 1984	14.06. 1985	11.06. 1986	23.10. 1986	23.11. 1990	11.10. 1991	04.04. 1994
H α (э)	56 54	75 66	90: -34	115: -14	41 77		61 57	83 106:	52 27	68	55 77	47 36
H α (а)				-265					-278			0.3 -255
H α (2э)				-345					-461			-493
H β (э)	9	11 98	32 -30	38 -25	5 197	11 64			5.5 83			
H β (а)		+				0.5 -374			0.8 -244			
H β (2э)						+			0.6 -451			
H γ (э)	3.1	2.5 123	14 -75	21 -30		3:			2.5 218:			
H γ (а)		1.0 -490			+	+			2.1 -283			
H δ (э)	3.6	1.6 247	12 -120	15 -4	+				1.5 122			
H δ (а)		1.5 -290							2.3 -215			
H CaII (+H ϵ)	2.0	2.2	40	33		+ ¹¹			2.4 ¹¹			
K CaII	10.3	28 3	68 -58	35 -14	10 16	8.3 -46			7.1 58			

Для каждой линии или компонента в первой строке приведена эквивалентная ширина в Å, во второй - гелиоцентрическая лучевая скорость. Знаком + обозначены линии присутствующие, но слишком слабые для измерения.

(э) означает основной эмиссионный компонент, (а) - абсорбционный компонент P Cyg - профиля, (2э) - второй эмиссионный компонент, наблюдающийся в некоторых случаях.

¹¹ - линия видна только в абсорбции.

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ НЕКОТОРЫХ ЭМИССИОННЫХ
ЛИНИЙ FeII И FeI В СПЕКТРЕ V350 Cep

	25.08. 1978	25.07 1981	22.10 1982	25.10. 1982	11.07. 1983	02.06. 1984	14.06. 1985	11.06. 1986	23.10 1986	23.11 1990	11.10 1991	04.04. 1994
6516.05 FeII	0.3	2.5			2.1			2.5	1.7	+	1.5	1.7
6456.38 FeII	1.9	1.1			2			1.6	0.6		2.8	1.3
5018.44 FeII	2.6	5.7	6	5.6	4:				3.8			
4923.92 FeII	4.0	7.7	8.1	6.5	5	3.7			4.8			
6494.98 FeI	1.0	0.7			0.6			1.2	0.9		1	1.7
5110.41 FeI	0.7		1.6						1.1			
6592.92 FeI (fl)	0.8	1.0						0.9	1:		+	1.7
6137.70 FeI (fl)	1.2	3.7			2:		3:	2.8	2.6			2.1
4132.06 FeI (fl)	1.2	3.9	+	5.7	3:				1.6			
4063.60 FeI (fl)	2.9	7.1		6	5.1				2.0			

ние обозначены как fl).

Для сопоставления спектров, полученных в различных условиях, мы выполнили их передискретизацию к единой шкале длин волн, а также нормирование к континууму. Как показал анализ полученных результатов, внутренняя точность калибровки по длинам волн, как правило, не хуже трети одного канала, т.е. при использовавшихся дисперсиях, порядка 0.5 и 1 Å. Систематические ошибки, образующиеся, в частности, из-за изменения ориентации аппаратуры по отношению к магнитному полю Земли во время экспозиции, разумеется, могут быть больше. Мы постарались учесть их, насколько это оказалось возможным. Точность спектрофотометрии мы оценили в 20 - 30%, однако, на многих спектрах континуум из-за малого времени накопления довольно слаб, и это

затрудняет получение реалистических оценок эквивалентных ширин.

3. Результаты

3.1 *Общий характер спектра V350 Сер.* Сопоставление наших результатов со спектральными данными, полученными другими авторами [7-10], показывает хорошее качественное согласие. Общий вид спектра звезды все время остается прежним. Отметим, однако, что даже самые ранние наши наблюдения относятся ко времени, когда блеск V350 Сер уже достиг относительно стабильного верхнего уровня [3].

V350 Сер обладает классическим развитым спектром Т Тау, состоящим из большого числа эмиссионных линий, наложенных на красный континуум. Эффект флуоресцентной "накачки" ряда линий FeI, характерный для Т Тау - звезд с мощными оболочками, как правило, выражен очень сильно (см. раздел 3.3). Подтверждается также ранее сделанное заключение [9] о слабости запрещенных линий в спектре V350 Сер. Фактически на всех имеющихся в нашем распоряжении спектрах хорошо видны только красные линии [OI], имеющие практически постоянную интенсивность; из линий же [SII] с трудом различим только красный дублет (эквивалентная ширина линий не более 0.5-0.8Å), и то лишь в отдельных случаях. Отсутствуют также линии [FeII]. В то же время спектр изобилует разрешенными эмиссиями FeII, FeI и других металлов, причем относительные интенсивности мультиплетов в целом почти не меняются на протяжении всего периода наблюдений. Следует отметить, что отождествление некоторых линий в статье [9], на наш взгляд, нуждается в уточнении.

При сопоставлении V350 Сер со спектральными атласами звезд типа Т Тау [11-13] заметно, что уровень возбуждения ее несколько ниже, чем у DR Тау и VV СтА, судя по соотношению спектров FeII и FeI, а также силе линий HeI. Наибольшее спектральное сходство, как это уже отмечалось в [9], V350 Сер имеет с AS353 [12]: как по общему виду спектра, так и по эквивалентным ширинам эмиссий FeII и FeI. Для иллюстрации вышесказанного мы приводим на рис. 1а и 1б фрагменты наших сканов, соответствующих диапазонам 44300-5000Å и 45000-5400Å и различным датам наблюдений, которые можно сравнить с данными, приведенными в [9] (фиг.4), а также со спектром AS353 [12] (фиг.2а).

Фотосферные линии поглощения, по которым можно было бы оценить спектральный класс звезды, практически не просматриваются на наших спектрах. В работе [7] по наличию слабых депрессий на 46700 и 47200Å V350 Сер была предварительно отнесена к классу M2. Спектр, приведенный в [8], подтверждает существование ряда разрывов в континууме V350 Сер, согласующихся с ее поздним классом. Наши данные в основном не захватывают далекую красную область спектра, однако,

некоторые из сканов, в частности, от 11.06.86, также подтверждают существование депрессии в районе $\lambda 6700-6800\text{\AA}$. Кроме того, в ряде сканов достаточно хорошо виден пологий провал в континууме вблизи

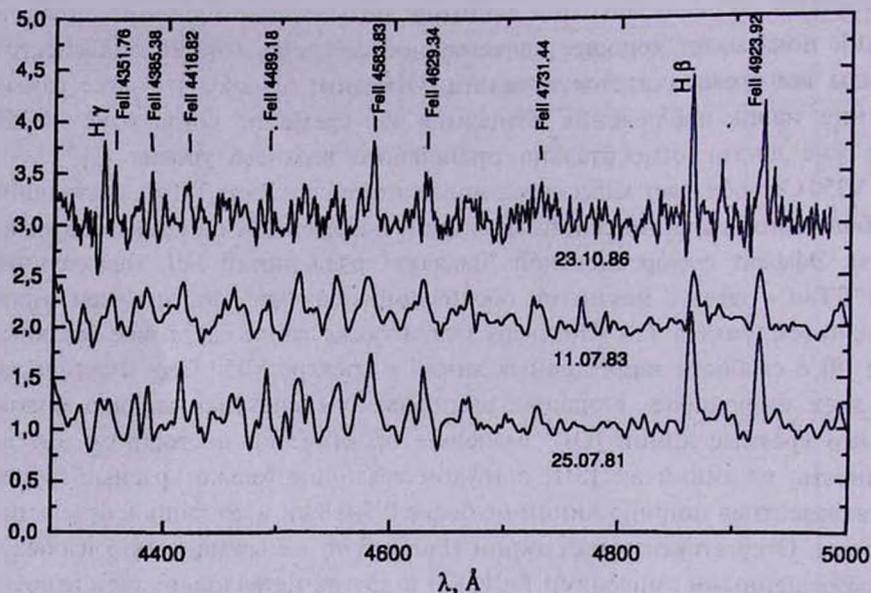


Рис.1а. Фрагменты некоторых спектров V350 Сер в диапазоне 4300-5000Å, нормированные к континууму. Указаны даты наблюдений. Обозначены некоторые наиболее сильные эмиссионные линии и компоненты blends. Смещение сканов по оси ординат относительно друг друга составляет одну условную единицу интенсивности.

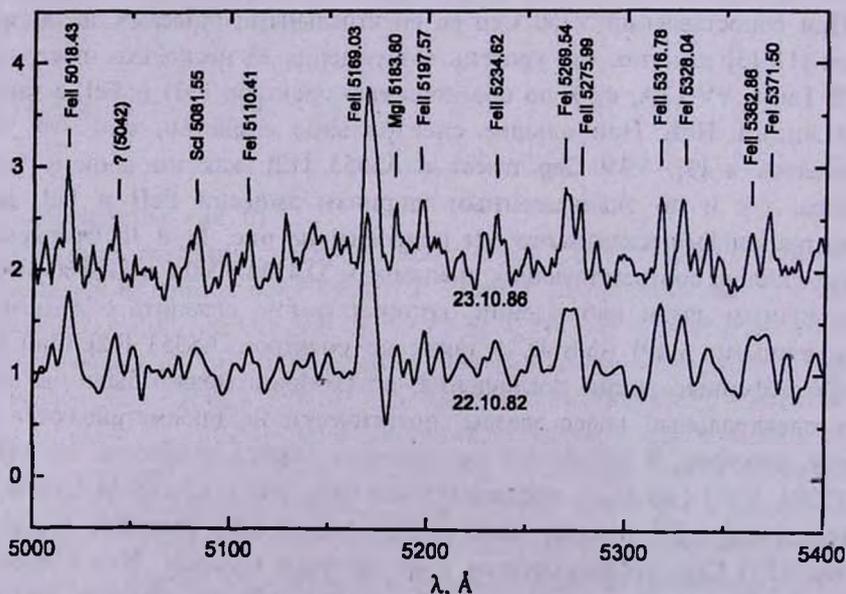


Рис.1б. То же в диапазоне 5000-5400Å.

$\lambda 6280\text{\AA}$, по-видимому, образованный известной диффузной межзвездной полосой $\lambda 6284\text{\AA}$. Следует также указать, что абсорбционные линии NaD, временами довольно заметные в спектре V350 Cep, судя по их переменной интенсивности, профилям типа P Cyg и отрицательной лучевой скорости, формируются в расширяющейся оболочке, хотя и не достигают такой силы, как, например, в спектре PV Cep.

Однако, несмотря на сохранение общего вида спектра, даже при предварительном просмотре полученных данных заметна ощутимая спектральная переменность V350 Cep (в дополнение к уже описывавшимся ранее изменениям в видимости фотосферного спектра V350 Cep [7,8]). Главным образом она проявляется в изменении интенсивности и структуры бальмеровских линий, а также в очень ярко выраженной переменной интенсивности эмиссии H CaII, возможно, под влиянием эффекта флуоресценции. Рассмотрим эти моменты по отдельности.

3.2. *Бальмеровские линии.* Некоторые колебания интенсивности бальмеровских линий для активных звезд типа T Tau не являются чем-то необычным. Разброс значений эквивалентных ширин и лучевых скоростей в табл.2 явно превосходит ошибки измерений и в значительной мере должен отражать реальные изменения. Прежде всего интересно резкое усиление бальмеровских эмиссий в спектре V350 Cep в 1982г., хорошо заметное на рис.2, построенном на основе табл.2 и данных дру-

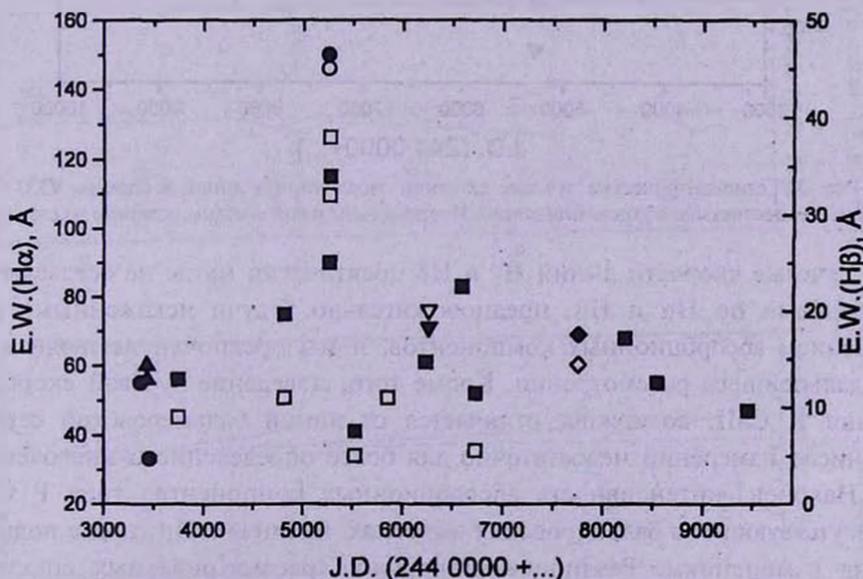


Рис.2. Изменения эквивалентных ширин эмиссионных линий H α (черные символы) и H β (светлые символы) в спектре V350 Cep со временем. Квадратики - наши данные; кружки - данные Коэна (ссылка в [10]) и Коэна и Фуллера (оценка по рисунку в [7]); треугольники - данные из [10]; перевернутые треугольники - наблюдения из [8] (для H β - оценка по рисунку); ромбики - согласно статье [9] (ввиду отсутствия точной даты условно взято 15.08.89).

гих авторов, имеющих в литературе [7-10]. Это усиление прослеживается достаточно четко не только по линии $H\alpha$, для которой наши данные этого периода не очень надежны из-за слабости непрерывного спектра, но, как видно из рис.2, и в линии $H\beta$, а также и в высших линиях бальмеровской серии (см. табл.2) и, кроме того, оно хорошо согласуется с данными, приведенными в статье [7] и относящимися к тому же периоду.

С другой стороны, как можно видеть из табл.2 и рис.3, лучевая скорость линий в основном колеблется в пределах от +30 до +100 км/с, однако в 1982 г. имел место довольно резкий сдвиг всех бальмеровских эмиссий в синюю сторону спектра. Из того же рис.3 можно заметить,

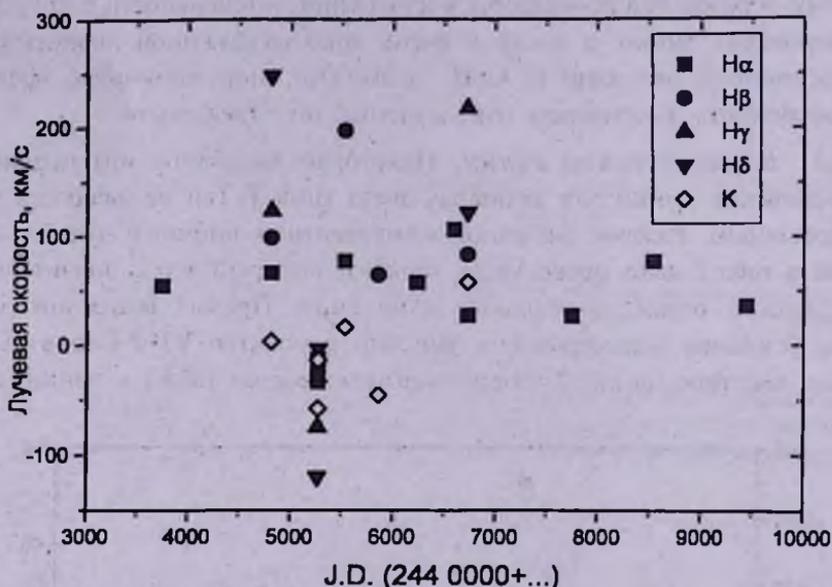


Рис. 3. Гелиоцентрические лучевые скорости эмиссионных линий в спектре V350 Сер. Указаны символические обозначения линий. Использованы наши спектры и данные из статьи [9].

что лучевые скорости линий $H\gamma$ и $H\delta$ практически нигде не согласуются с данными по $H\alpha$ и $H\beta$, предположительно будучи искаженными наложением абсорбционных компонентов, и мы предпочли исключить их из дальнейшего рассмотрения. Кроме того, поведение лучевой скорости линии K CaII, возможно, отличается от линий бальмеровской серии, но число измерений недостаточно для более определенного заключения.

Наконец, интенсивность абсорбционных компонентов типа P Cug, присутствующих в бальмеровских эмиссиях, начиная с $H\alpha$, также подвержена изменениям. Различное разрешение рассматриваемых спектров осложняет их сравнение, особенно для $H\alpha$, однако, судя по рис.4, где мы приводим некоторые наиболее показательные профили линий, переменность явно существует. Следует обратить внимание на слабость P Cug-компонентов в 1982 г. и выраженность в 1981 и в 1986гг., а так-

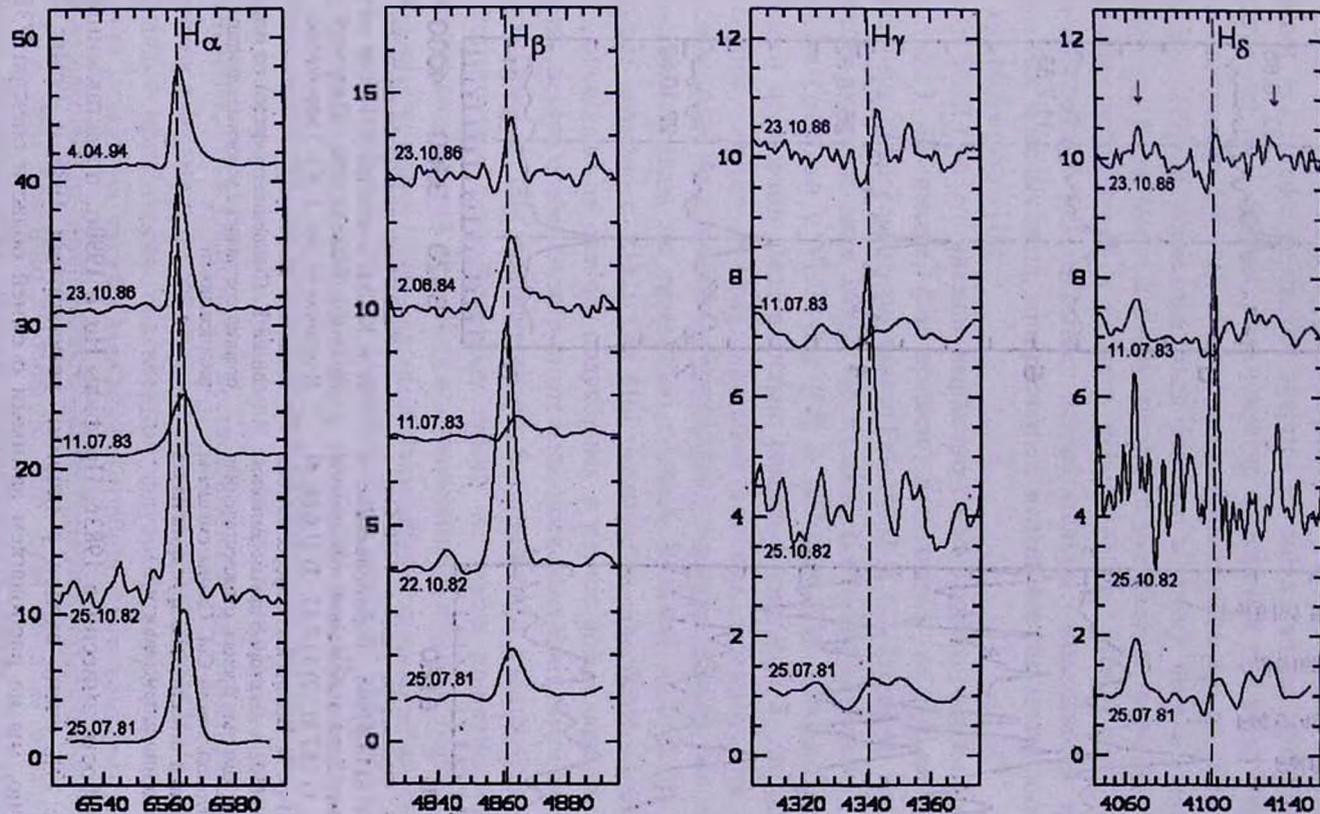


Рис.4. Изменения профилей бальмеровских линий в спектре V350 Сер со временем. Указаны даты наблюдений. Все спектры нормированы к континууму и для удобства сравнения смещены по оси ординат на 10 (для $H\alpha$) и на 3 (для $H\beta$, $H\gamma$ и $H\delta$) условные единицы интенсивности. Пунктирные линии соответствуют лабораторной длине волны. Флуоресцентные линии FeI $\lambda 4063$ и $\lambda 4132$ указаны стрелками по обеим сторонам от $H\delta$.

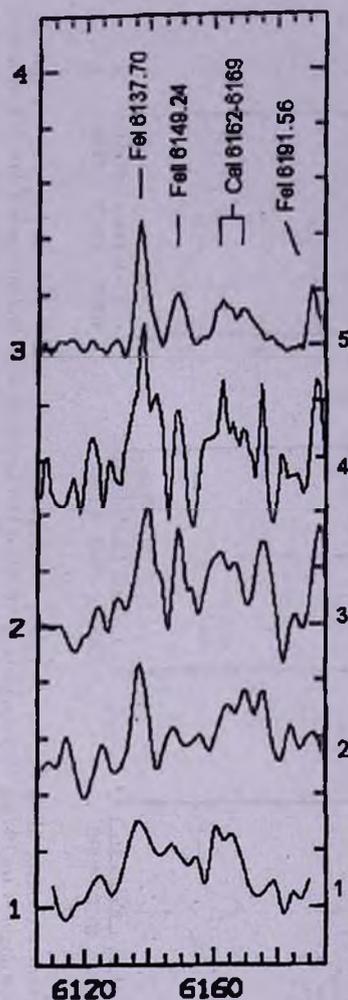


Рис.5. Фрагменты сканов V350 Сер в диапазоне 6110-6190Å, нормированные к континууму. Даты наблюдений обозначены цифрами: 1) 25.7.81; 2) 11.7.83; 3) 11.6.86; 4) 23.10.86; 5) 4.4.94. Обозначена флуоресцентная линия Fe I λ 6137 и некоторые другие эмиссии, в том числе заметная бленда, отождествленная нами с группой линий Ca I. Сканы смещены по оси ординат относительно друг друга на 0.5 условных единиц интенсивности.

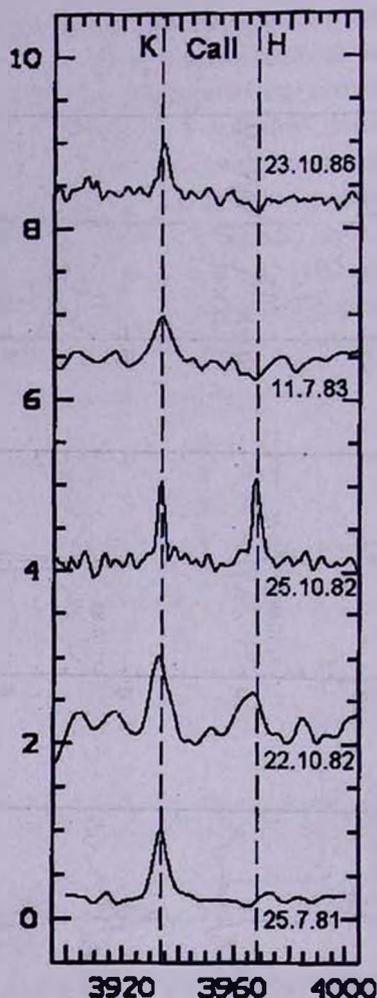


Рис.6. Изменения профилей линий H и K Ca II в спектре V350 Сер со временем. Указаны даты наблюдений. В отличие от рис. 1, 4 и 5 нормировка сделана к максимуму интенсивности линии K. Смещение профилей по оси ординат составляет 2 условные единицы интенсивности.

же на слабость эмиссий в 1983г. Профиль $H\alpha$ в 1990г., представленный в работе [9], очень сходен с нашими результатами 1986 и 1994гг. К сожалению, мы не располагаем данными о синей области спектра V350 Сер после 1990г.

Исходя из совпадения дат, напрашивается заключение, что все описанные эффекты взаимосвязаны. Однако фотометрическое поведение

V350 Cep в 1982г. ничем как будто не примечательно [3], хотя точек на кривой блеска все же недостает для полной уверенности в этом.

3.3. *Линии CaII и флуоресценция FeI.* Усиление определенных линий FeI за счет перекачки энергии из эмиссионных линий H CaII и (частично) He - эффект, неоднократно описанный для звезд типа T Tau (см., например, [14-16]), и даже рассматривавшийся как их обязательный атрибут [17]. В последние годы интерес к этому явлению несколько снизился, в том числе и ввиду заметного уменьшения количества спектральных наблюдений в области короче 4500Å. Между тем, изучение флуоресценции FeI открывает дополнительные возможности изучения оболочек молодых звезд, хотя расчетные модели все еще плохо согласуются с наблюдениями [18].

У V350 Cep это явление выражено очень хорошо, что можно видеть из табл.3. В спектре, как правило, выделяются не только наиболее известные флуоресцентные линии FeI $\lambda 4063$ и $\lambda 4132$ (рис.4), но и $\lambda 6137$ (рис.5) и иногда даже $\lambda 6593$. По их эквивалентным ширинам V350 Cep вполне сравнима с V1331 Cyg [16] и RU Lup [19], которые считаются яркими примерами звезд с сильно развитым спектром T Tau. С другой стороны, линия H CaII оказывается, как правило, не просто ослабленной, но и вообще отсутствующей в спектре (рис.6), что особенно бросается в глаза по сравнению с очень сильной линией K. В этом смысле сходство с V1331 Cyg [16] оказывается еще более разительным.

Сопоставление сканов, полученных в разное время, для данной области спектра особенно затруднительно, поскольку континуум здесь очень слаб. Поэтому при построении рис.6 нормировка спектров сделана не к континууму, а к максимуму линии K, чтобы продемонстрировать соотношение линий H и K. Как совершенно очевидно, только в 1982г. обе эмиссии имели более или менее нормальное отношение интенсивностей (см также табл.2), что подтверждается другими наблюдениями того же времени [7]. При этом следует отметить, что если исходить из разумных значений бальмеровского эмиссионного декремента, это не может быть только результатом усиления доли эмиссии He в бленде H+He (напомним, что в 1982г. имело место повышение интенсивностей бальмеровских эмиссий - см. раздел 3.2). Во всех остальных случаях линия H выглядит практически подавленной флуоресценцией (помимо этого, нельзя исключить также наложение абсорбционного компонента He, но его воздействие на интенсивность линии H не может быть очень сильным).

При этом особенно любопытно, что, судя по всем имеющимся в нашем распоряжении данным, интенсивность самих флуоресцентных линий FeI меняется так же незначительно, как и обычных линий FeI (см. табл.3, рис. 4 и 5, а также статьи [7-9]), в том числе и в 1982г.

С другой стороны, практическое отсутствие на наших спектрах обычных (т.е. не усиленных флуоресценцией) линий FeI мультиплета (43) еще более увеличивает сходство V350 Ser с V1331 Cyg [16] и позволяет думать, что физические условия, создающие флуоресцентную накачку FeI, в оболочках обеих звезд должны быть подобны.

4. *Обсуждение и заключение.* Полученные материалы позволяют вполне однозначно отнести V350 Ser к классическим звездам типа T Tau. Какие-либо особенности, свойственные фуорам, в спектре этого объекта пока не проявляются, так что причина долговременного подъема блеска V350 Ser может быть и иной. Однако два момента заставляют обратить на V350 Ser особое внимание.

Во-первых, постепенное увеличение числа звезд, аналогичных V350 Ser, т.е. демонстрирующих достаточно резкие (на несколько величин) и продолжительные (от нескольких месяцев до нескольких лет) повышения блеска и при этом сохраняющих в максимуме T Tau-подобный эмиссионный спектр, позволило Хербигу [20] выделить их в отдельную группу, названную им эксорами (по прототипу EX Lupi). В сущности, V350 Ser уже была им включена в этот список (звезда Apop в табл.3 в статье [20]). Новые данные не противоречат этому заключению. Однако в настоящее время кривая блеска V350 Ser стала известна более детально [3], и можно отметить, что среди всех звезд, относимых к эксорам, она выделяется продолжительностью пребывания на максимальном уровне блеска и может быть сопоставлена в этом смысле только с DR Tau, однако, быстрая фотометрическая активность, характерная для DR Tau, у V350 Ser не наблюдается.

Во-вторых, как указывается в [20], необычное соотношение интенсивностей линий H и K CaII может быть возможным указанием на стадию пре-фуора. И лишь у 5% звезд типа T Tau наблюдается подобный эффект, причем в [20] в качестве лучших примеров упомянуты V1331 Cyg и AS353, т.е. объекты, с которыми V350 Ser имеет наибольшее спектральное сходство, и в то же время к эксорам не относящиеся.

Во всяком случае, несомненно, что V350 Ser окружена довольно плотной оболочкой, но сколько-нибудь выраженных признаков коллимированного истечения здесь не обнаруживается (см. также [9]). С другой стороны, изменения в спектре, наблюдавшиеся в 1982г., позволяют предположить существование эруптивной активности у данной звезды. Действительно, судя по повышению интенсивности линий H и CaII и их смещению в синюю сторону, в 1982г. имел место выброс вещества, приведший к образованию дополнительной оболочки увеличенного размера, просуществовавшей, по крайней мере, неделю (возможно, и заметно больший период). Интенсивность флуоресцентных линий FeI,

которые, как принято считать, формируются близко к поверхности звезды, осталась при этом практически неизменной. Это тоже может служить указанием на то, что выброшенная оболочка располагалась над основной. Однако, учитывая единственность такого рода спектральных изменений, можно прийти к заключению, что подобные выбросы у V350 Cep происходят достаточно редко.

V350 Cep представляет собой интересный объект для дальнейших исследований - и как возможный фуор (или эксор), и как классическая звезда типа Т Тау с развитым спектром, подходящая для сравнительного анализа звездных оболочек.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность всем сотрудникам САО РАН, которые на протяжении всех этих лет оказывали неоценимую помощь и поддержку. Особую признательность мы хотели бы высказать А.Н.Буренкову и В.В.Власюку.

Бюраканская Астрофизическая обсерватория
им. В.А.Амбарцумяна, Армения

SPECTRUM OF V350 Cep: OBSERVATIONS IN 1978-1994

T.Yu.MAGAKIAN, T.A.MOVSESIAN, E.R.HOVHANNESIAN

We present the results of spectral observations on the 6-m telescope in 1978-1994 of the V350 Cep, T Tau star with unusual lightcurve, located in NGC7129 star formation region. General description of the spectrum and relative intensities and radial velocities of the principal lines are given. The spectral variability of the star is described. Strong fluorescence in the Fe I lines is observed. Prominent increase of intensities of the H and Ca II emission lines with simultaneous blueshifting in 1982 are considered as evidence of the ejection of an additional envelope. Meanwhile, no evolutionary changes, characteristic for fuors, can be traced in the V350 Cep spectrum. This star could belong to the EX Lupi type objects (exors).

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Л.Гюльбудагян, Р.А.Саркисян, Астрон. циркуляр., № 972, 5, 1977.
2. Т.Ю.Магакян, А.С.Амирханян, Астрон. циркуляр., № 1038, 5, 1979.
3. E.Semkov, Low mass star formation: from infall to outflow (Poster proceed. IAU Symp. № 182, eds. F.Malbet, A.Castets), p.42, 1997.
4. Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян, Астрон. ж., 41, 549, 1997.
5. P.Massey, K.Strobel, J.V.Barnes, E.Anderson, Astrophys. J., 328, 315, 1988.
6. V.V.Vlasyuk, Bull. Special Astrofiz. Observ., 36, 118, 1993.
7. M.Cohen, G.A.Fuller, Astrophys. J., 296, 620, 1985.
8. R.W.Goodrich, Astron. J., 92, 885, 1986.
9. L.F.Miranda, C.Eiroa, M.Fernandez, A.I.Gomez de Castro, Astron. Astrophys., 281, 864, 1994.
10. А.Л.Гюльбудагян, Астрофизика, 33, 31, 1990.
11. I.Appenzeller, I.Jankovics, R.Jetter, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 64, 65, 1986.
12. J.Eisloffel, J.Solf, K.H.Bohm, Astron. Astrophys., 237, 369, 1990.
13. I.Appenzeller, A.Reitermann, O.Stahl, Publ. Astron. Soc. Pacif., 100, 815, 1988.
14. L.A.Willson, Astrophys. J., 191, 143, 1974.
15. L.A.Willson, Astrophys. J., 197, 365, 1975.
16. M.V.Penston, P.M.Keavey, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 180, 407, 1977.
17. G.H.Herbig, Adv. Astron. Astrophys., 1, 47, 1962.
18. У.Ш.Баязитов, Н.А.Сахибуллин, Астрон. ж., 68, 538, 1991.
19. M.T.V.T.Lago, M.V.Penston, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 198, 429, 1982.
20. G.H.Herbig, in "Low mass star formation and pre-main sequence objects" (Proceed. ESO workshop, ed. B.Reipurth), 1989, p.233.

УДК: 524.3-52

NEW OB-ASSOCIATION IN PUP - CMa.

A.L.GYULBUDAGHIAN, J. MAY*

Received 9 November 1998

Accepted 15 Desember 1998

A new method of determination of distances to the stellar associations is proposed. This method is based on the measurements of mean thicknesses of globules of the systems of dark globules, connected with that association. It is shown that the method is in good agreement with other known so far methods. A new grouping of OB stars in Pup-CMa is found. It is shown that this grouping has properties characteristic for OB-associations: the stars of that grouping have similar distances, similar radial velocities, the grouping is connected with molecular clouds, with Herbig-Haro objects, cometary nebulae. All these results are in favour of this grouping to be a new OB-association. We named that association OB-association Pup-CMa. The preliminary results of ^{12}CO observations of molecular clouds, connected with that association are also given. The radial velocities of these clouds are in good agreement with the mean radial velocity of stars in the association in Pup-CMa.

1. *Introduction.* In [1] the connection of radial systems of dark globules with OB-associations was investigated. It was shown that all known so far 23 radial systems are connected with OB-associations. Recently a new radial system was found in Pup with the central star $30\tau\text{CMa}$ (O9III). We could not find any association connected with this system in the catalogues. As was mentioned above all the systems are connected with OB-associations, so we decided to search for one connected with the radial system in Pup. As will be shown further we succeeded and found a new grouping of OB-stars, having all characteristics of an OB-association: similarity of radial velocities of stars in the grouping, connection with the molecular clouds (which have radial velocities very similar with mean radial velocity of the stars of grouping), presence of an HII region, connection with unstable young objects: Herbig-Haro objects, cometary nebulae, Herbig A_e/B_e star et cet. So it is possible that this grouping is not a pure OB-association, but OB+T-association. This grouping of OB-stars is situated partly in Pup, partly in CMa.

A new method of determination of distances to the stellar associations is also suggested, based on the mean thickness of dark globules.

2. *The determination of distances by means of the mean thicknesses of dark globules of radial systems.* Since the pioneer works of Ambartsumian (see e.g. [2]) the distances to the stellar associations were

* J.M. acknowledges the support from FONDECYT - Chile through grant 8970017.

revised several times. Even now in the catalogues of associations [3,4] there are distances to the same OB-association, which differ one and a half, even two times. Hence it is clear that every new method of determination of distances to the OB-associations is valuable without any doubt.

We suggest a new method based on the mean thickness of dark globules, situated in the radial systems of dark globules. These radial systems are connected with the OB-association, for which we would like to obtain the distance. We presume, that the mean thicknesses of dark globules are constant for each radial system (further it will be shown that such a presumption is not far of being correct). Recently it was shown that there are regions of high density inside the molecular clouds, and in average these regions have similar dimensions in different clouds [5,6]. The main mass of the clouds is in these regions. When the ionizing front from the bright stars comes to these regions, they are evaporating, if they are situated close to the ionizing stars, and are evaporating partly if they are situated farther. When the distances are larger, they remain in the ionizing flow, and in their backside the tails are formed. These objects are dark globules, and from the preceding we can conclude that the mean widths of these globules are similar in different radial systems.

As a standart we took the radial system in Rosette Nebula, with a distance 1.55 kpc [3,4]. The mean thickness for this system is 16" ($\sigma=4$ "). Having these data we can determine the distance to every radial system, for which we know the mean thickness of dark globules. Let us try to determine the distances for the radial systems from Table 1 in [1].

The results are summarized in Table 1, where in the successive columns are given: 1. the number of radial system from Table 1 in [1], 2. the number of globules, for which the mean thickness is determined, 3. the mean thickness of dark globules in arcsec (and errors), 4. the distance to the radial system, determined by the method suggested above, 5. OB-association, connected with radial system, 6. the distance to the OB-association from [3,4], 7. the difference between the distances in columns 4 and 6 (in percents).

As we can see from Table 1, these differences are small (in average $\sim 10\%$).

Let us now consider the previously mentioned radial system in Pup. For three globules we obtained the coordinates of centres and the thicknesses in arcsec: N1. $\alpha_{1950} = 7^h 21^m 45^s$, $\delta_{1950} = -25^\circ 21' 03''$, thick. = 46", N2. $\alpha_{1950} = 7^h 22^m 10^s$, $\delta_{1950} = -25^\circ 32' 01''$, thick. = 46", N3. $\alpha_{1950} = 7^h 22^m 16^s$, $\delta_{1950} = -25^\circ 30' 14''$, thick. = 53". The mean thickness of globules is 48" ($\sigma=6$ "). Hence the distance to this radial system by the method suggested above is 520 pc. In Table 1 the distance to that grouping, calculated by us later in point 3 (540 pc), is given.

We can estimate the distance to the radial system by another method. The radial system is formed by the star 30 τ CMa (O9III), which is sur-

Table 1

THE DISTANCES TO THE RADIAL SYSTEMS

NN	Number of glob.	Mean thick. of globules	Distance to the rad.syst.	OB-associat. connect. with radial syst.	Distance to the association	Difference between col.4 and 6
1	8	35" (10")	0.72kpc	Cep OB 4	0.88kpc	18%
2	8	18 (4)	1.35	Anon	----	---
3	7	30 (6)	0.85	Cam OB 1	0.80	6
4	4	67 (10)	0.38	Ori OB 1	0.45	16
5	4	63 (10)	0.40	"----"	0.45	11
6	9	16 (4)	1.55	Mon OB 2	1.55	0
7	6	53 (7)	0.47	Mon OB 1	0.55	15
8	6	31 (6)	0.81	CMa OB 1	0.95	15
9	5	17 (4)	1.45	Sgr OB 2	1.52	5
10	4	18 (4)	1.40	"----"	1.52	8
11	6	33 (7)	0.76	Sct OB 2	0.73	4
12	5	34 (7)	0.73	"----"	0.73	0
13	9	21 (4)	1.22	Vul OB 4	1.02	20
13.1	7	39 (4)	0.67	Cyg OB 9	0.74	9
13.2	3	40 (4)	0.62	Cyg OB 7	0.74	16
14+15	6	30 (7)	0.84	"----"	0.74	14
16	8	35 (7)	0.73	"----"	0.74	1
17	9	35 (10)	0.73	Cep OB 2	0.75	3
18	3	48 (6)	0.52	Pup+CMa	0.54	4

rounded by an HII region LBN1059, 1061. From Table 1 in [1] we can see, that a similar star is present in the system N4. In that system the HII region with a radius $\sim 3^\circ$ is illuminated by the star λ Ori (O8III). The distance to λ Ori is ~ 450 pc. The radius of HII region, illuminated by the star 30τ CMa is $\sim 2^\circ$, hence the distance to 30τ CMa will be less than 670 pc (we must presume that the physical conditions in both HII regions are identical).

3. *The grouping of OB-stars in PUP-CMA.* As we can see from Table 1 in [1], all radial systems from this Table are connected with OB-associations. We tried to look for a new OB-association which is connected with the system in Pup, mentioned above.

For that purpose we consider the distribution of OB-stars in the region $\alpha_{1950} = (6^h 20^m - 8^h 10^m)$, $\delta_{1950} = (-15^\circ - -35^\circ)$, which contains also the radial system in Pup. The dimensions of this region we accepted ~ 200 pc, which corresponds to maximum dimensions of known OB-associations (if the

THE STARS OF THE OB-ASSOCIATION IN PUP-CMA

N	SAO	HIPP.	V	$B-V$	M_V	Sp	V_R (km/s)	$m(r)$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	172196	32112	7.4	0.0	-1.0	B5.5 V	-----	8.0
2	172297	32408	7.64	-0.11	-1.0	B5.5 V	-----	8.52
3	172334	32547	7.7	-0.3	-1.6	B3.5 V	-----	9.3
4	172356	32642	8.0	-0.3	-1.0	B5.5 V	-----	9.0
5	172403	32782	7.04	-0.18	-2.3	B3 IV	-----	9.34
6	172420	32827	6.33	-0.18	-1.7	B3 V	-----	7.91
7	172425	32856	7.1	-0.30	-1.6	B3.5 V	+18	8.55
8	172461	32952	8.0	0.0	-1.0	B5.5 V	-----	8.55
9	172499	33035	8.03	0.18	-1.6	B3.5 V	+25	8.73
10	172520	33092	4.82	-0.22	-3.9	B1 IV	+31	8.5
11	172542	33152	3.86	1.73	-6.0	K3 Iab	+36	8.6
12	172578	33294	6.81	-0.2	-2.3	B3 IV	+10	9.11
13	172588	33316	5.28	-0.19	-3.4	B3 II-IIII	+38	9.4
14	152126	33347	4.38	-0.06	-3.9	B3 II	+41	9.0
15	172617	33412	7.81	-0.15	-1.0	B5.5 V	+17	8.81
16	172656	33532	6.37	-0.19	-1.7	B3 V	-----	7.97
17	172706	33673	6.99	-0.17	-1.0	B5.5 V	-----	8.0
18	172725	33721	6.53	-0.17	-1.4	B4 Vne	+9	7.93
19	172750	33770	7.36	-0.13	-1.6	B3.5 V	-----	8.96
20	172839	33977	3.03	-0.09	-6.8	B3 Ia	+48	9.5
21	172872	34041	6.87	-0.16	-2.3	B3 IV	-----	8.7
22	172876	34048	7.97	-0.17	-1.0	B5.5 V	-----	8.97
23	197566	34248	6.34	-0.16	-2.3	B3 IV	+14	8.64
24	172989	34331	6.62	-0.17	-3.5	B1 V	-----	9.5
25	173002	34360	5.71	-0.10	-3.5	B1 Ve	-----	8.3
26	152480	34566	8.0	-0.09	0.0	B8.5 V	-----	8.0
27	173189	34786	6.91	-0.14	-1.6	B3.5 V	-----	8.3
28	173244	34924	6.11	-0.26	-2.3	B3 IV	-----	8.4
29	197719	34937	6.57	-0.17	-2.7	B2 IV	+28	9.2
30	152608	35004	7.36	-0.16	-1.6	B3.5 V	+20	8.96
31	173280	35026	7.7	-0.7	-1.6	B3.5 V	-----	9.3
32	197770	35168	7.15	-0.17	-1.4	B4 V	-----	8.55
33	173350	35208	7.2	0.1	-1.0	B5.5 V	-----	8.2
34	197827	35391	7.7	0.0	-1.6	B3.5 V	-----	8.9
35	173446	35415	4.39	-0.16	-6.0	O9 III	+40	8.8

1	2	3	4	5	6	7	8	9
36	173462	35453	7.47	-0.16	-1.0	B5.5 V	-----	8.47
37	173464	35461	7.30	0.0	-1.6	B3.5 V	+26	8.3
38	173520	35604	7.88	-0.15	-1.1	B5 Vne	-----	8.98
39	173517	35609	6.61	-0.15	-1.7	B3 V	+10	8.3
40	197925	35795	5.40	-0.16	-2.4	B5 IIIne	+24	8.3
41	197944	35887	6.59	-0.2	-1.6	B3.5 V	+7	8.14
42	173651	35904	2.44	-0.07	7.0	B5 Ia	+41	9.3
43	173752	36168	5.4	0.1	-4.6	B0 IVpe	+48	8.9
44	173793	36246	7.1	-0.12	-1.0	B5.5 V	-----	8.1
45	198042	36362	5.77	-0.19	-2.3	B3 IV	+8	8.07
46	173980	36707	7.71	-0.17	-1.0	B5.5 V	-----	8.7
47	198121	36741	7.36	-0.13	-1.6	B3.5 V	-----	8.96
48	198168	36955	7.22	-0.12	-2.6	B2.5 IV	-----	9.7
49	198312	37524	6.96	-0.15	-1.1	B5 V	-----	8.06
50	174433	37751	5.62	-0.19	-3.5	B1 V	-----	8.8
51	174475	37880	6.74	-0.14	-2.3	B3 IV	-----	9.0
52	174522	37957	8.0	-0.12	0.0	B8.5 V	-----	8.0
53	198463	38110	7.21	-0.15	-0.9	B6 V	-----	8.11
54	174730	246760	7.75	0.0	-1.2	B8 III	-----	8.95

distance is 520 pc, as was found above). We have taken the stars out of [7]. We used the data from [8] and its former publications, but mainly from [9]. The absorption was calculated by the formula $R = 3.1 \times E(B-V)$.

We left the stars which have distance moduli in the interval $(7^m.91 - 9^m.7)$. The mean distance module for these stars is $m(r) = 8^m.66$ ($\sigma = 0^m.48$), which corresponds to the distance $d = 540$ pc. The distribution of OB-stars is presented in Fig.1. The boundary of grouping is outlined by solid line. There are 54 stars in the grouping, 36 of them are of MS, the others are subgiants, giants, supergiants. There is also one late type supergiant - HIP 33152, K3lab. It was mentioned by Ambartsumian in [10], that there are also late type supergiants among the stars occurring in the OB-associations. The data concerning this grouping are summarized in Table 1 (N18), and the data concerning separate stars, in Table 2. In Table 2 in column 1 the number of star is given, in column 2 - the number of star from SAO catalogue, in column 3 - the number of star from HIPPARCOS catalogue [9], in columns 4-7 the corresponding data for these stars are given from [7,8,9], in column 8 - the radial velocities of stars from [7], in column 9 - the distance moduli, calculated by using the data in other columns.

We can calculate the distance of this grouping, using the values of parallaxes of the stars, given in [9]. We have a mean value of parallax for

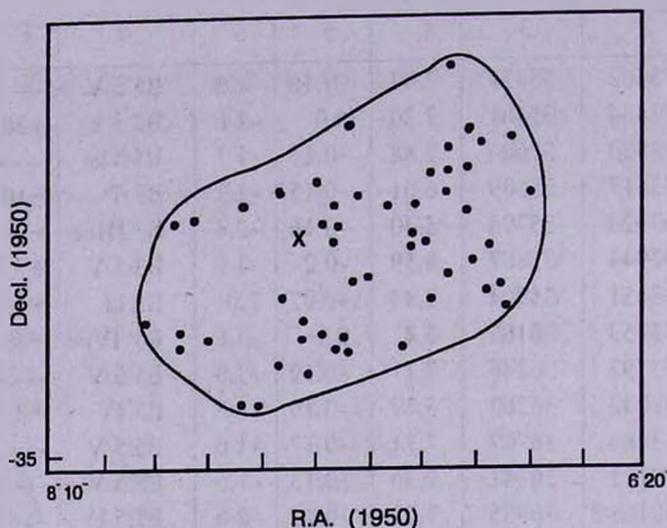


Fig. 1. The distribution of OB stars in the Pup-CMa. The position of radial system of dark globules is marked by x.

these stars equal to 1.99 mas, which corresponds to the distance of 500 pc ($\sigma = 150$ pc). This value is in good agreement with the previous results obtained in this paper.

We tried to compare the grouping in Pup-CMa with the known so far OB-associations. We compared the mean distance moduli and their dispersions. In Table 3 the mean distance moduli and their dispersions for grouping in Pup-CMa and for some known OB-associations are given (the values are calculated using the data from [11]). As we can see from Table 3, the dispersion of mean distance module for Pup-CMa does not differ significantly from the ones for other OB-associations.

Table 3

MEAN DISTANCE MODULI FOR THE STARS OF OB-ASSOCIATIONS

Assoc.	CamOB1	AurOB1	PerOB1	AurOB2	CasOB2	CasOB6	CasOB8	Pup-CMa
$m (r)$	9 ^b .6	10.4	11.4	12.1	11.9	10.5	12.5	8.7
s	0 ^b .45	0.56	0.58	0.53	0.54	0.57	0.47	0.48

Now we can determine the mean radial velocity of the stars of grouping in Pup-CMa. We used data from [7]. There are data for 22 stars. The mean radial velocity for these stars is $V_R = 26$ km/s, dispersion $\sigma = 13$ km/s. Now we must compare these values with the corresponding values for some known so far OB-associations. In Table 4 there are values for some OB-associations (the values were calculated using data from [11]).

As we can see from Table 4, the dispersion of mean radial velocity for association in Pup-CMa does not differ significantly from the values for

known OB-associations.

Table 4

MEAN RADIAL VELOCITIES FOR STARS OF OB-ASSOCIATIONS

Assoc.	Stars	Mean Vel.	Dispersion
Per OB 1	31	-42 km/s	10 km/s
Cas OB 6	11	-22	20
Cep OB 3	7	-22	7
Aur OB 2	9	-9	13
Pup-CMa	22	26	13

All these results give us an opportunity to conclude that the grouping in Pup-CMa is really a new OB-association.

It is interesting to note, that there are some unstable young objects, connected with this association. In the dark cloud LDN1664 there are some stars, connected with the cometary nebulae CLN112-116 and Herbig-Haro objects HHL50-53 [12]. The dark nebula LDN1660 is connected with a Herbig A_c/B_c star vdB 66 N096.

4. *The connection of new association with molecular clouds.*

Now is well known, that almost all OB-associations are connected with dark clouds, that is with molecular clouds. The molecular clouds are situated not far from the stars of associations, composing a whole complex with them (see e.g. [13]). There are some such clouds in the investigated region - LDN1659-1667. The observations of molecular clouds in ¹²CO(1-0) were obtained with the Columbia University millimetre-wave telescope at Cerro-Tololo, Chile. This 1.2 m diametre instrument has a full beamwidth at half maximum (FWHM) of 8'.8 at 115 GHz and a main beam efficiency of 0.82. Rather detail observations were done of 7 molecular clouds, situated in the area of grouping. More complete results will be published in [14]. Here we give as an illustration the contour maps of two clouds only. These clouds are connected with dark globules and unstable objects (Herbig-Haro objects, cometary nebulae, IRAS point sources). In Fig.2 are presented the contour maps for two molecular clouds. The radial velocities of gas in LDN1664 is in the interval 15-24 km/s, and in LDN1667 - in the interval 13-29 km/s. With the cloud LDN1664 the following unstable objects are connected: Herbig-Haro objects HHL50 (which is connected with IRAS point source IRAS07225-2428), HHL51 (with IRAS07225-2422), HHL52 (with IRAS 07227-2423), HHL53 (with IRAS07232-2422); cometary nebulae: CLN110, CLN111 (is connected with IRAS07225-2422), CLN112 (with IRAS07227-2423). With the cloud LDN1667 the following unstable objects are connected: cometary nebulae CLN108, CLN109 (is connected with IRAS07222-2610), and also the mentioned above radial system of dark globules.

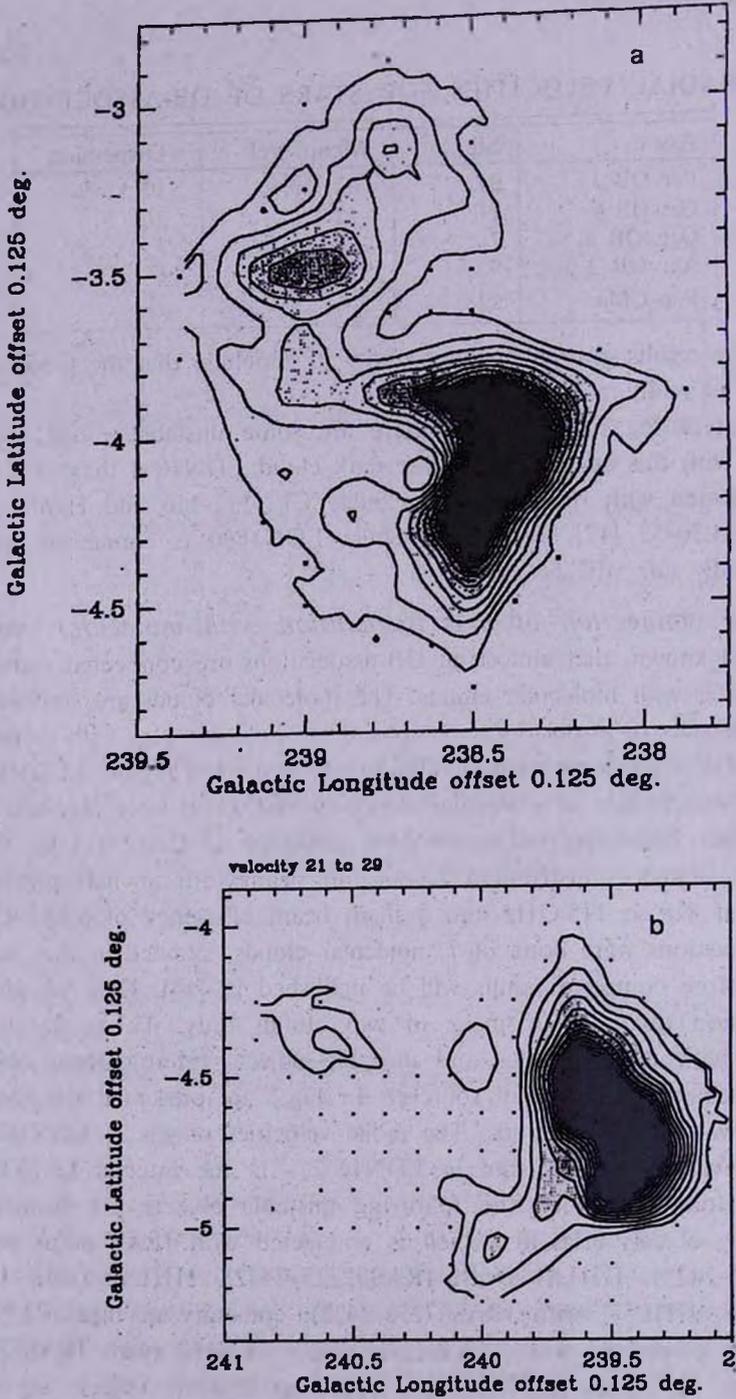


Fig.2. The distribution of $^{12}\text{CO}(1-0)$ in the dark clouds: a) LDN1664, b) LDN1667.

The distribution of molecular gas in these two clouds is presented in Fig.2.

The mean radial velocity of gas in these clouds is 21 km/s, which is in good agreement with the main radial velocity of stars in the grouping ($V_R = 26$ km/s).

The results of characteristic values for these and other clouds (dimensions, masses, densities) will be presented in [14].

5. *Summary.* In [1] it was shown that all known so far radial systems of dark globules are connected with OB-associations. The purpose of this work was to show that the recently found by us radial system of dark globules in Puppis is also connected with an OB-association. We have found a group of OB stars in the vicinity of that radial system, which has all properties of OB-associations: it is rather isolated, is connected with molecular clouds, with unstable young objects (Herbig-Haro objects, cometary nebulae et cet.). The number of stars, members of that grouping, is 54, the dispersions of distance moduli and mean radial velocities of these stars are very similar to the values of corresponding dispersions for known so far OB-associations. The distance to the grouping is 540 pc, the mean radial velocity of the stars is 26 km/s. The preliminary results of ^{12}CO observations of molecular clouds show that they have velocities very close to the mean radial velocity of the stars, that is these clouds belong to the association.

It is also suggested a method of determination of distances to the radial systems, by mean values of thicknesses of dark globules included in these systems. The distances of several OB-associations (which have such radial systems) were calculated by that method. They differ from the corresponding values, given in the catalogues, by ~ 10%.

Acknowledgements. We would like to thank the referee for attentive studying of manuscript and some useful comments, and V.Hambarian for help with HIPPARCOS data.

Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia
Departamento de Astronomia, Universidad de Chile, Chile

НОВАЯ ОБ-АССОЦИАЦИЯ В КОРМЕ - Б.ПСЕ

А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН, Х.МАЙ

Предложен новый метод определения расстояний до звездных ассоциаций. Этот метод основан на измерении средней толщины глобул радиальных систем темных глобул, связанных с ассоциацией. Показано, что этот метод находится в хорошем согласии с ранее известными методами.

Найдена новая группировка ОВ-звезд в Корме - Б.Псе. Показано, что эта группировка имеет свойства ОВ-ассоциаций: звезды группировки имеют сходные радиальные скорости, сама группировка связана с молекулярными облаками, объектами Хербига-Аро, кометарными туманностями. Все эти результаты свидетельствуют в пользу того, что эта группировка является ОВ-ассоциацией. Мы назвали ее ОВ-ассоциацией Pup-CMa. Приводятся также предварительные результаты ^{12}CO наблюдений молекулярных облаков, связанных с этой ассоциацией. Радиальные скорости облаков находятся в хорошем согласии со средней радиальной скоростью звезд ассоциации.

REFERENCES

1. *A.L.Gyulbudaghian, G.B.Ohanian, L.G.Hakhverdian*, *Astrofizica*, **37**, 577, 1994.
2. *V.A.Ambartsumian*, *Soobsh. Byurakan. Obs.*, **2**, 1, 1949.
3. *G.Alter, J.Ruprecht, V.Vanisek*, *Catalogue of star clusters and associations*, Budapest, 1970.
4. *G.Ruprecht, B.Balazs, R.E.White*, *Catalogue of star clusters and associations*, Supplement 1, Budapest, 1981.
5. *R.L.Snell*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **45**, 121 1981.
6. *H.Underrechts, C.M.Walmsley, G.Winnewisser*, *Astron. Astrophys.*, **111**, 339, 1982.
7. *Star catalogue 2000.0. V.1*, ed. A.Hirshfeld&R.W.Sinnott, Sky Publishing Corporation, 1982.
8. *W.Buscombe*, MK spectral classifications, Twelfth general catalogue, Northwestern University Evanston, Illinois, 1995.
9. *The Hipparcos and Tycho catalogues*, European Space Agency, Noordwijk, Netherlands, 1997.
10. *V.A.Ambartsumian*, *Compt.Rend. AS USSR*, **16**, 73, 1953.
11. *H.U.Keller*, *Annalen der Universitats Sternwarte Wien*, **29**, 201, 1970.
12. *A.L.Gyulbudaghian*, *Astrofisica*, **41**, 581, 1998.
13. *A.Sargent*, *Astrophys.J.*, **218**, 736, 1977.
14. *J.May, A.L.Gyulbudaghian*, *Astron. Astrophys.*, 1999, in press.

УДК: 524.337

О ВОЗМОЖНОСТИ СИСТЕМАТИЗАЦИИ КЛАССИЧЕСКИХ НОВЫХ ПО ТИПАМ КРИВЫХ БЛЕСКА. II. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НОВЫХ И ГРУППЫ

А.Э.РОЗЕНБУШ

Поступила 1 июля 1998

Принята к печати 15 октября 1998

Обсуждается предложенное в I части статьи разделение новых на группы по признаку формы кривой блеска, построенной в шкалах "амплитуда вспышки - логарифм радиуса оболочки". Рассматриваются наблюдательные характеристики новых, связанные с принадлежностью к определенным группам. Для новых группы GQ Mus, возможно, характерно наличие рентгеновского излучения. Предлагаемое разделение новых на группы, возможно, связано со структурой сброшенной при вспышке оболочки. Новые с гладкими кривыми блеска обладают эллипсоидальными оболочками без значительных неоднородностей. Новые с временным падением блеска или с его осцилляциями на переходной стадии вспышки - эллипсоидами с неоднородным распределением вещества по оболочке (экваториальный и тропические пояса у новых группы DQ Her, экваториальный пояс у группы RR Pic, клочковатая структура у группы CP Pup). Рассмотрены соотношения между некоторыми параметрами новых: абсолютной звездной величиной, амплитудой вспышки, скоростью расширения оболочки и др. Из зависимости "глубина временного ослабления блеска на переходной стадии вспышки - скорость расширения оболочки" делается возможный вывод, что кинетическая энергия оболочки может быть константой для новых группы DQ Her.

1. *Введение.* В первой части данной статьи [1] мы по признаку формы кривой блеска выделили несколько групп новых. Признак формы включает в себя определенный диапазон амплитуд вспышек, т.е. мы в признак группы ввели физическую характеристику. Каждая группа обладает своей средней кривой блеска в шкале радиуса сброшенной во время вспышки оболочки. Определение типа кривой блеска новой, не имеющей спектроскопических данных о скорости выброса оболочки, означает не только то, что мы имеем оценку этой скорости, но и возможность уточнить ее спектральное определение, искаженное пространственной скоростью.

Использование линейной шкалы радиуса представляет определенные неудобства, поэтому мы отдали предпочтение шкале логарифма радиуса, которая эквивалентна шкале логарифма времени, предложенной Воронцовым-Вельяминовым [2]. Известно было, что кривая блеска в этой шкале может быть представлена несколькими прямыми отрезками с типичными значениями коэффициента наклона. Последнее может

быть связано с геометрией выброса вещества при вспышке (см. дискуссию в [3]): газовый шар, газовая оболочка с постоянной толщиной или газовая струя. Предлагаемые нами группы новых также различаются наклоном кривых блеска, т.е. мы имеем основание для поиска соотношения между группой и структурой оболочки.

Располагая такими предпосылками, мы рассмотрим соотношения между различными наблюдательными характеристиками новых. Естественно, основные стадии развития вспышки, описанные Мак-Лафлиным, сохранили свое определение.

2. *Общая дискуссия по выделенным группам и их характеристикам.* Реальность существования групп новых можно видеть в идентичности кривых блеска некоторых новых внутри группы. В группе RR Pic это случай самой RR Pic и V4077 Sgr. В группе симбиотических новых возможна идентичность PU Vul и V4021 Sgr. Этот случай интересен тем, что у обеих новых наблюдалось временное ослабление блеска, т.е. V4021 Sgr является вторым таким случаем в группе из 4 новых. Для объяснения временного ослабления блеска PU Vul предлагалось две модели (см. дискуссию в [4]): образование пыли на луче зрения и затмение вторым компонентом. Случай V4021 Sgr может быть дополнительным аргументом в пользу первого объяснения, как более вероятного по сравнению с затмением, требующим наклона орбиты двойной системы, близкого к 90 градусам.

Мы уже обращали внимание, что во всех группах приведение амплитуды вспышек новых к прототипу привело к необходимости допущения более слабого блеска новых в спокойном состоянии. Здесь может быть несколько причин. Во-первых, прототипом всегда была яркая новая, для которой известен блеск спокойного состояния до вспышки и часто после вспышки, а они могут систематически отличаться, как это было отмечено Дюрбеком [5]. Во-вторых, перед вспышкой предновая иногда имеет тенденцию к увеличению яркости, поэтому само понятие "амплитуда вспышки" требует более точного определения. В-третьих, и, по-видимому, в основном, за счет отличия используемых фотометрических полос для максимума вспышки и спокойного состояния, соответственно близких к полосе V (визуальная или фотовизуальная) и полосе B (фотографическая). А новые в спокойном состоянии и в максимуме блеска имеют сильно отличающиеся эффективные температуры. В-четвертых, некоторый вклад может давать второй компонент двойной системы, в состав которой входят новые. В нашем исследовании мы ориентировались на визуальные наблюдения или наблюдения в полосе V , в то время как данные о блеске в спокойном состоянии относятся, в основном, к фотографической системе.

Кривую блеска новой в логарифмической шкале можно представить, в основном, двумя прямыми отрезками. В табл.1 приведены коэффици-

Таблица 1

СРЕДНИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ НАКЛОНА a_1 И a_2 ЛИНЕЙНЫХ УЧАСТКОВ КРИВЫХ БЛЕСКА ГРУПП НОВЫХ

Группа	Коэффициенты наклона	
	a_1	a_2
RR Pic	0	-4.6
GQ Mus	-1.7	-9.3
DN Gem	-2	-4.5
CP Pup	-2.1	-5.5
V630 Sgr	-2.8	-4.8
V1974 Cyg	-2.8	-8
CP Lac	-3.7	-5

енты наклона линейных участков для выделенных групп новых: первого, от максимума до переходной стадии, и второго, на стадии окончательного падения блеска. Обращает на себя внимание узкий диапазон значений для a_2 , от 4.5 до 5.5, при большем разнообразии для a_1 . Такой узкий диапазон может говорить об идентичности условий в оболочке, излучающей в основном в эмиссионных линиях, на соответствующей стадии вспышки. Условия до переходной стадии могут существенно отличаться в разных группах. Группы GQ Mus и V1974 Cyg имеют очень крутые вторые участки, после которых новые могут вернуться в спокойное состояние и которые можно отождествить с переходной стадией; это указывает на возможную родственность этих новых с рентгеновскими новыми (см. далее), также обладающими резким падением блеска после I линейного участка.

Отсутствие характерных деталей у новых с гладкими кривыми блеска усложняет их классификацию. Для уверенной классификации новой как члена группы CP Lac необходима информация об отсутствии инфра-красного избытка, иначе новая может быть отнесена к группе DQ Her. Вполне возможно, что нет однородной группы CP Lac, подобно DQ Her или CP Pup, а имеется группа новых с подобной формой кривой блеска, но различающимися амплитудами, и, по-видимому, обсуждение их свойств следует проводить совместно с повторными новыми, обладающими подобными кривыми блеска. Наиболее определенно выделена группа новых типа DQ Her, поэтому детальное обсуждение характеристик начнем с нее, чтобы поиском очевидных соотношений между наблюдаемыми параметрами новых этой и других групп проверить справедливость нашего разбиения на группы. Мы будем пытаться в уже

известных тенденциях, которые иногда трудно назвать зависимостями, выделить черты, связанные с таким делением на группы.

Для новых группы DQ Her легко заметить, что амплитуда вспышки A выше у новых с меньшим временным ослаблением блеска Δm (рис.1)

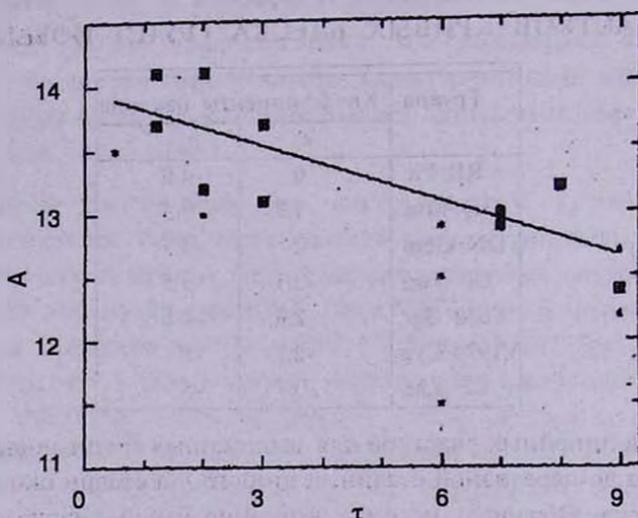


Рис.1. Соотношение между амплитудой A вспышки и $\tau = 1.086\Delta m$ новых группы DQ Her, где Δm - глубина RCB-минимума на переходной стадии вспышки. Обозначения см. в тексте.

$$A = 13.5 - 0.11 \cdot \Delta m, \quad (1)$$

(коэффициент корреляции $k = -0.49$). Новые, использованные при выведении этой зависимости, отмечены в табл.1 из [1] одной звездочкой, двумя звездочками - новые, которые удовлетворяют данной зависимости, но не использованы из-за плохо пронаблюденного ослабления или отсутствия данных наблюдений о блеске в спокойном состоянии. Эффект селекции на эту зависимость, по-видимому, не повлиял, так как совмещение кривых блеска по шкале ординат по участку до переходной стадии могло бы привести к селекции, но тогда это выразилось бы в зависимости блеска спокойного состояния от Δm , чего нет.

Ранее [6] мы обратили внимание на зависимость между скоростью расширения оболочки V и Δm . Новые данные позволяют подтвердить ее существование и уточнить вид (рис.2). Видно, что спектроскопические скорости дают значительно больший разброс, чем приведенные скорости. Заманчиво представить эту зависимость степенной функцией

$$\Delta m = b \cdot V^{-2.4}, \quad (2)$$

где b - коэффициент пропорциональности (для преобразованных величин $(\Delta m, \lg V)$ $k = -0.47$). Сделаем преобразования в (2). Как известно, $\Delta m = 1.086\tau$, где τ - оптическая толщина поглощающего слоя. Через

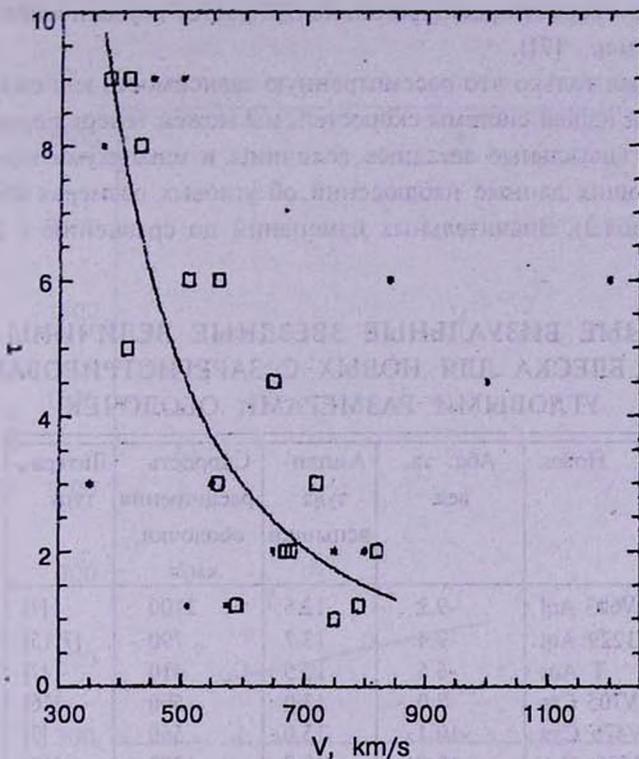


Рис.2. Соотношение между приведенной скоростью расширения оболочки V и $\tau = 1.086\Delta t$ у новых группы DQ Her, где Δt - глубина RCB-минимума на переходной стадии вспышки. Квадраты - приведенные скорости расширения оболочек; точки - скорости, выведенные из спектральных наблюдений; кривая - зависимость, представляемая уравнением (2).

определение оптической толщины и величин, в нее входящих, получаем

$$\tau = \pi a^2 n Q \propto M_d \propto M, \tag{3}$$

где a - радиус пылинок. n - плотность пылинок по лучу зрения на единицу площади, Q - фактор эффективности экстинкции пылинок, M и M_d - масса оболочки и пыли в ней. Таким образом, приходим к соотношению между скоростью расширения оболочки и ее массой:

$$M \propto V^{-2.4}. \tag{4}$$

Перепишем (4) в таком виде:

$$M \cdot V^2 = c \cdot V^{-0.4}, \tag{5}$$

где c - коэффициент пропорциональности. Или

$$E \propto V^{-0.4}, \tag{6}$$

т.е. кинетическая энергия E оболочки уменьшается с ростом скорости расширения оболочки. Очень возможно, что показатель степени данной зависимости более близок к нулю, т.к. наблюдаемая глубина минимума может быть связана с ориентацией пылевого пояса относительно луча

зрения [6], а скорость расширения также растет с увеличением широты (см., например, [7]).

Расценивая только что рассмотренную зависимость как свидетельство правильности нашей системы скоростей, мы можем теперь переопределить абсолютные визуальные звездные величины в максимуме вспышки для новых, имеющих данные наблюдений об угловых размерах сброшенных оболочек (табл.2). Значительных изменений по сравнению с литератур-

Таблица 2

АБСОЛЮТНЫЕ ВИЗУАЛЬНЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ В МАКСИМУМЕ БЛЕСКА ДЛЯ НОВЫХ С ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫМИ УГЛОВЫМИ РАЗМЕРАМИ ОБОЛОЧЕК

Новая	Абс. зв. вел.	Амплитуда вспышки	Скорость расширения оболочки, км/с	Литература
V603 Aql	-9.2	12.6	2100	[7]
V1229 Aql	-7.4	13.7	790	[7,15]
T Aur	-6.5	12.5	410	[7]
V705 Cas	-7.0	13.0	560	[16]
V476 Cyg	-10.1	15.0	560	[7]
V1500 Cyg	-10.9	19.7	1300	[17]
V1974 Cyg	-7.9	13.8	900	[18]
HR Del	-6.5	7.0	520	[7]
DQ Her	-7.6	12.5	430	[7]
CP Lac	-9.2	13.2	2400	[8]
GK Per	-9.6	13.0	1450	[7]
RR Pic	-7.7	10.5	350	[7]
CP Pup	-10.9	14.7	1000	[7]
FH Ser	-7.8	13.7	560	[19]
XX Tau	-9.4	14.0	670	[7]
PW Vul	-7.1	10.5	670	[20]
QU Vul	-6.2:	13.8	450	[21]

ными данными (см., например, [7]) не произошло, но использованием наших данных мы проводим косвенную проверку правильности нашего разбиения новых на группы. Вся история с определением светимостей новых имеет логическое завершение в параллаксе V603 Aql из каталога Hipparcos: 4.21 ± 2.59 угловых миллисекунд, что дает расстояние, близкое к известному по публикациям и выведенному нами. Сопоставление со скоростями из табл.1 в [1] приводит к известному выводу (см., например, [7]) о возможном существовании зависимости между абсолютной звездной величиной новой в максимуме M_{Vmax} и скоростью расширения оболочки

V (рис.3). Для новых типа DQ Нег она удовлетворяет соотношению ($k = -0.36$)

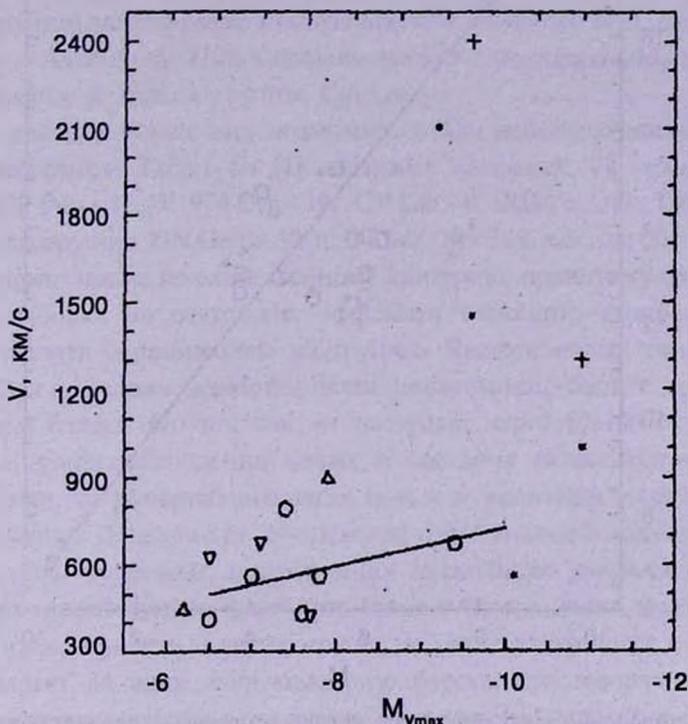


Рис.3. Соотношение между абсолютной звездной величиной в максимуме вспышки M_{Vmax} и приведенной скоростью расширения оболочки V для групп новых из табл.3. DQ Нег: кружки; RR Pic: треугольники вниз; V1974 Cyg: треугольники вверх; CP Pup: точки; CP Lac: крестики.

$$V = -105 \cdot M_{Vmax} - 261. \quad (7)$$

Пейн-Гапошкина [8] качественно обсуждает существование зависимости между абсолютной звездной величиной в спокойном состоянии M_{Vmin} и A . Для новых из нашего исследования эта зависимость имеет вид (рис.4):

$$A = 1.5 \cdot M_{Vmin} + 5.9 \quad (8)$$

($k = 0.75$), который сохраняется для соответствующих новых табл. 6-4 из [7] (на рис.4 они отмечены точками), но разброс точек для наших данных меньше. Отметим разграничение областей локализации новых разных групп. Зависимость (8) можно преобразовать к виду

$$\left(\frac{L_{max}}{L_0} \right) = 10^{5.24} \left(\frac{L_{min}}{L_0} \right)^{-0.5}, \quad (8a)$$

где L_0 - светимость Солнца. Формально это означает, что нулевой амплитудой вспышки обладают звезды со светимостью около $10^{15} L_0$.

Вопрос о правомерности использования новых как стандартов для

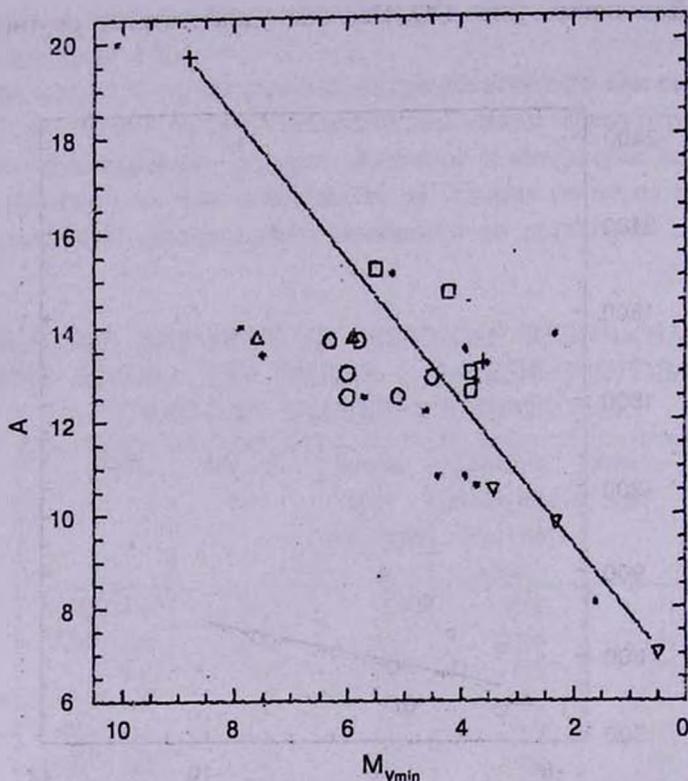


Рис.4. Соотношение между абсолютной звездной величиной в спокойном состоянии M_{Vmin} и амплитудой A вспышки новых из табл.3. DQ Her: кружки; RR Pic: треугольники вниз; V1974 Cyg: треугольники вверх; CP Pup: квадраты; CP Lac: крестики. Точки - положения новых согласно табл. 6-4 из [7].

определения расстояний до галактик иногда дискутируется в литературе [9]. Наше разбиение на группы согласуется с известной зависимостью между скоростью падения блеска после максимума и абсолютной звездной величиной в максимуме (см., например, [10]), причем определенным участкам этой зависимости соответствуют определенные типы новых. Новые типа CP Pup обладают более высокой скоростью падения блеска сравнительно с новыми группы DQ Her, при примерно равных абсолютных звездных величинах. Участок перехода от ярких новых к слабым могут формировать новые типа V1974 Cyg (верхняя часть) и DQ Her. Далее в зависимость "включаются" медленные новые типа RR Pic. В пределах группы DQ Her существует соотношение между амплитудой вспышки A и абсолютной звездной величиной в максимуме M_{Vmax} (табл.2)

$$M_{Vmax} = 6.7 - 1.08 \cdot A. \quad (9)$$

Из исходных данных для рис.1 из [1] видно очевидное увеличение скорости падения блеска с увеличением амплитуды вспышки, т.е. новые типа DQ

Нег заполняют "переход" между новыми типа CP Pup и V1974 Cyg и новыми типа RR Pic. Новые типа CP Lac могут выпадать из зависимости, обладая высокой скоростью падения блеска, но пониженной светимостью. С таким случаем можно связать новую ShA40 в галактике M31, отмеченную Шаровым и Алкснисом [10]. Согласно нашей классификации, эту новую можно отнести к новым группы Cp Lac.

Наша выборка новых дает возможность для небольшого статистического исследования. Табл.1 из [1] содержит 90 новых. По группам: DQ Нег - 20, CP Pup - 12, V1974 Cyg - 10, CP Lac - 8, RR Pic - 17, GQ Mus - 23 (включая подгруппы DN Gem - 10 и CT Ser - 8). Так как мы для исследования отбирали новые по единственному критерию: полнота кривой блеска, то наша выборка не отягощена эффектом селекции, который можно было бы связать с разбиением на группы. Частота новых типа DQ Нег около 0.22, т.е. каждая четвертая-пятая новая может быть с временным ослаблением блеска. Но так как он наступает через 50-100 суток после максимума, когда наблюдения новых в соседних галактиках часто уже прекращаются, то обнаружение таких новых и уверенная классификация проблематичны. Дальнейшее обсуждение предлагаемой классификации может вестись, например, в следующих нескольких направлениях.

Одно из них следует из факта, что кривые блеска новых групп CP Pup и DQ Нег (как, впрочем, и других групп, но менее явно) после переходной стадии выходят на одну, общую кривую блеска, что говорит о близких условиях свечения оболочек в это время. Здесь уместно напомнить замечание Мак-Лафлина [11], что вступление новых в небулярную стадию вспышки при одном уровне падения блеска после максимума может говорить о том, что масса оболочки определяет как максимальный блеск новой, так и яркость туманности, т.е. новые этих групп могут иметь одинаковую массу выброса, но разная его морфология приводит к разделению на группы. Другое направление. Чем больше масса выброса, тем меньше его скорость. С другой стороны, из рис. 1 и 2 следует, что более высокая масса оболочки ведет к меньшей амплитуде вспышки и к меньшей скорости падения блеска, т.е. кривая блеска в максимуме более плоская. Казалось бы, можно перейти от группы DQ Нег к группе RR Pic, с их длительным состоянием максимума, как новым с большой массой оболочки. Но в последнем случае нет временных ослаблений блеска, связанных с образованием пыли на луче зрения и характерных для новых группы DQ Нег. Отсутствие плавного перехода между группами DQ Нег и RR Pic, а это можно видеть из существенной разницы амплитуд вспышек у новых этих групп, говорит о некотором различии механизмов вспышек. Прямые снимки дают представление об оболочках новых типа DQ Нег, как эллипсоидах с экваториальным и, иногда, с тропическими поясами, и типа RR Pic, как

неярких эллипсоидах с более ярким экваториальным поясом (см., например, [7]). Следующий переход в механизме вспышек - это вспышки типа HR Del, которые, в свою очередь, очень близки к симбиотическим новым типа PU Vul. Отметим, что гладким кривым блеска (типа CP Lac и V1974 Cyg) соответствуют однородные эллипсоиды. Неоднородности в них если и существуют с момента формирования оболочки, то не играют определяющей роли. Неоднородности могут определять форму кривой блеска в случае новых типа CP Pup: GK Peg и CP Pup обладают очень неравномерным распределением вещества в оболочке, как следует из прямых снимков (см., например, [7]). Но здесь необходима определенная осторожность, так как неоднородности могут развиваться на заключительной стадии вспышки.

Это наше заключение о связи типа новой с морфологией сброшенной оболочки находится в согласии с теоретическим выводом [12]: самые быстрые новые обладают почти сферическими оболочками с распределенным веществом на 4-6 облаков; более медленные представлены осесимметричной структурой из эллипсоидальной оболочки и экваториального и, иногда, тропических поясов.

В связи с морфологией оболочки и ее пространственной ориентацией обратим внимание на возможную интерпретацию применяемого в литературе определения оптической толщины пылевой оболочки как отношение максимальной инфракрасной светимости к светимости во вспышке $\tau = L_{IR}/L_0$ (см., например, обзор [13]). Из зависимостей (1) и (9) для новых группы DQ Нег можно вывести, что светимость во вспышке выше у новых с ориентацией пылевого пояса, близкой к картинной плоскости, а примером такой новой является V1668 Cyg, для которой в обзоре [13] приводится величина $\tau = 0.08$. Из рис.1 в [1] можно видеть, что при ориентации пояса вдоль луча зрения видимая светимость этой новой могла бы быть на порядок ниже, следовательно, имела бы величину $\tau \approx 0.8$. Это упрощенное представление, так как свою роль играет масса оболочки, что также накладывает ограничение на величину τ . Уменьшение τ после переходной стадии происходит, в основном, быстрее, чем простое расширение оболочки с постоянной скоростью. Это может быть как следствием ускорения пыли лучистым давлением, так и ее разрушения.

Следует взглянуть с точки зрения ориентации неоднородностей в распределении вещества в оболочке в виде поясов относительно луча зрения на упомянутую выше зависимость между скоростью падения блеска после максимума и абсолютной звездной величиной в максимуме: в верхней части находятся новые с однородными оболочками (в картинной плоскости), с увеличением наклона поясов у новых типа DQ

Her уменьшается скорость падения блеска (и уменьшается наблюдаемая $M_{V_{\max}}$) и в нижней части зависимости располагаются новые с мощными поясами типа RR Pic.

Новые группы GQ Mus, как и другие группы новых с гладкими кривыми блеска, нам не удалось связать с количественными параметрами вспышек. Но эта группа выделяется одной интересной характеристикой. Две яркие новые (V351 Pup и GQ Mus) длительное время были интенсивными источниками рентгеновского излучения. В последнем случае резкое выключение рентгеновского источника [14] совпало с резким изменением скорости падения блеска в феврале 1992г. ($\lg r \approx 15.6$). Не исключено, что вспыхивающее поведение некоторых новых подгруппы DN Gem, таких, как V465 Cyg и DK Lac, имеет причину, связанную с источниками рентгеновского излучения. У новых типа V1974 Cyg завершение корональной фазы также совпадает с переходом к более быстрому падению блеска, но при $\lg r \approx 15.3$.

Общей характеристикой многих групп новых можно считать существование резкого излома кривой блеска на $\lg r = 15.3 \div 15.6$. Уровень блеска относительно спокойного состояния при этом тоже примерно одинаков: 7-8^m.

3. *Заключение.* Предложенное в [1] разбиение новых на группы позволило уточнить некоторые зависимости между параметрами новых, включая предлагаемую упрощенную интерпретацию известной зависимости "абсолютная звездная величина в максимуме вспышки - скорость падения блеска". Химический состав не является определяющим фактором для принадлежности новой к определенной группе, например, новые с высоким содержанием неона встречаются в разных группах.

Можно сказать, что классические новые в самом общем виде условно разбиваются на два подтипа: новые с характерными деталями на кривой блеска и новые с гладкими кривыми блеска. Первый подтип включает в себя группы DQ Her, CP Pup, RR Pic (с подгруппой HR Del) и PU Vul. Ко второму можно отнести группы V1974 Cyg и GQ Mus (с подгруппами CT Ser и DN Gem). Такое разделение выражается и в различной морфологии сбрасываемых оболочек. В первом случае сталкиваемся с неоднородным распределением вещества по ней: от асимметричного, клочковатого в случае CP Pup, до эллипсоидальной оболочки с экваториальным поясом, а в случае DQ Her и с тропическими поясами. Для второго подтипа характерны оболочки только эллипсоидальной формы, без структурных регулярностей. Новые группы CP Lac, также обладающие гладкими кривыми блеска, могут быть продолжением повторных новых в сторону больших амплитуд вспышек. Возможно, есть три последовательности среди этих двух подтипов новых: одна ведет к рентгеновским новым от новых типа GQ Mus, вторая - от новых с амплитудой 11-15^m (группы

CP Pup, DQ Her). через группу RR Pic к симбиотическим новым и третья - от новых типа CP Lac к повторным типа U Sco.

Предлагаемая методика определения скорости расширения оболочки как константы, на которую сдвигается кривая блеска одной новой относительно другой, предоставляет возможность получения этого параметра для старых новых, не имеющих необходимых спектральных наблюдений, что при наличии данных об угловых размерах оболочек даст хорошую оценку абсолютной звездной величины. Правомерность такой методики определения скорости выброса оболочек видна из зависимости "глубина временного ослабления блеска на переходной стадии вспышки - скорость расширения оболочки" для новых группы DQ Her. Одновременно эту зависимость можно интерпретировать как следствие постоянства кинетической энергии, выделяющейся при вспышке, для новых типа DQ Her. Если ее доля в полном энерговыделении тоже постоянна, то это будет означать равенство полных энергий вспышек для новых группы DQ Her. И вполне возможно, что каждая группа имеет характерную энергию вспышки.

Предлагаемая методика классификации типов новых закладывает основы, которые в дальнейшем позволят уточнить и выработать более точные критерии классификации, в том числе и количественные, а не только полукачественные, как в настоящем исследовании.

Мы позволим себе высказать предположение, что существование упомянутого выше общего участка кривой блеска новой связано с каким-то одним внутренним параметром предновой, с которым линейно связаны скорость сброса и расширения оболочки. Этот параметр может быть использован при анализе и в случае повторных новых. Очень возможно, что возвращение звездного остатка новой в спокойное состояние также можно характеризовать процессом, линейным в логарифмической шкале времени.

Главная астрономическая обсерватория
НАН Украины, Киев

POSSIBLE SYSTEMATIZATION OF CLASSIC NOVAE BY TYPES OF LIGHT CURVES. II. OBSERVED CHARACTERISTICS OF NOVAE AND GROUPS

A. E. ROSENBUSH

The separation of novae into groups by a sign of light curve shape plotted into "outburst amplitude, logarithm of shell radius" axes is discussed. Observed characteristics of novae connected with specific group is considered. It is possible that the presence of a X-ray radiation is a characteristic of the GQ Mus group. The proposed separation of novae into groups is possibly connected with the morphology of shell ejected in an outburst. Novae with smooth light curves have ellipsoidal shells without considerable irregularities. Novae with the temporal light decline or with its oscillations at the transition have ellipsoids with irregular distribution of matter into shell (equatorial and tropical belts in the DQ Her group, a equatorial belt in the RR Pic group, clumping structure in the CP Pup group). We have considered relationships between some parameters of novae: an absolute magnitude, an outburst amplitude, shell expansion velocity, etc. From the "depth of temporal light decline at the transition vs shell expansion velocity" relationship one is made possible conclusion that the kinetic energy of ejected shell may be constant for the DQ Her group.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Э.Розенбуш, *Астрофизика*, **42**, 61, 1999.
2. Б.А.Воронцов-Вельяминов, *Газовые туманности и новые звезды*, Изд-во АН СССР, М., 1948.
3. Р.Е.Гершберг, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, **32**, 133, 1964.
4. Т.С.Белякина, Н.И.Бондарь, Р.Е.Гершберг и др., *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, **81**, 28, 1990.
5. H.W.Duerbeck, *Astrophys. Space Sci. Library*, **L 205**, 39, 1995.
6. А.Э.Розенбуш, *Кинематика и физика небесных тел*, **4**, №5, 33, 1988.
7. M.Hack, *L. la Dous, Cataclysmic Variables and Related Objects*, NASA SP-507, 1993.
8. C.Payne-Gaposchkin, *The Galactic Novae*, Amsterdam: North-Holland Co., 1957.
9. S.Pistinner, G.Shaviv, P.H.Hauschildt, S.Starrfield, *Astrophys. Space Sci. Library*, **L 208**, 295, 1996.
10. А.С.Шаров, А.Алексис, *Письма в Астрон. ж.*, **22**, 757, 1996.

11. *Д.Мак-Лафлин*, Звездные атмосферы, ред. Гринстейн Дж. Л., Иностранная литература, М., 1963, с. 575.
12. *T.J.O'Brien, A.J.Slavin*, *Astrophys. Space Sci. Library*, **208**, 309, 1996.
13. *R.D.Gehrz*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **26**, 377, 1988.
14. *J.MacDonald*, *Astrophys. Space Sci. Library*. **208**, 281, 1996.
15. *M.Della Valle, H.Duerbeck*, *Astron. Astrophys.*, **275**, 239, 1993.
16. *S.P.S.Eyres, R.J.Davis, M.F.Bode, H.M.Lloyd*. *Circ. IAU*, №6292, 1996.
17. *R.A.Wade, R.Ciardullo, G.H.Jacoby, N.A.Sharp*, *Astron. J.*, **102**, 1738, 1991.
18. *M.Livio*, *Newsletter*, №12, 5, 1995.
19. *H.W.Duerbeck*, *Acta Astron.*, **42**, 85, 1992.
20. *F.A.Ringwald, T.Naylor*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **278**, 808, 1996.
21. *M.Della Valle, R.Gilmozzi, A.Bianchini, H.Esenoglu*, *ESO Sci. Prepr.*, №1248, 1997.

УДК: 524.74

STUDY OF NEW SAMPLE OF CANDIDATE BLUE COMPACT DWARF GALAXIES. HI OBSERVATIONS OF 73 OBJECTS AT NANCAY RADIO TELESCOPE

G.COMTE¹, A.R.PETROSIAN¹, G.A.OHANIAN², J.A.STEPANIAN³

Received 29 December 1998

Accepted 25 January 1999

HI observations are presented for a new sample of 73 candidates BCDGs. HI emission have been detected from 36 and possible from 11 galaxies. For detected galaxies HI radial velocities, HI line width measured at 50% and 20% of the maximum intensity, HI fluxes and HI masses are determined. The distributions of several parameters are given.

1. *Introduction.* Soon after their discovery [1,2] Blue Compact Dwarf Galaxies (BCDGs) begun to focus interest, because (i) They are undergoing intense burst(s) of star formation converting gas into young stars with rates between about 0.1 and few solar mass per year. (ii) They are ideal laboratories for investigation of star formation not propagating by density waves. (iii) They provide attractive cases to study galactic chemical evolution, because their abundance are easy to measure from their ionized gas spectrum and their scalelengths are small. (iv) Some of them, found to be very metal-deficient were look at as fair candidates for "zero-redshift primeval galaxies". Hence they were also prime targets to solve the difficult cosmological problem of the primeval helium abundance value. (v) For BCDGs exist the problem of hidden mass [3]. Total mass of a classic BCDG is much more for its interpretation by simple summing up neutral and ionized gas, young and old stellar masses.

Now is well determined that genuine BCDGs are objects with low metal content and high ratios of HI to total mass, forming stars at prodigious rates, low luminosity and small size mainly with two very high surface brightness and close distributed components in dense common envelope. Nearly all genuine BCDGs were selected from the samples of the objects - candidates for BCDGs with more wide ranges of properties related to their heavy element abundance and HI content, star formation rate luminosity, size and morphological structure (e.g. [4]).

In order to enlarge the sample of genuine BCDGs and to help to understand their nature we have started a multi-wavelength study of the new sample of the candidates of BCDGs. The sample was built on the base of

Byurakan First (FBS), Second (SBS) and also Case Blue, Kiso's, Wasilewsky's, UM surveys. The selection criteria for our sample of about 200 candidates of BCDGs are:

- $M_r > -17^m$ for $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. This magnitude limit is close to that defined by Sandage and Bingelli [5] for dwarf galaxies. It may be noted that the fraction of spiral galaxies drops sharply among galaxies less luminous than $M_r = -17^m$ (e.g. [6]).

- Compact structure. Clear absence of spiral arms or a obvious irregular morphology, confirmed by high resolution imagery.

- The existence of very strong, sharp and narrow emission lines.

Since star formation normally requires the presence of high amount of neutral gas, we have carried out a study of HI content of a sample in order to determine the amount of neutral gas present. In Sec.2 we describe the HI observations and data reduction. In Sec.3 data for HI 21 cm detected, possibly detected and not detected candidate BCDGs are presented. In section 4 we are summarized some statistical properties of the observed galaxies.

2. *Observations and data reduction.* The observations were carried out at March 1993 and April 1994 and were made with the meridian-transit Nancay radio telescope, which has a collecting area equal to that of a 94 m. diameter parabolic dish. We used a two-channel, dual polarization 21 cm spectrometer as receiver with a minimal system temperature (at Dec=15deg.) of about 37 K in both polarization. The spectrometer is a 1024 channels autocorrelator with a total bandwidth of 6.4 MHz. It was used in the integration mode and was splitted into two banks of 512 channels each with channel width, corresponding to 2.64 km s^{-1} . After boxcare smoothing the final resolution is typically 10 km s^{-1} . The two polarizations were detected independently and averaged to improve sensitivity. We take in account that the gain of the antenna in vertical polarization is 75% of the horizontal one, at every declination. The variation of the horizontal gain with declination is calculated according to approximated formulae of Fouque et al [7]. The half-power beam width at 21 cm is $3.6' \text{ (EW)} \times 22' \text{ (NS)}$ at zero degree declination.

The observations were made in the standard total-power mode, consisting of cycle of 2 min on-source and 2 min off-source integrations. The position of comparison field was approximately $20'$ eastward from the source. The number of cycle for one transit was between 8 and 15 but usually 12. The calibration of the telescope was obtained by measuring strong radio sources with accurately known fluxes at different declinations.

Data reduction was done using spectral line reduction package DRAWSPEC developed by H.S. Liszt at NRAO. For each final spectra, which are accumulated averages of difference spectra constructed from individual ON-OFF pairs, after baseline fitting and subtraction, HI profile parameters (the sys-

temic velocity, the line width at the 50% and 20% level of the maximum, the area under the profile) were extracted by fitting of the Gaussians.

3. *Results.* In total, at Nancay radio telescope we detected HI emission from 36 and possibly from 11 from 70 galaxies which are less luminous than -17.0^m . Table 1 gives the observational results, namely the measured

Table 1

THE HI PARAMETERS OF THE 39 DETECTED AT 21 cm BCDGs.

OBJECTS	RA (1950) DEC (1950)	m_b	$V_{hel} dV$ (kms ⁻¹)	$V_{*} dV$ (km s ⁻¹)	FWHM 50% dFWHM (kms ⁻¹)	FWHM 20% dFWHM (kms ⁻¹)	$F dF$ (Jy kms ⁻¹)	$M(M_{\odot})$ dM	Notes
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
KUG 0806+417	08 06 12.0 41 44 31	15.5	704.1 0.6	1003.1 0.6	87.2 2.4	132.8 3.6	3.7 0.1	1.6E+08 4.6E+06	
Mrk 1416	09 17 25.7 52 46 53	17.0	2326.5 1.1	2563.7 1.1	60.5 1.4	92.2 2.2	1.7 0.4	4.8E+08 1.0E+08	
Mrk 1424	09 42 56.4 57 20 55	16.5	1182.4 2.4	1428.7 2.4	76.3 15.1	116.3 23.0	1.4 0.3	1.2E+08 2.3E+07	
SBS 1006+578	10 06 11.9 57 48 42	17.0	1516.6 6.0	1681.3 6.0	91.0 7.4	138.7 11.3	1.8 0.2	2.2E+08 2.4E+07	
Wa 8	10 16 16.0 21 32 00	15.2	1083.5 1.3	1339.9 1.3	42.4 12.3	64.7 18.8	1.6 0.2	1.2E+08 1.4E+07	*
Mrk 416	10 40 24.0 20 40 53	14.8	1326.8 6.1	1636.9 6.1	90.8 7.2	138.3 11.0	1.3 0.2	1.4E+08 1.9E+07	*
SBS 1054+504	10 54 2.5 50 24 19	16.5	1357.8 8.0	1478.5 8.0	92.2 21.0	140.5 32.0	1.0 0.4	8.8E+07 2.8E+07	*
Mrk 1445	11 14 42.6 51 42 17	16.5	2863.3 8.3	2934.8 8.3	127.1 36.2	193.7 55.2	1.7 0.6	6.3E+08 1.8E+08	
UM 422	11 17 39.0 02 48 16	17.8	1607.0 2.6	1828.5 2.6	96.6 10.4	147.2 15.9	13.9 1.4	2.0E+09 1.8E+08	*
CG 103	11 20 26.8 30 45 18	15.6	1616.8 3.6	1804.3 3.6	91.3 11.2	139.2 17.0	2.1 0.2	2.9E+08 2.6E+07	
UM 439	11 34 2.0 01 05 38	15.1	1099.1 4.1	1573.1 4.1	97.6 12.1	148.7 18.4	5.7 0.2	5.9E+08 21.E+07	*
Mrk 746	11 38 52.5 32 37 38	15.7	1800.6 3.0	1985.5 3.0	119.7 9.2	182.4 14.1	5.9 0.7	9.9E+08 9.9E+07	
Wa 25	11 38 53.0 32 42 18	15.4	1839.7 5.2	2015.0 5.2	70.0 14.7	106.6 22.4	1.8 0.4	3.0E+08 6.1E+07	
UM 446	11 39 12.0 -01 37 26	17.0	1808.3 4.9	2296.5 4.9	106.6 11.7	162.5 17.8	1.1 0.4	2.4E+08 8.9E+07	*
Wa 29	11 40 45.0 31 43 48	15.1	1789.4 5.7	1938.4 5.7	134.7 5.3	205.3 8.1	5.1 0.3	8.1E+08 4.6E+07	*
Wa 30	11 40 55.8 31 44 12	16.0	1811.7 3.6	1960.6 3.6	97.2 4.8	148.1 7.4	2.3 0.1	3.7E+08 8.2E+06	
UM 461	11 48 59.0	17.0	1038.7	1193.0	53.9	82.1	2.8	1.1E+08	*

Table 1 (continued)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	-2 05 40		1.8	1.8	2.2	3.4	0.1	2.4E+06	
Mrk 1308	11 51 38.5	13.8	1145.2	931.0	31.1	47.4	0.6	2.3E+07	*
	00 24 53		0.5	0.5	5.6	8.6	0.3	8.4E+06	
SBS 1154+534	11 54 14.0	14.0	1074.4	1175.5	135.2	206.0	5.3	3.0E+08	*
	53 26 17		5.5	5.5	15.0	22.9	0.9	4.4E+07	
Mrk 1313	12 09 41.0	16.0	2332.4	2848.4	86.0	131.1	1.2	4.1E+08	*
	00 21 01		11.0	11.0	59.6	90.9	0.7	2.0E+08	
Mrk 1315	12 12 46.4	14.3	846.9	1231.5	63.5	96.8	23.3	1.5E+09	*
	20 55 05.0		0.8	0.8	1.3	2.0	0.7	4.0E+07	
Mrk 773	12 30 38.5	14.1	933.2	998.9	77.7	118.4	3.7	1.6E+08	*
	30 22 00		3.8	3.8	4.7	7.1	0.4	1.3E+07	
Mrk 224	12 44 03.6	16.0	906.5	936.5	55.2	84.1	0.6	2.0E+07	
	48 30 33		3.7	3.7	8.7	13.3	0.2	7.4E+06	
Mrk 1338	12 50 43.5	15.5	1069.1	1646.9	67.9	103.4	0.8	9.5E+07	
	25 32 58		16.6	16.6	19.2	29.2	0.3	3.0E+07	
UM 533	12 57 24	15.0	886.5	641.7	48.0	73.1	2.0	3.5E+07	*
	02 19 10		1.1	1.1	12.0	18.3	0.3	4.5E+06	
UM 538	13 00 07.0	18.0	896.0	712.0	51.0	77.7	0.8	1.7E+07	*
	01 20 31		6.0	6.0	9.0	13.6	0.1	2.4E+06	
SBS 1331+493	13 31 20.3	15.0	598.8	638.5	49.0	74.7	5.0	8.5E+07	
	49 21 35		0.4	0.4	0.6	1.0	0.1	6.9E+05	
Mrk 1480	13 40 55.9	16.8	1798.4	1805.6	51.1	77.9	1.3	1.8E+08	*
	52 57 36		1.6	1.6	4.5	6.9	0.1	1.2E+07	
Mrk 1481	13 41 03.5	17.0	1802.8	1810.4	66.8	101.8	1.4	1.9E+08	*
	52 56 22		1.5	1.5	13.8	21.0	0.2	2.1E+07	
SBS 1400+461	41 00 12.3	16.5	2114.9	2076.3	93.0	141.8	1.7	3.0E+08	
	46 05 53		5.3	5.3	32.6	49.7	0.5	7.8E+07	
SBS 1415+437	14 15 03.4	16.0	607.3	673.3	49.8	75.9	4.5	8.5E+07	
	43 43 42		2.0	2.0	3.7	5.6	0.3	4.8E+06	
SBS 1428+457	14 28 19.8	16.0	2360.4	2394.0	121.1	184.6	4.3	1.0E+09	
	45 45 54		7.2	7.2	9.2	14.1	0.6	1.2E+08	
Mrk 1384	14 30 23.5	17.0	2296.6	2558.9	154.8	236.0	4.1	1.1E+09	
	06 13 07		16.3	16.3	35.3	53.9	0.7	1.7E+08	
Mrk 826	14 49 27.7	15.0	722.1	835.1	42.9	65.4	0.6	1.8E+08	
	52 36 44		7.8	7.8	18.4	28.0	0.2	4.7E+07	
SBS 1504+514	15 04 18.3	16.5	3777.6	3857.1	132.9	202.5	3.7	2.3E+09	
	51 26 36		9.9	9.9	13.6	20.7	1.1	5.7E+08	
Mrk 487	15 35 48.4	15.7	663.7	870.8	68.6	104.5	0.8	2.6E+07	*
	55 25 34		9.5	9.5	4.7	7.2	0.2	5.8E+06	
Mrk 13	07 51 56.8	14.4	1371.4	1702.0	168.5	256.8	5.0	6.1E+08	*
	60 26 17		1.4	1.9	4.6	7.0	0.2	1.7E+07	
KUG 0758+615	07 58 12.9	13.6	1606.6	1898.7	151.4	230.7	7.6	1.2E+09	*
	61 31 41		2.1	2.1	11.2	17.1	0.8	1.1E+08	
Haro 22	09 47 17.9	14.3	1443.9	1691.0	66.3	101.0	2.9	3.4E+08	*
	28 14 48		2.7	2.7	3.6	5.5	0.2	1.7E+07	

Notes to Table 1

Listed here are all companions of the galaxies lie in the beam of the radio telescope which are brighter or slightly fainter and/or smaller than the observed galaxies and there is therefore a possibility that the companion has the same redshift and contaminates the spectra. Previously detected at 21cm objects are noted.

- Was 8 - Previously was detected at 21cm [9]. Two HII regions in the common envelope.
- Mrk416 - Previously was detected at 21cm [9].
- SBS1054+504 - Faint galaxy at 9° E, 1.1'N
- UM422 - HII region in the bright Irr galaxy UGC 6345. UGC 6345 previously was detected at 21 cm [9] and mapped [10].
- UM439 - Previously was detected and mapped at 21 cm [10]. Possibly confused by UGC 6578 at 2° W, 22" N.
- Was29 - Previously was detected at 21 cm [9].
- UM446 - Was detected and mapped at 21 cm [10].
- UM461 - Previously was detected and mapped at 21 cm [10].
- Mrk 1308 - Previously was detected and mapped at 21 cm [10].
- SBS1154+534 - Previously was detected at 21 cm [9].
- Mrk1313 (UM483) - Previously was detected and mapped at 21 cm [10].
- Mrk1315 - HII region in the bright galaxy NGC4204 which is contaminate the spectra by its radiation. NGC4204 - Previously was detected at 21 cm [9].
- Mrk773 - Previously was detected at 21 cm [9].
- UM533 - Previously was detected and mapped at 21 cm [10].
- UM538 - Previously was detected and mapped at 21 cm [10].
- Mrk1480 - Possibly confused by Mrk1481 at 7° E, 74" S.
- Mrk1481 - Possibly confused by Mrk1480 at 7° W, 74" N
- SBS1400+461 - Two HII regions in the common envelope.
- Mrk487 - Previously was detected at 21 cm [9].
- Mrk13 - Previously was detected at 21 cm [9].
- KUG0758+615 - Previously was detected at 21 cm [9].
- Haro22 - Previously was detected at 21 cm [9].

HI parameters of the 36 detected candidate BCDGs. In the end of the Table 1 separately are presented data for three other detected galaxies which are more luminous than -17.0^m . A description of the columns of Table 1 follows:

Column 1 - Candidate BCDG name; Column 2 - The 1950.0 coordinates of the galaxy; Column 3 - Apparent blue magnitude. Average uncertainty is in the order of 0.5^m ; Column 4 - HI heliocentric radial velocity; Column 5 - HI radial velocity derived from observed HI heliocentric velocity through a spherical Virgo flow model according the formalism of [8]; Column 6 and 7 - HI line width. They are measured at 50% and 20% of maximum intensity; Column 8 - Area under the HI profile in units of Jy km s^{-1} ; Column 9 - The HI mass in solar units. HI radial velocity from column 5 was used.

A Hubble constant of $75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ is adopted; Column 10 – Galaxies with an asterisk in this column have a note at the end of the Table.

The smoothed 21 cm HI spectra are given at the end of the article.

Table 2 gives observational results of the candidate BCDGs with possibly

Table 2

THE HI PARAMETERS OF THE 11 POSSIBLY DETECTED
AT 21 cm BCDGs.

OBJECTS	RA (1950) DEC (1950)	m_b	V_{hel} (km s^{-1})	V_{vir} (km s^{-1})	FWHM 50% (km s^{-1})	FWHM 20% (km s^{-1})	F (Jy km^{-1})	$M(M_{\odot})$	Notes
CG 10	09 09 50.2 31 53 12	17.0	1409	2118	28	42	0.3	4.8E+07	
Mrk 1426	09 46 03.1 48 47 51	16.5	1840	2037	18	27	0.3	5.2E+07	
Mrk 22	09 46 03.1 55 48 46	16.0	1583	1771	44	66	0.3	4.5E+07	*
CG 72	10 49 36.4 32 54 30	16.0	1541	1786	167	255	2.0	2.7E+08	
Mrk 1271	10 53 33.3 06 26 24	15.7	1036	1418	28	42	0.4	3.2E+07	
Mrk 1450	11 35 51.3 58 09 24	16.0	969	1088	60	91	0.3	1.3E+07	
UM 452	11 44 26.0 -00 00 57	14.9	1398	1996	60	91	0.6	9.6E+07	*
SBS 1144+591	11 44 21.9 59 09 50	16.5	2860	2910	84	128	0.6	2.1E+08	
UM 491	12 17 18.0 02 03 02	15.8	2001	2594	62	94	0.9	2.4E+08	*
Mrk 1335	12 44 28.4 26 50 14	15.5	834	1179	114	174	1.3	7.4E+07	
SBS 1423+518	14 23 41.1 51 46 36	18.0	1978	2051	83	126	0.4	7.5E+07	

Notes

Mrk22 - Previously was detected at 21cm [9].

UM452 - Previously was detected at 21 cm [10].

UM491- Previously was detected at 21 cm [10].

detected HI emissions. The description of columns of the Table 2 is the same as of the Table 1. To prove existence of HI emission from these objects we need more sensitive HI observations.

Table 3 gathers all the negative results of HI observations of candidate BCDGs at Nancay radio telescope. The description of columns of Table 3

Table 3

NOT DETECTED AT HI 21 cm BCDGs.

OBJECT	RA (1950)	DEC (1950)	V_{opt} (km s ⁻¹)	m_b
KUG 0814+251	08 14 21.5	25 07 06	1890	17.0
KUG 0919+545	09 19 43.1	54 30 26	3450	16.5
KUG 0929+324	09 29 01.8	32 27 00	1500	16.5
Mrk 1423	09 39 24.0	59 12 10	1710	17.0
SBS 0940+544	09 40 52.0	54 25 13	1710	17.0
SBS 0943+543	09 43 40.7	54 19 33	1620	16.0
CG 50	10 03 27.0	29 11 24	1315	15.0
Mrk 1434	10 30 56.3	58 19 20	2250	16.5
Mrk 724	10 38 26.9	21 37 25	1020	16.5
CG 76	10 54 02.9	31 21 36	1630	16.0
SBS 1123+576	11 23 23.1	57 37 43	420	16.5
Mrk 1446	11 24 45.5	54 11 26	2880	16.5
WAS 23	11 32 48.0	33 34 50	1590	15.2
CG 113	11 33 24.1	32 39 55	2685	16.0
SBS 1147+520	11 47 16.4	52 00 51	1080	16.5
Mrk 1460	11 48 12.8	48 31 46	780	17.0
Mrk 641	11 49 52.2	35 10 23	2160	16.5
SBS 1205+557	12 05 57.6	55 42 07	1860	15.5
SBS 1401+490	14 01 50.4	49 00 12	870	16.0
Mrk 475	14 37 03.0	37 01 07	539	17.0
Mrk 850	15 20 12.5	31 39 11	2310	16.5
Mrk 1499	16 34 07.9	52 18 57	2880	15.6
SBS 1723+565	17 23 41.0	56 31 22	3149	17.0

follows:

Column 1 - Candidate BCDG name; Column 2 and 3 - The 1950.0 coordinates of the galaxy; Column 4 - The optical heliocentric radial velocity; Column 5 - Apparent blue magnitude. Average uncertainty is in the order of 0.5^m.

4. *Statistical properties of the sample.* In Fig.1 and 2 we present the histograms of the apparent blue magnitudes and heliocentric radial velocities for detected, possibly detected and not detected BCDGs. For detected BCDGs the distribution of the HI lines FWHMs at 50% are presented in Fig.3. The distribution of HI masses in solar units are shown in Fig.4.

The comparison of the apparent blue magnitudes distributions for HI detected and not detected BCDGs (Fig.1) shows that detected galaxies are brighter than not detected ones. The difference between their average values is significant at the level of 94%. The difference between the distributions of radial velocities for detected and not detected galaxies (Fig.2) was found to be significant at a level of only 87%.

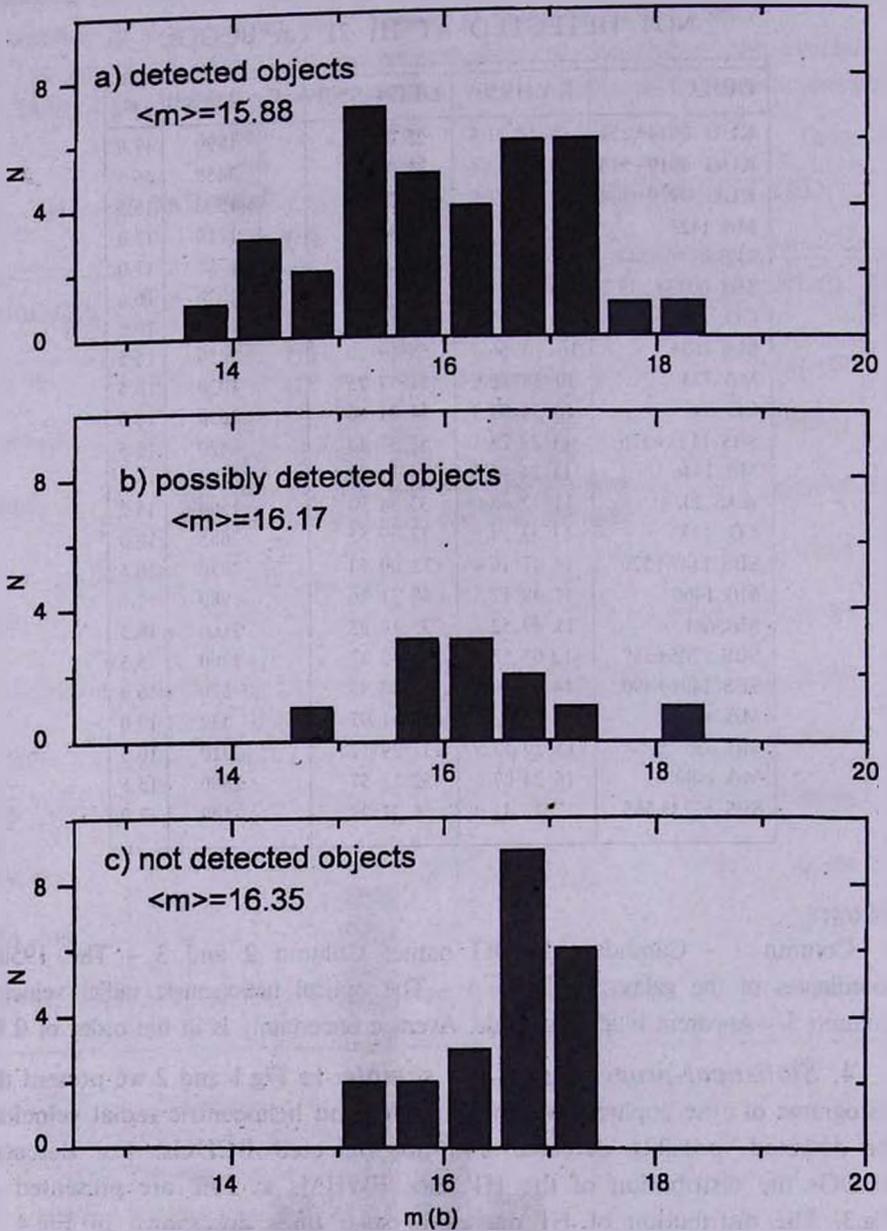


Fig.1. The distributions of the apparent blue magnitudes.

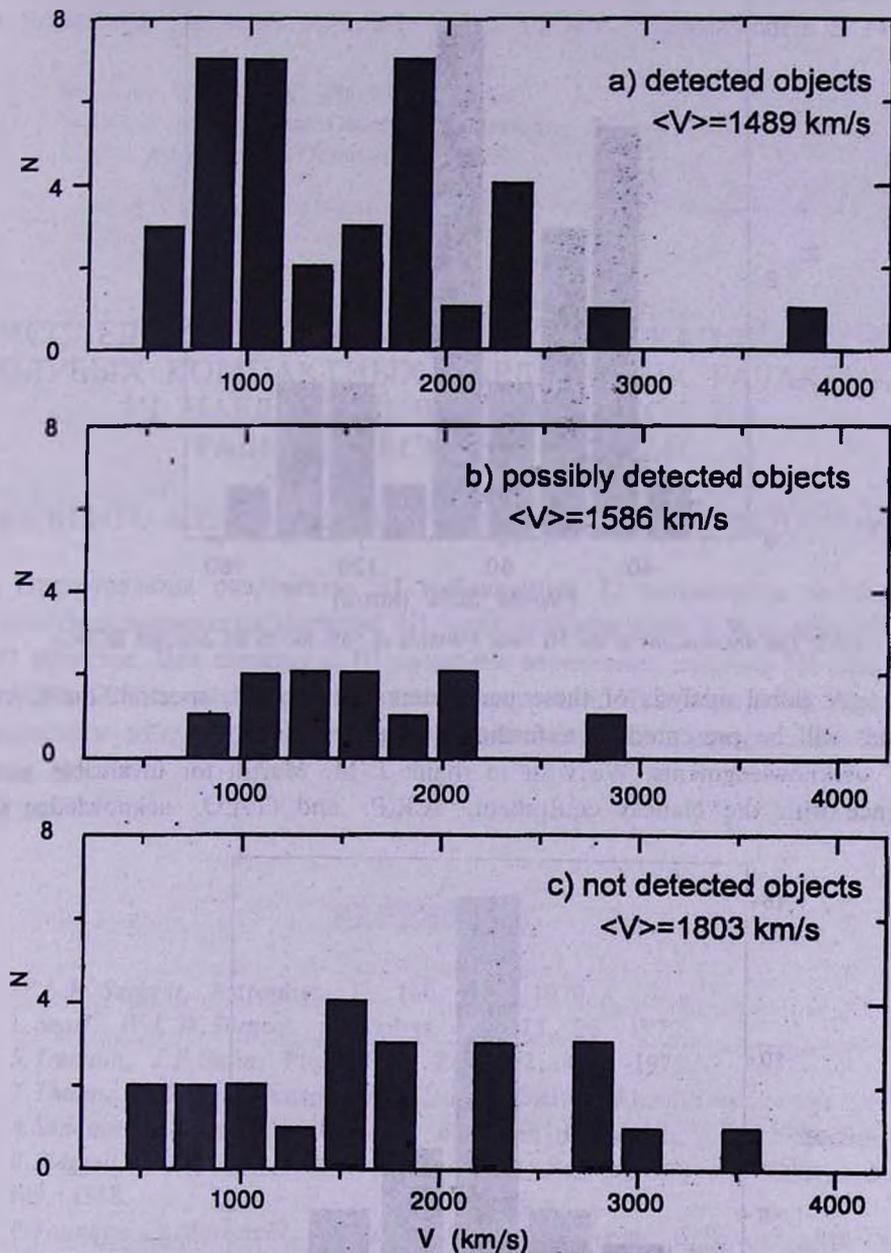


Fig.2. The distributions of the heliocentric radial velocities.

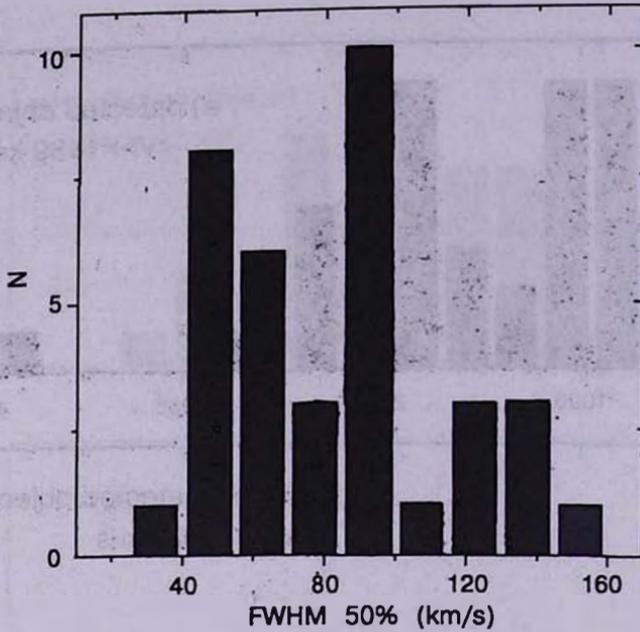


Fig.3. The distributions of the HI lines FWHMs at 50% for 36 HI detected BCDGs.

A global analysis of these parameters with optical, spectral, radio, etc. ones will be presented in a forthcoming papers.

Acknowledgments. We wish to thank J.-M. Martin for invaluable assistance with the Nancay equipment. A.R.P. and G.A.O. acknowledge the

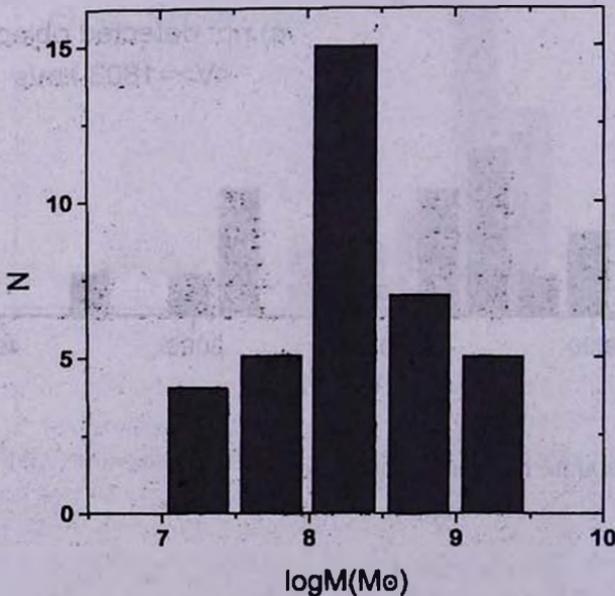


Fig.4. The distributions of the HI masses in solar units for 36 HI detected BCDGs.

hospitality of the Marseille and Nancay Observatories. The visit of G.A.O. to France was supported according to the French – Armenian PICS 247.

¹ Marseille Observatory, Marseille, France

² Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia

³ Special Astrophysical Observatory, Russia

ИССЛЕДОВАНИЕ НОВОЙ ВЫБОРКИ КАНДИДАТОВ ГОЛУБЫХ КОМПАКТНЫХ КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК. H I НАБЛЮДЕНИЯ 73 ОБЪЕКТОВ НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ НАНСЕЙ

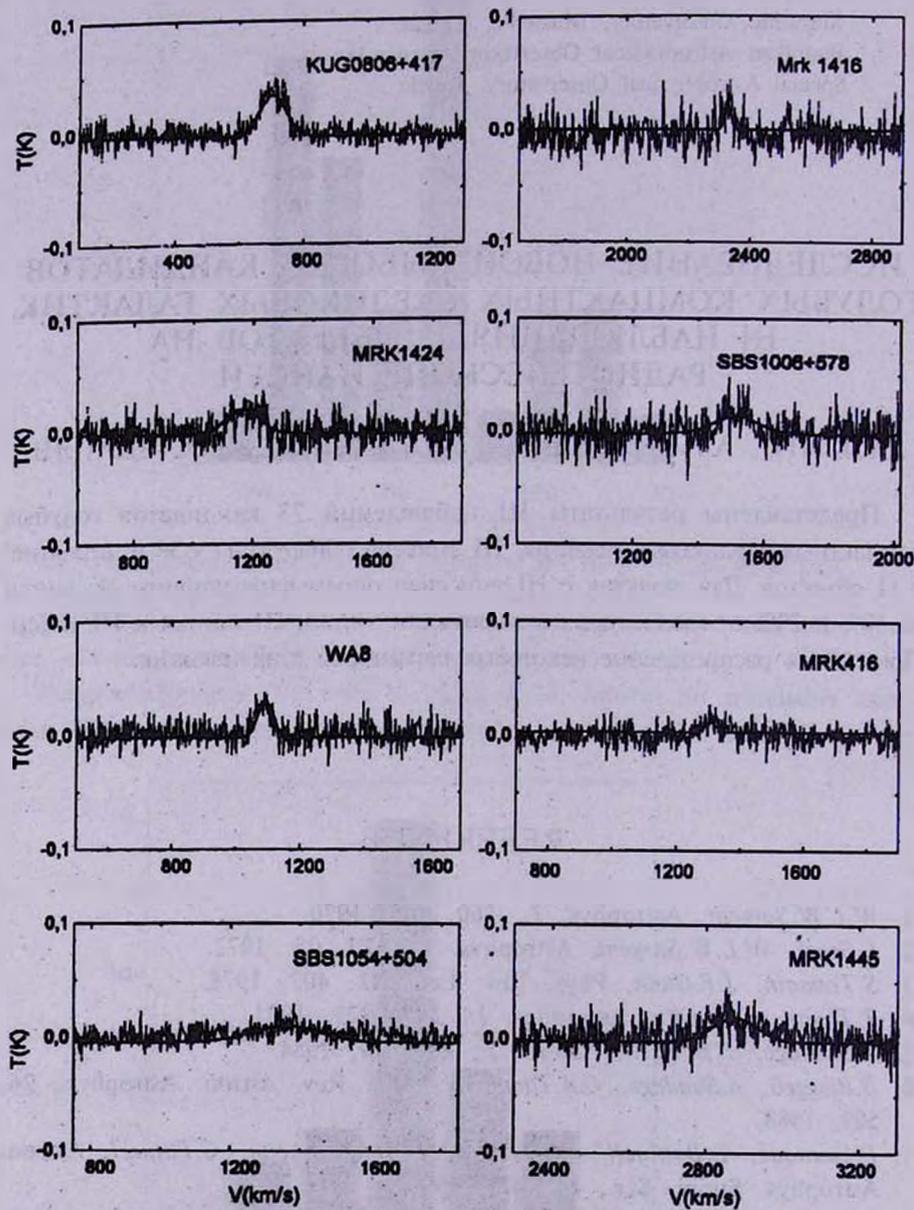
ДЖ.КОНТ¹, А.Р.ПЕТРОСЯН², Г.А.ОГАНЯН², ДЖ.А.СТЕПАНЯН³

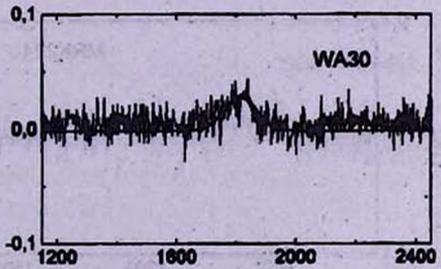
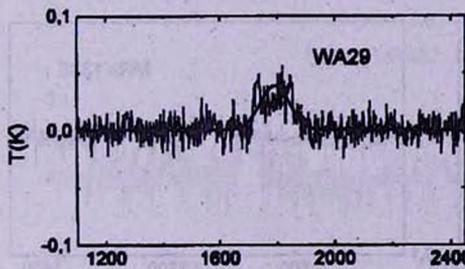
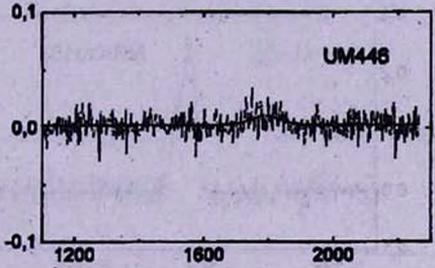
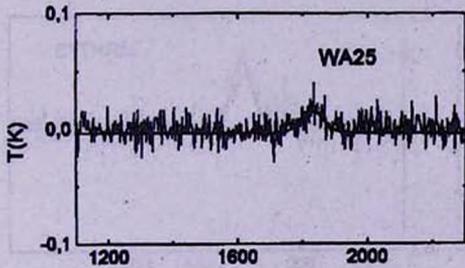
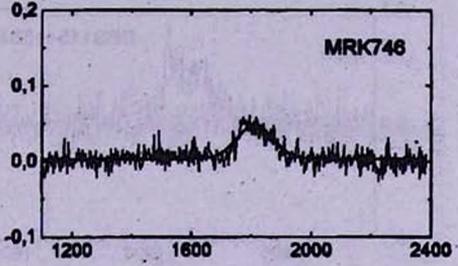
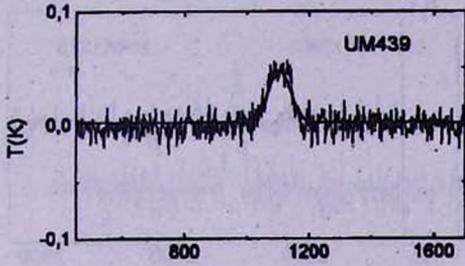
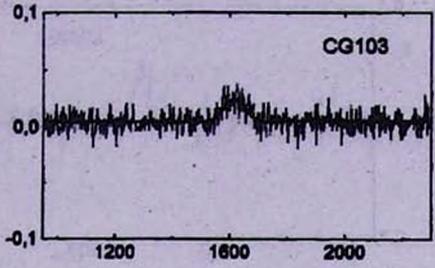
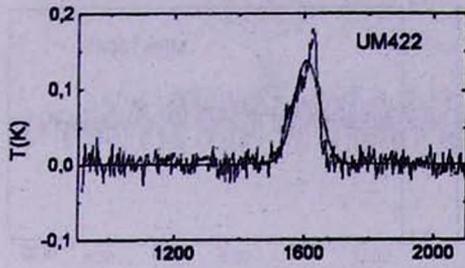
Представлены результаты H I наблюдений 73 кандидатов голубых компактных карликовых галактик. H I эмиссия обнаружена у 36 и, вероятно, у 11 объектов. Для галактик с H I эмиссией определены ширины H I линии на 50% и 20% от максимума интенсивности линии, H I потоки и H I массы. Приводится распределение некоторых параметров этих галактик.

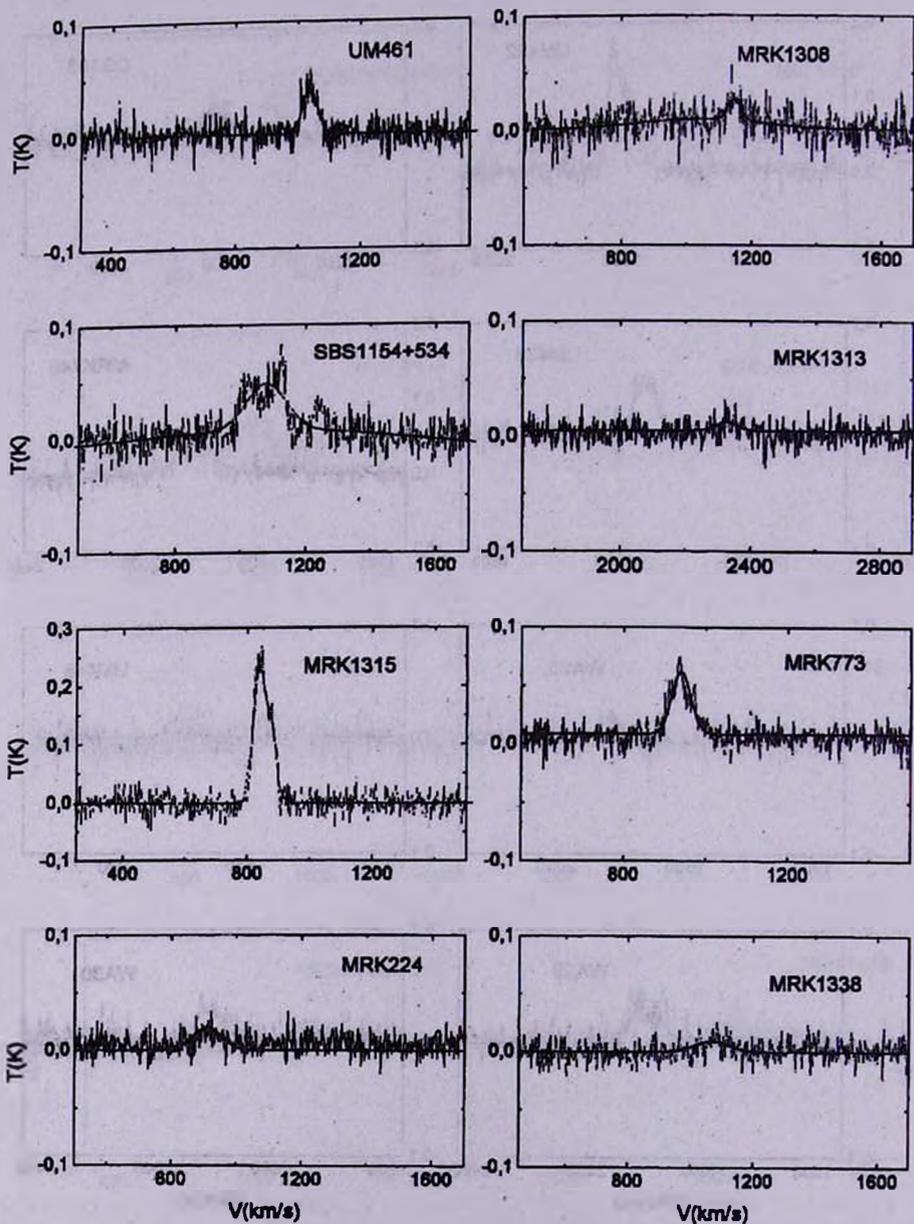
REFERENCE

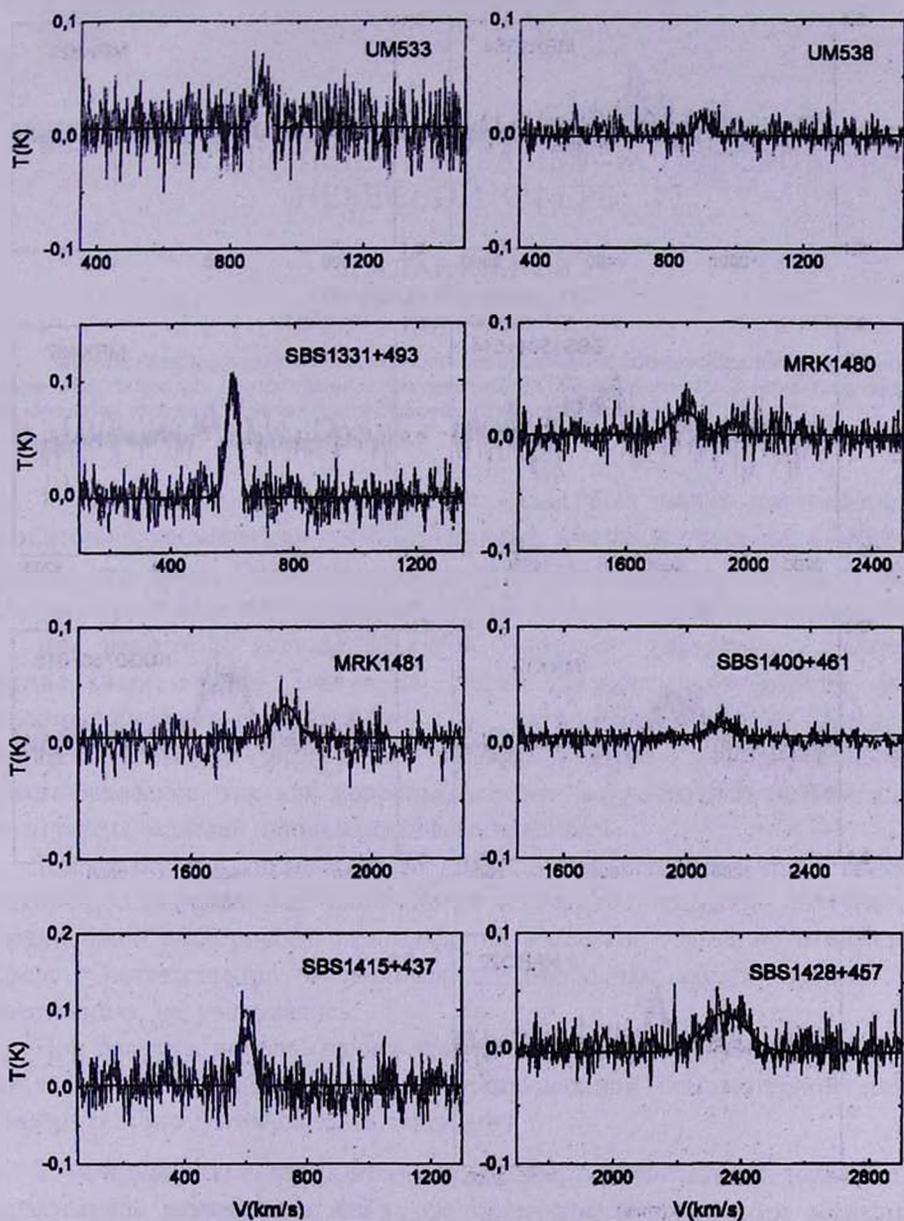
1. *W.L.W.Sargent*, *Astrophys. J.*, **160**, 405, 1970.
2. *L.Searl, W.L.W.Sargent*, *Astrophys. J.*, **173**, 25, 1972.
3. *S.Tremain, J.F.Gunn*, *Phys. Rev. Let.*, **42**, 407, 1978.
4. *T.Thuan, G.Martin*, *Astrophys. J.*, **247**, 823, 1981.
5. *A.Sandage, B.Binggeli*, *Astron. J.*, **89**, 919, 1984.
6. *B.Binggeli, A.Sandage, G.A.Tammann*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **26**, 509, 1988.
7. *P.Fouque, L.Bottinelli, N.Durand, L.Gouguenheim, G.Paturel*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **86**, 473, 1990.
8. *L.Bottinelli, L.Gouguenheim, G.Paturel, P.Teerikorpi*, *Astron. Astrophys.*, **156**, 157, 1986.
9. *L.Bottinelli, L.Gouguenheim, P.Fouque, G.Paturel*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **82**, 391, 1990.
10. *Ch.Taylor, E.Brinks, R.M.Grashins, E.D.Skollman*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **99**, 427, 1995.

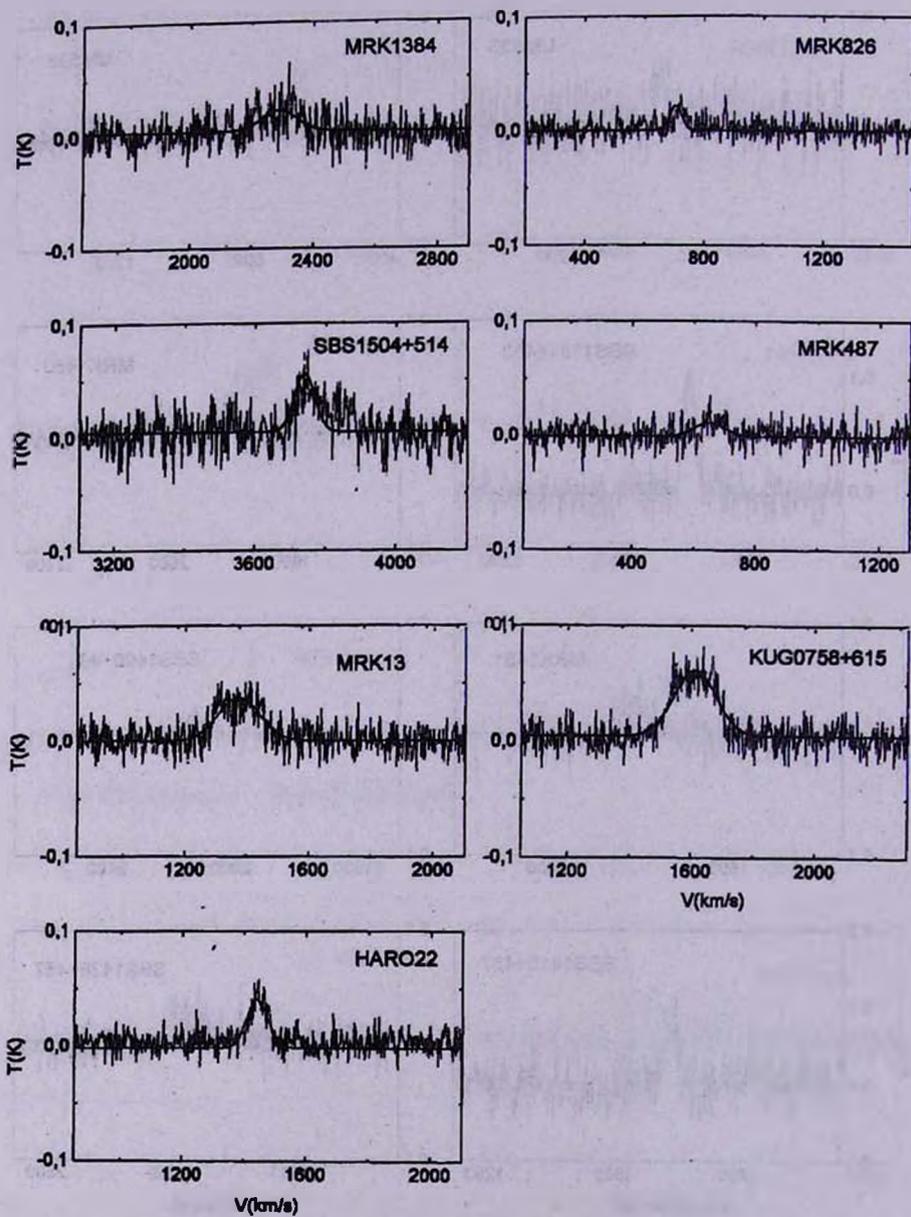
THE SMOOTHED 21 cm HI SPECTRA OF 36 BCDGS











УДК: 524.8-727

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ ПО НЕБЕСНОЙ СФЕРЕ

П.А. ТАРАКАНОВ

Поступила 10 декабря 1998

Принята к печати 25 декабря 1998

Исследовалась фрактальная размерность распределения гамма-всплесков по небесной сфере. Использовались текущие данные эксперимента BATSE. Получена $D_2 \approx 2$, соответствующая однородному пространственному распределению источников всплесков.

1. *Введение.* Более семи лет назад был начат постоянный мониторинг космических гамма-всплесков в рамках эксперимента BATSE [1]. За это время были зарегистрированы 2254 всплеска (на 22.11.98). До сих пор не существует определенной модели происхождения всплесков.

Для некоторых классов объектов, возможно, связанных с гамма-всплесками, были получены фрактальные размерности их пространственных распределений (см., например, [2]). Представляется интересным получить фрактальную размерность также и для распределения гамма-всплесков, так как подобные данные могут служить тестом для возможных моделей происхождения всплесков.

Поскольку для подавляющего большинства всплесков отсутствуют какие-либо данные о расстоянии до их источников, возможно получение фрактальной размерности распределения всплесков только по небесной сфере. Соответственно, имеющиеся для отдельных событий данные о расстояниях не учитывались.

При расчетах использовались текущие данные эксперимента BATSE, публикуемые на сайте проекта в международной компьютерной сети Интернет (<http://www.batse.msfc.nasa.gov>)

2. *Определение фрактальной размерности.* Поиск локальной фрактальной размерности для точек производился следующим образом: вокруг точки, как центра, описывалось несколько окружностей с постоянным шагом по угловому радиусу. Теоретически верна зависимость [2]:

$$\bar{D}_2 = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{\ln N(r)}{\ln(\pi r^2)}, \quad (1)$$

где $N(r)$ - число всплесков в круге радиуса r с центром в точке,

соответствующей какому-либо всплеску, \bar{D}_2 - локальная фрактальная размерность проекции системы всплесков на небесную сферу. Фрактальная размерность распределения D_2 получается путем усреднения локальных фрактальных размерностей для всех точек.

Возможно также описывать круги с центром не в точке всплеска, а в произвольной точке. Если минимальный круг будет достаточно большим, погрешность результата будет невелика. Тогда минимальный радиус круга необходимо выбирать так, чтобы он в несколько раз превышал среднее угловое расстояние между всплесками (в противном случае в минимальный круг, возможно, не попадет ни один всплеск). Среднее угловое расстояние между двумя соседними всплесками около 5° . Поэтому при расчетах радиусы кругов изменялись с шагом, равным 10° .

Значение \bar{D}_2 для каждой точки было получено методом наименьших квадратов. Наличие однородного пространственного распределения (которому соответствует пространственная фрактальная размерность $D_3 = 3$) приводит к значению $D_2 = D_3 - 1 \approx 2$.

Для выяснения существования возможной концентрации всплесков к галактическому центру также можно выделить на небесной сфере "дольки" вдоль меридианов. Тогда для данной галактической долготы значение \bar{D}_1 можно получить как

$$\bar{D}_1 = \left\langle \frac{\ln P(r)}{\ln(r)} \right\rangle, \quad (2)$$

где $P(r)$ - число всплесков в дольке ширины r .

Однородному пространственному распределению (пространственная фрактальная размерность $D_3 = 3$) соответствует $D_1 = D_3 - 2 \approx 1$.

3. *Результаты.* Определение локальных фрактальных размерностей D_2 и D_1 проводилось для точек небесного и галактического экваторов (двумя методами), а также для точек "галактического вертикала" - большого круга, плоскость которого перпендикулярна направлению на центр Галактики - методом "кругов". Также методом "кругов" проводились расчеты для всей сферы в целом. В табл.1 приведены результаты

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФРАКТАЛЬНЫХ РАЗМЕРНОСТЕЙ

Область	"Круги"	"Дольки"
Неб.экватор	3.01 ± 0.18	3.00 ± 0.05
Гал.экватор	2.96 ± 0.12	3.00 ± 0.06
Гал.вертикал	2.97 ± 0.13	
Вся сфера	2.99 ± 0.14	

в пересчете на пространственное фрактальное распределение D_2 , показывающие, что распределение всплесков на небесной сфере соответствует однородному пространственному распределению источников. Поскольку современные наблюдательные данные свидетельствуют, что до расстояний порядка 100 Мпк распределение видимого вещества фрактально [3], то, в случае правильности космологической модели всплесков, это означает, что источники всплесков удалены на расстояния, заметно превышающие 100 Мпк (или не связаны с распределением видимого вещества).

Видно (см. рис.1), что выделенные направления в Галактике (направления на центр, антицентр, полюса) не характеризуются какими-

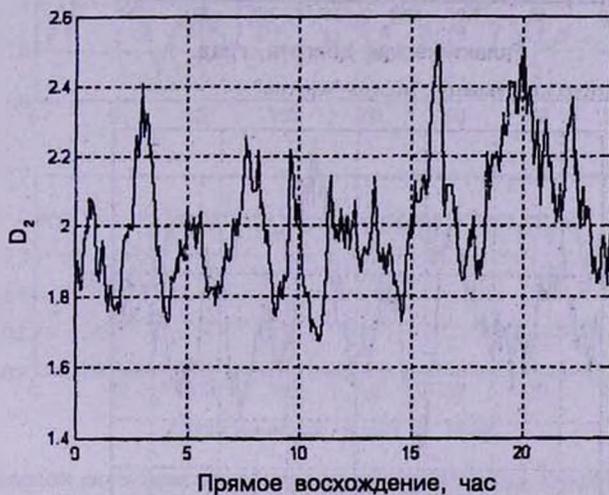


Рис.1а. Фрактальные размерности распределения гамма-всплесков для различных кругов на небесной сфере: Небесный экватор, модель "кругов".

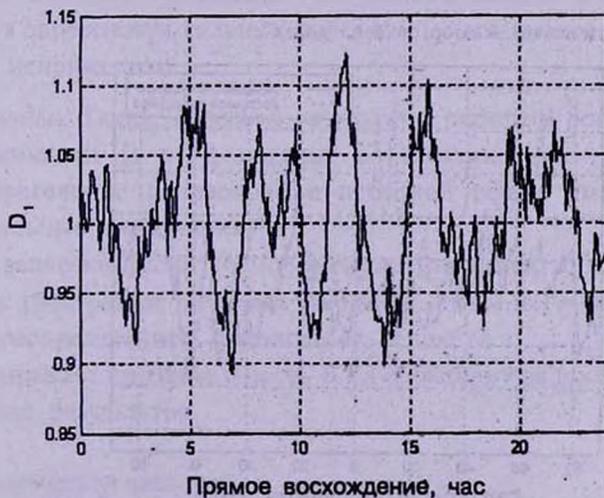


Рис.1б. Небесный экватор, модель "долек".

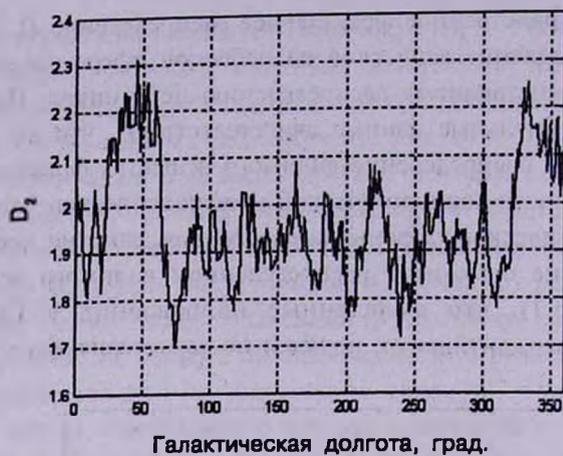


Рис. 1с. Галактический экватор, модель "кругов".

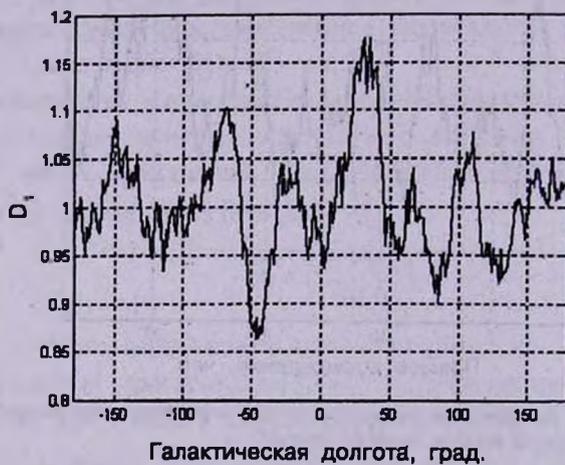


Рис. 1d. Галактический экватор, модель "точек".

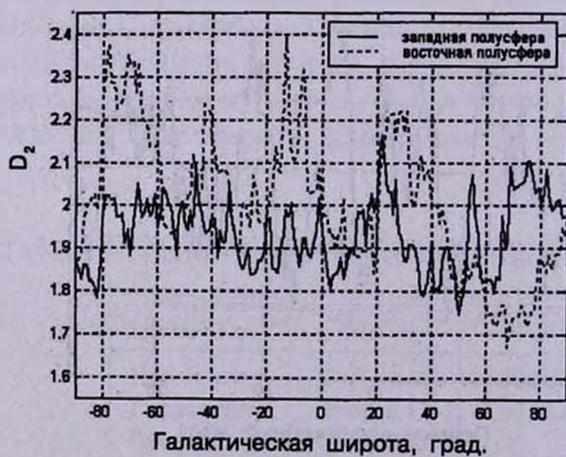


Рис. 1e. Галактический вертикал, модель "кругов".

либо существенными отклонениями фрактальной размерности, т.е. локальная фрактальная размерность распределения всплесков изотропна.

Полученные результаты показывают, что пространственное распределение гамма-всплесков является однородным. Статистически значимых отклонений от однородности не обнаружено. Более того, рассмотрев корреляцию между D_2 и плотностью всплесков (см. пример на рис.2 для галактического экватора, модель “кругов”), можно отметить, что наибо-

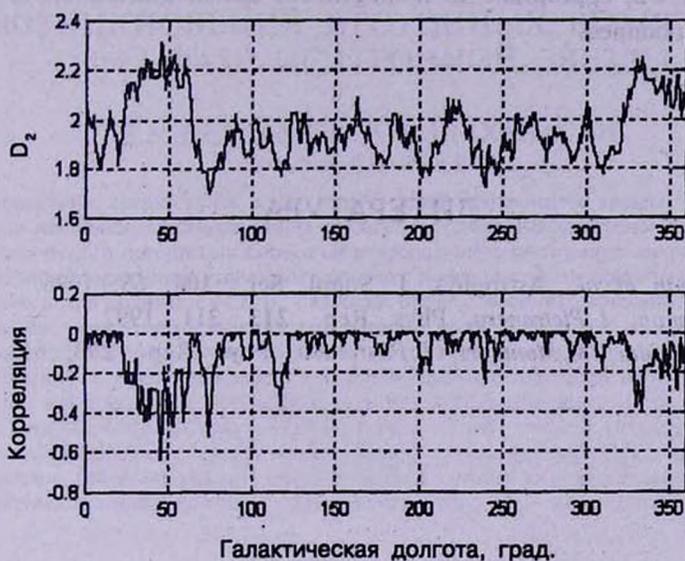


Рис.2. Корреляция между фрактальной размерностью и плотностью распределения всплесков.

лее крупные отклонения D_2 от среднего значения объясняются наличием флуктуаций плотности всплесков, т.е. эти отклонения являются “паразитными” (в окрестности сильных флуктуаций плотности подобный метод расчета D_2 неприменим).

4. *Выводы.* Таким образом, результаты расчетов показывают, что:

1. Зависимости D_2 от положения в Галактике нет.
2. Распределение всплесков на небесной сфере имеет $D_2 \approx 2$, но имеются сильные флуктуации.

3. Если всплески имеют космологическую природу, то либо источники удалены на расстояния, большие 100 Мпк, либо их распределение не связано с распределением светящегося вещества.

Автор выражает признательность В.Г.Горбацкому за постановку задачи и обсуждение результатов.

ON THE GAMMA-BURSTS DISTRIBUTION
ON CELESTIAL SPHERE

P.A.TARAKANOV

The fractal dimension of gamma-bursts distribution on celestial sphere has been investigated. The current data of experiment BATSE were used. The dimension $D_2 \approx 2$, appropriate to homogeneous spatial distribution of sources of bursts is obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. C.A.Meegan et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **106**, 65, 1996.
2. P.H.Coleman, L.Pietronero, *Phys. Rep.*, **213**, 311, 1992.
3. F.Sylos Labini, M.Montuori, L.Pietronero, *Phys. Rep.*, **293**, 61, 1998.

УДК: 524.354.6

О ФЛУКТУАЦИОННОМ МЕХАНИЗМЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПРОТОННЫХ ВИХРЕЙ В “пре”-ФАЗЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

Д.М.СЕДРАКЯН, К.М.ШАХАБАСЯН

Поступила 4 декабря 1998

Рассмотрено сверхтекучее ядро (“пре”-фаза) нейтронной звезды, состоящее из сверхтекучих нейтронов, сверхпроводящих протонов и нормальных электронов. Проведен расчет термодинамического потенциала Гиббса сверхпроводящего протонного вихря в протонном сверхпроводнике второго рода, взаимодействующего с параллельной ему нормальной сердцевинной нейтронной вихря радиуса $r \ll \lambda$ (λ - глубина проникновения). Показано, что при этом предположении энергетически выгодным оказывается захват сердцевинной только одного вихря. Найдена сила, действующая на протонный вихрь со стороны тока увлечения и направленная всегда к сердцевине. Соответствующая сила для протонного антивихря направлена наружу к внешней границе нейтронного вихря. Показано, что на большом удалении от сердцевины под действием тока увлечения возможно флукуационное образование пары вихрь-антивихрь. Под действием тока увлечения антивихрь уходит наружу, а вихрь остается в пределах нейтронного вихря. Показано, что возникновение новых протонных вихрей возможно только в той области, где напряженность магнитного поля увлечения $H(r) > H_{c1}$ (H_{c1} - первое критическое поле).

1. *Введение.* Как известно [1], из-за эффекта увлечения сверхпроводящих протонов сверхтекучими нейтронами нейтронные вихревые нити размерами $b \gg \lambda$ приобретают магнитный поток $\Phi_1 = k\Phi_0$, где $\Phi_0 = \pi \hbar c / e$ - квант магнитного потока, k - коэффициент увлечения. Кроме того, ток увлечения приводит к появлению напряженности магнитного поля $H(r)$, которая, в свою очередь, в стационарном состоянии генерирует новые протонные нити с потоком Φ_0 [2].

Как будет показано ниже, состояние нейтронного вихря с потоком Φ_1 неустойчиво относительно флукуаций “вихревого вакуума”. При флукуациях расстояния между вихрем и антивихрем d порядка и больше λ энергетически выгодным становится переход из состояния “вихревого вакуума” к состоянию системы протонных вихрей в области, где $H(r) > H_{c1}$ (H_{c1} - нижнее критическое магнитное поле). Возможным механизмом такого перехода может быть флукуационное рождение пары вихрь-антивихрь и их разделение током увлечения. Такой механизм был рассмотрен в работе [3] для объяснения “гигантского” термоэлектрического эффекта в сверхпроводниках [4].

Предположим нормальную сердцевину нейтронного вихря как бесконечный прямой круглый канал радиуса $r = \xi_2$ в “пре”-фазе, заполненный

нормальными нейтронами и протонами. Рассмотрим параллельный сердцевине нейтронного вихря сверхпроводящий протонный вихрь на расстоянии $\rho_0 < b$ от центра. Заметим, что поскольку в нормальной сердцевине напряженность магнитного поля $H(\rho) > H_{c1}$ [5], то в ней нормальны не только нейтроны, но и протоны, которые в основном массиве "пре"-фазы представляют собой сверхпроводник второго рода с постоянной теории Гинзбурга-Ландау (ГЛ) $\kappa \gg 1$ [5,6].

В основном массиве "пре"-фазы длина когерентности нейтронов ξ_2 намного больше длины когерентности протонов ξ_1 [6,7], а глубина проникновения магнитного поля $\lambda(T) \gg \xi_2$. Таким образом, радиус нормальной сердцевины удовлетворяет неравенству $\kappa^{-1} \ll r \ll 1$. Здесь и ниже используются относительные единицы теории ГЛ: единица длины - это $\lambda(T)$, единица напряженности магнитного поля равна $\sqrt{2} H_{cm}$, где H_{cm} - термодинамическое критическое магнитное поле. При таком выборе системы единиц $\Phi_0 = 2\pi/\kappa$. Величина поля в сердцевине нейтронного вихря $H_0 \ll H_{c1}$ [5], а на границе нейтронного вихря $H(b) = 0$. Напишем уравнение Лондонов для индукции \vec{B} в виде:

$$\vec{B}(\rho) + \text{rot rot } \vec{B}(\rho) = \frac{2\pi}{\kappa} \hat{e} \delta(\bar{\rho} - \bar{\rho}_0),$$

$$B|_S = H_0.$$
(1)

Здесь S - поверхность сердцевины радиуса r , \hat{e} - единичный вектор, направленный вдоль вихря, $\bar{\rho}_0$ - двухмерный радиус-вектор центра протонного вихря. Найдя зависимость термодинамического потенциала Гиббса этой системы (вихрь и нормальная сердцевина) от расстояния ρ_0 , мы сможем исследовать возможность возникновения системы протонных вихрей.

2. *Магнитное поле в нормальной сердцевине нейтронного вихря.* Решение уравнения (1), найденное в работе [8], имеет следующий вид:

$$B(\rho, \varphi) = H_0 \frac{K_0(\rho)}{K_0(r)} + \sum_{m=-\infty}^{+\infty} B_m(\rho) e^{im\varphi},$$
(2)

где функции $B_m(\rho)$ определяются следующим образом:

$$B_m(\rho) = \frac{1}{\kappa} \frac{K_m(\rho_0)}{K_m(r)} [I_m(\rho) K_m(r) - I_m(r) K_m(\rho)], \quad r \leq \rho \leq \rho_0,$$

$$B_m(\rho) = \frac{1}{\kappa} \frac{K_m(\rho)}{K_m(r)} [I_m(\rho_0) K_m(r) - I_m(r) K_m(\rho_0)], \quad \rho_0 \leq \rho \leq \infty,$$
(3)

Здесь $I_m(\rho)$ - модифицированная функция Бесселя, $K_m(\rho)$ - функция Макдональда, $\rho_0, 0$ и ρ, φ - соответственно цилиндрические координаты вихря и точки, в которой определяется магнитное поле.

Для определения величины магнитного поля H_0 в сердцевине нужно использовать условие квантования магнитного потока и второе уравнение Гинзбурга-Ландау, которое в условиях "пре"-фазы ($\kappa \gg 1$, $H_0 \ll H_{c1}$)

имеет следующий вид:

$$\text{rot } \bar{B} = \frac{1}{\kappa} \nabla \theta - \bar{A} + \frac{k}{\kappa r} \hat{e}_\varphi, \quad (4)$$

где θ - фаза волновой функции сверхпроводящих протонов, \bar{A} - вектор-потенциал, \hat{e}_φ - азимутальный орт. Последнее слагаемое в (4) представляет собой ток увлечения протонов нейтронами. Интегрируя уравнение (4) по контуру сердцевинки, получаем

$$r \int_0^{2\pi} \text{rot}_\varphi \bar{B} d\varphi = \frac{2\pi}{\kappa} (n+k) - \pi r^2 H_0, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (5)$$

Подставляя уравнения (2) и (3) в (5), после несложных преобразований, имеем:

$$H_0 = \frac{2}{\kappa r^2 K_2(r)} [(n+k) K_0(r) + K_0(\rho_0)]. \quad (6)$$

Учитывая, что при $r \ll 1$, $K_2(r) \sim 2r^{-2}$, окончательно получим:

$$H_0 = \frac{k}{\kappa} K_0(r) + \frac{n}{\kappa} K_0(r) + \frac{1}{\kappa} K_0(\rho_0). \quad (7)$$

Первый член - это собственное поле нейтронной вихревой нити. Это поле создается в сердцевинке нити током увлечения и оно, естественно, не квантуется. Второе слагаемое - это поле, создаваемое n - квантами магнитного потока, захваченными сердцевинкой. Третье слагаемое - поле в сердцевинке, создаваемое протонной вихревой нитью. При приближении протонной нити к сердцевинке поле H_0 непрерывно увеличивается. В тот момент, когда $\rho_0 = r$, протонная нить пропадет, связанные с нею токи совпадут с токами, обтекающими сердцевинку, и, следовательно, H_0 станет равным $(n+1+k)K_0(r)/\kappa$. Таким образом, сердцевинка захватывает еще один квант магнитного потока.

Интересно отметить, что для изолированной нейтронной вихревой нити уравнение Лондонов, учитывающее конечные размеры нормальной сердцевинки и эффект увлечения, имеет вид:

$$\bar{B}(\rho) + \text{rot rot } \bar{B}(\rho) = \frac{2k}{\kappa r^2} \hat{e}_z \theta(r-\rho), \quad (8)$$

где $\theta(r-\rho)$ - θ - функция Хевисайда. Решение уравнения (8) для $\rho \geq r$ найдено в работе [9] и имеет вид:

$$B(\rho) = \frac{2k}{\kappa r} I_1(r) K_0(\rho). \quad (9)$$

Поскольку $r \ll 1$, то $I_1(r) \sim r/2$, и на поверхности сердцевинки решение (9) совпадает с первым членом выражения (7).

3. *Термодинамический потенциал Гиббса для одиночного протонного вихря.* Как известно, во внешнем магнитном поле $H(\rho)$ термодинамический потенциал Гиббса в сверхпроводящей системе имеет вид:

$$G = \int_{V_1} \left[\bar{B}^2 + (\text{rot } \bar{B})^2 \right] dV - 2 \int_{V_1} \bar{B} \bar{H} dV. \quad (10)$$

Первый интеграл в (10) представляет собой свободную энергию системы \mathcal{F} . Следуя работам [8,10] и подставляя в (10) решения (2), (3) и (7), для свободной энергии \mathcal{F} получим следующие выражения:

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_0 + \frac{4\pi}{\kappa^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{r^2}{\rho_0^2} \right) + (n+k) K_0(\rho_0) \right], \quad (11)$$

$$\rho_0 \ll 1,$$

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_0 + \frac{4\pi}{\kappa^2} (n+k) K_0(\rho_0), \quad (12)$$

$$\rho_0 \gg 1,$$

где

$$\mathcal{F}_0 = \frac{4\pi}{\kappa} \left[H_{C1} + \frac{(n+k)^2}{2\kappa} K_0(r) \right]. \quad (13)$$

Здесь \mathcal{F}_0 - часть свободной энергии системы, которая представляет собой сумму собственных энергий протонной вихревой нити и сердцевинки с магнитным потоком $(n+k)\Phi_0$. Первое слагаемое в (11) даст энергию притяжения между протонной нитью и ее зеркальным изображением относительно поверхности сердцевинки. Второе слагаемое - это вклад, обусловленный взаимодействием нити с сердцевинкой. В формуле (13) использовано известное выражение для первого критического поля H_{C1} при $\kappa \gg 1$: $H_{C1} = (2\kappa)^{-1} \ln \kappa$.

Вычислим второй интеграл в формуле (10). Используя для этого следующее выражение для напряженности магнитного поля увлечения [2]:

$$H(\rho) = \frac{\kappa}{\kappa} \ln \frac{b}{\rho}, \quad (14)$$

получаем:

$$2 \int_{V_1} \bar{B} \bar{H} dV = \frac{4\pi \kappa}{\kappa} \left\{ \frac{H_0}{K_0(r)} \left[r K_1(r) \ln \frac{b}{r} - K_0(r) \right] + \frac{1}{\kappa} \left[\ln \frac{b}{\rho_0} - \frac{K_0(\rho_0)}{K_0(r)} \ln \frac{b}{r} \right] \right\}. \quad (15)$$

Учитывая, что при $r \ll 1$, $r K_1(r) \sim 1$ и используя формулы (11), (12) и (15), запишем термодинамический потенциал системы (10) в виде $G = G(n+k) + G(\rho_0)$, где $G(n+k)$ - термодинамический потенциал системы без вихря:

$$G(n+k) = \frac{2\pi}{\kappa^2} \left[(n+k)^2 K_0(r) - 2\kappa(n+k) \left(\ln \frac{b}{r} - K_0(r) \right) \right], \quad (16)$$

а $G(\rho_0)$ - часть потенциала Гиббса, связанная с протонным вихрем:

$$G(\rho_0) = \frac{4\pi}{\kappa^2} \left[\frac{1}{2} \ln \kappa + \frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{r^2}{\rho_0^2} \right) + (n+2\kappa) K_0(\rho_0) - \kappa \ln \frac{b}{\rho_0} \right], \quad (17)$$

$$\rho_0 \ll 1,$$

$$G(\rho_0) = \frac{4\pi}{\kappa^2} \left[\frac{1}{2} \ln \kappa + (n+2k) K_0(\rho_0) - k \ln \frac{b}{\rho_0} \right], \quad (18)$$

$\rho_0 \gg 1.$

Имея потенциал Гиббса, мы можем определить силу, действующую на протонный вихрь, находящийся на поверхности сердцевинки нейтронного вихря. Она имеет вид:

$$f = \left. \frac{\partial G}{\partial \rho_0} \right|_{\rho_0=r+\kappa^{-1}} = -\frac{2\pi}{\kappa} \left[1 - \frac{2(n+k)}{\kappa r} \right]. \quad (19)$$

Как видно из формулы (19), сила взаимодействия между протонной нитью и сердцевинкой (сила зацепления) максимальна, когда в сердцевине отсутствует захваченный поток ($n=0$). Эта сила обращается в нуль для значения n_s , равного

$$n_s = \frac{r}{2\kappa^{-1}} - k = \frac{\xi_2}{\xi_1} - k. \quad (20)$$

Оценке n_s с использованием значений параметров ξ_1 , ξ_2 и k в "пре"-фазе нейтронной звезды [6] даем значение порядка единицы.

Найдем силу, действующую на протонный вихрь на расстоянии $r_0 \gg r$. Используя формулу (18), получаем:

$$f = -\frac{\partial G}{\partial \rho} = -\frac{4\pi}{\kappa^2} \left[\frac{k}{\rho_0} - (n+2k) K_1(\rho_0) \right]. \quad (21)$$

Так как на больших расстояниях ($\rho_0 \gg 1$) второе слагаемое в (21) убывает по экспоненциальному закону, то определяющим в (21) становится первое слагаемое, представляющее собой силу притяжения, действующую на протонный вихрь со стороны тока увлечения. Отметим, что эта сила является силой Лоренца $f_L = [\bar{j}_1 \bar{\Phi}_0]/c$, действующей на протонный вихрь с потоком $\bar{\Phi}_0 = \Phi_0 \hat{e}_z$ со стороны тока увлечения $\bar{j}_1 = ck \Phi_0 \hat{e}_\varphi / 8\pi^2 \lambda^2 \rho$. Заметим, что на протонный антивихрь со стороны тока увлечения действовала бы сила отталкивания, поскольку магнитный поток антивихря имеет противоположное направление.

4. *Рождение пары вихрь-антивихрь током увлечения.* Пусть в нашей системе имеются вихрь и антивихрь, расположенные соответственно вдоль радиуса на расстояниях ρ_1 и ρ_2 от центра сердцевинки. Переходя к цилиндрическим координатам и учитывая, что нити расположены в точках с координатами $(\rho_1, 0)$ и $(\rho_2, 0)$, запишем уравнение Лондонов в виде:

$$\frac{\partial^2 B}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial B}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 B}{\partial \varphi^2} - B = -\frac{2\pi}{\kappa \rho} \delta(\varphi) \delta(\rho - \rho_1) + \frac{2\pi}{\kappa \rho} \delta(\varphi) \delta(\rho - \rho_2), \quad (22)$$

$$B(r, \varphi) = H_0, \quad B(\infty, \varphi) = 0.$$

Решение уравнения (22) по-прежнему определяется формулой (2).

Коэффициенты $B_m(\rho)$ ряда Фурье определяются теперь следующими формулами:

$$B_m(\rho) = \frac{1}{\kappa K_m(r)} [K_m(\rho_1) - K_m(\rho_2)] [I_m(\rho) K_m(r) - I_m(r) K_m(\rho)],$$

где $r \leq \rho \leq \rho_1$,

$$B_m(\rho) = \frac{1}{\kappa} \frac{K_m(\rho)}{K_m(r)} [I_m(\rho_1) K_m(r) - I_m(r) K_m(\rho_1)] - \frac{1}{\kappa} \frac{K_m(\rho_2)}{K_m(r)} [I_m(\rho) K_m(r) - I_m(r) K_m(\rho)], \quad (23)$$

где $\rho_1 \leq \rho \leq \rho_2$,

$$B_m(\rho) = \frac{1}{\kappa} \frac{K_m(\rho)}{K_m(r)} [I_m(\rho_1) K_m(r) - I_m(r) K_m(\rho_1)] - \frac{1}{\kappa} \frac{K_m(\rho)}{K_m(r)} [I_m(\rho_2) K_m(r) - I_m(r) K_m(\rho_2)],$$

где $\rho_2 \leq \rho \leq \infty$.

Для определения величины магнитного поля H_0 используем второе уравнение ГЛ (4). Подставляя решение (23) и интегрируя уравнение (4) по контуру этой сердцевинки, получаем

$$H_0 = \frac{2}{\kappa r^2 K_2(r)} [(n+k) K_0(r) + K_0(\rho_1) - K_0(\rho_2)]. \quad (24)$$

Учитывая, что $r \ll 1$, получаем окончательно

$$H_0 = (n+k) \frac{K_0(r)}{\kappa} + \frac{K_0(\rho_1)}{\kappa} + \frac{K_0(\rho_2)}{\kappa}. \quad (25)$$

Последнее слагаемое в (25) - это поле, создаваемое в сердцевине антивихрем. Оно не квантуется и противоположно по направлению полю, создаваемому вихрем.

Найдем потенциал Гиббса системы вихрь-антивихрь, который по-прежнему определяется выражением (10). Определим сперва свободную энергию системы. Используя формулы (2), (22), (23) и (25), имеем для свободной энергии слоя единичной толщины следующее выражение:

$$\mathcal{F} = 2\pi H_0^2 \frac{rK_1(r)}{K_0(r)} + \frac{2\pi}{\kappa} [B_2(\rho_1 - \kappa^{-1}, 0) + B_2(\rho_2 - \kappa^{-1}, 0)]. \quad (26)$$

Используя решение уравнения (22), найдем второе слагаемое в формуле (26)

$$B_2(\rho_1 - \kappa^{-1}, 0) = \frac{1}{\kappa} \left\{ K_0(\kappa^{-1}) - \frac{K_0^2(\rho_1)}{K_0(r)} + \ln \left(1 - \frac{r^2}{\rho_1^2} \right) + \frac{K_0(\rho_1) K_0(\rho_2)}{K_0(r)} - \ln \left(1 - \frac{r^2}{\rho_2^2} \right) - K_0(\rho_2 - \rho_1) \right\}, \quad \rho_1 \ll 1, \quad \rho_2 \ll 1, \quad (27)$$

$$B_2(\rho - \kappa^{-1}, 0) = \frac{1}{\kappa} \left\{ K_0(\kappa^{-1}) - \frac{K_0^2(\rho)}{K_0(r)} + \frac{K_0(\rho) K_0(\rho_2)}{K_0(r)} - K_0(\rho_2 - \rho) \right\},$$

$\rho \gg 1, \rho_2 \gg 1.$

Третье слагаемое в (26) получается заменой в (27) $\rho \rightarrow \rho_2, \rho_2 \rightarrow \rho$. Учитывая, что $rK_1(r) \sim 1$, имеем для свободной энергии следующие выражения:

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_0 + \frac{4\pi}{\kappa^2} \left\{ \frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{r^2}{\rho^2} \right) + \frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{r^2}{\rho_2^2} \right) - \ln \left(1 - \frac{r^2}{\rho \rho_2} \right) - K_0(\rho_2 - \rho) + (n+k) [K_0(\rho) - K_0(\rho_2)] \right\}, \quad \rho \ll 1, \rho_2 \ll 1, \quad (28)$$

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_0 - \frac{4\pi}{\kappa^2} \left\{ K_0(\rho_2 - \rho) - (n+k) [K_0(\rho) - K_0(\rho_2)] \right\}, \quad \rho \gg 1, \rho_2 \gg 1. \quad (29)$$

Здесь \mathcal{F}_0 - часть свободной энергии, представляющая собой сумму собственных энергий вихря, антивихря и сердцевин. Второе слагаемое в (28) представляет энергию взаимодействия между антивихрем и его зеркальным изображением, третье слагаемое - это энергия отталкивательного взаимодействия между вихрем и зеркальным изображением антивихря и между антивихрем и зеркальным изображением вихря, четвертое слагаемое - энергия притяжения между вихрем и антивихрем. В формуле (29) отсутствуют первые три слагаемых (28), так как система вихрь-антивихрь находится на большом удалении от сердцевин нейтронного вихря.

Вычислим второй интеграл в выражении (10)

$$2 \int_V B H dV = \frac{4\pi k}{\kappa^2} \left\{ (n+k) \left[\ln \frac{b}{r} - K_0(r) \right] - K_0(\rho) + K_0(\rho_2) + \ln \frac{b}{\rho} - \ln \frac{b}{\rho_2} \right\}. \quad (30)$$

Далее запишем термодинамический потенциал системы в виде

$$G = G(n+k) + G(\rho, \rho_2),$$

где $G(n+k)$ - термодинамический потенциал системы в отсутствие вихрей (16), а $G(\rho, \rho_2)$ - часть потенциала, обусловленная существованием пары вихрь-антивихрь. Здесь $G(\rho, \rho_2)$ задается формулами:

$$G(\rho, \rho_2) = \frac{4\pi}{\kappa^2} \left\{ \ln \kappa + \frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{r^2}{\rho^2} \right) \left(1 - \frac{r^2}{\rho_2^2} \right) - \ln \left(1 - \frac{r^2}{\rho \rho_2} \right) - K_0(\rho_2 - \rho) + (n+2k) [K_0(\rho) - K_0(\rho_2)] - k \ln \frac{b}{\rho} + k \ln \frac{b}{\rho_2} \right\}, \quad (31)$$

$\rho \ll 1, \rho_2 \ll 1.$

$$G(\rho_1, \rho_2) = \frac{4\pi}{\kappa^2} \left\{ \ln \kappa - K_0(\rho_2 - \rho_1) + (n+2k) [K_0(\rho_1) - K_0(\rho_2)] - \right. \\ \left. - k \ln \frac{b}{\rho_1} + k \ln \frac{b}{\rho_2} \right\}, \quad \rho_1 \gg 1, \quad \rho_2 \gg 1. \quad (32)$$

Потенциалы (31) и (32) удовлетворяют необходимым условиям в отсутствие антивихря, выражения для $G(\rho_1, \rho_2)$ совпадают с (17) и (18): при наличии в системе вихря и антивихря $G(\rho_1, \rho_2) = 0$ при любом значении $\rho_1 = \rho_2 = \rho_0$. Это равенство означает, что присутствие вихря и антивихря в одной и той же точке ρ_0 не меняет энергию системы, поскольку их поля взаимно компенсируют друг друга, и не меняет параметр порядка сверхпроводящих протонов. Следовательно, в любой точке сверхпроводящей системы возможно флуктуационное зарождение пары вихрь-антивихрь, для чего не требуется затраты энергии. Однако при раздвижке вихря и антивихря на них действуют противоположно направленные силы. Действительно, из (31) и (32) следует, что вихрь и антивихрь притягиваются друг к другу, в то же время ток увлечения стремится их раздвинуть, смещая вихрь к сердцевине, а антивихрь - наружу. Действительно, два последних члена в (31) и (32) имеют различные знаки.

Таким образом, функция $G(\rho_1, \rho_2)$ отражает наличие различных противоборствующих факторов, в том числе взаимодействие вихрей с границей сердцевины, друг с другом и с током увлечения, обтекающим сердцевину.

Используя потенциал (31), найдем силу, действующую на антивихрь вблизи сердцевины. Предположим, что вихрь находится на расстоянии $r + \kappa^{-1}$ от центра сердцевины. Сила, действующая на антивихрь, находящийся на расстоянии κ^{-1} от вихря, определяется так:

$$f = \left. \frac{\partial G(r + \kappa^{-1}, \rho_2)}{\partial \rho_2} \right|_{\rho_2 = r + 2\kappa^{-1}} = -\frac{4\pi}{\kappa^2} \left[\frac{11}{12\kappa^{-1}} + \frac{n+k}{r} \right]. \quad (33)$$

Из формулы (33) видно, что сила, действующая на антивихрь, всегда направлена к сердцевине нейтронного вихря. Таким образом, на расстояниях $\rho_2 = r + 2\kappa^{-1}$ для системы вихрь-антивихрь существует барьер, препятствующий их раздвижке.

Предположим теперь, что вихрь находится на расстоянии $R \gg 1$ от центра сердцевины, а антивихрь - на расстоянии d от вихря. Используя потенциал (32), найдем силу, действующую на антивихрь:

$$f = \left. \frac{\partial G(R, \rho_2)}{\partial \rho_2} \right|_{\rho_2 = R+d} = -\frac{4\pi}{\kappa^2} \left[K_1(d) + (n+2k) K_1(R+d) - \frac{k}{R+d} \right]. \quad (34)$$

Если антивихрь находится на расстоянии $d = \kappa^{-1}$ от вихря, то выражение для силы упрощается

$$f = -\frac{4\pi}{\kappa^2} \left\{ \frac{1}{\kappa^{-1}} - \frac{k}{R} \right\}. \quad (35)$$

Из формулы (35) видно, что сила притяжения между вихрем и антивихрем, находящимися на малых расстояниях, превышает силу отталкивания, обусловленную током увлечения, и раздвижки вихря и антивихря не происходит.

Предположим, что в результате флуктуаций в системе антивихрь удалится от вихря на расстояние $d > \lambda$. Тогда выражение для силы запишется в виде:

$$f = -\frac{4\pi}{\kappa^2} \left\{ \sqrt{\frac{\pi}{2d}} e^{-d} - \frac{k}{R} \right\}. \quad (36)$$

Барьер исчезнет в той точке d_0 , в которой выполняется условие $f=0$. Для расстояний $d > d_0$ сила отталкивания будет доминировать и антивихрь двинется к внешней границе нейтронного вихря. Это видно также из формулы (32), в которой нахождение антивихря на расстоянии $\rho_2 - \rho_1 > \lambda$ приводит к уменьшению энергии системы, и поэтому раздвижка пары вихрь-антивихрь энергетически выгодна.

После раздвижки для потенциала Гиббса $G_0(\rho)$, оставшегося в системе протонного вихря, согласно формуле (32) имеем:

$$G_0(\rho) = \frac{4\pi}{\kappa} \{ H_{C1} - H(\rho) \}. \quad (37)$$

Таким образом, возникновение протонного вихря возможно только в той области, где $H(\rho) > H_{C1}$.

В работе [2] было показано, что в стационарном состоянии минимуму энергии соответствует распределение протонных вихрей с плотностью

$$N(\rho) = \frac{H(\rho) - H_{C1}}{\Phi_0}, \quad (38)$$

где $H(\rho)$ - напряженность магнитного поля, создаваемая токами увлечения. Полученный нами результат согласуется с формулой (38). Оценка расстояния между протонными вихрями вблизи центра нейтронного вихря $\xi \approx N^{-1/2} \approx 10^{-9}$ см ($N \approx 10^{18}$ см⁻²), что намного больше глубины проникновения $\lambda \approx 10^{-11}$ см. Это означает, что предположенное в этой работе возникновение флуктуаций с условием $d \geq \lambda$, где d - расстояние между вихрем и антивихрем, не противоречит установившейся картине стационарного распределения протонных вихревых нитей.

Эта работа поддержана - "Volkswagen Stiftung" грант № I/71 226.

ON THE FLUCTUATION MECHANISM OF PROTON VORTICES APPEARANCE IN THE "npn"-PHASE OF NEUTRON STAR

D.M.SEDRAKYAN, K.M.SHAHABASYAN

The superfluid core of neutron star ("npn"-phase), which consists of superfluid neutrons, superconducting protons and normal electrons, is considered. The Gibbs thermodynamic potential of a superconducting proton vortex in a proton superconductor of the second kind, interacting with neutron vortex's normal core of radius $r \ll \lambda$ parallel to it, is calculated (λ is the penetration depth). It is shown that on this assumption capture of only a single proton vortex by the core is energetically favorable. The force, acting on the proton vortex by entrainment current, is calculated. It is directed always towards the normal core. The appropriate force, acting on proton antivortex, is directed outwards to the outer border of neutron vortex. It is shown, that on the long distances from the core, the fluctuation appearance of vortex-antivortex pair by entrainment current's action is possible. By entrainment current's action the antivortex goes outwards, but the vortex remains in the region of neutron vortex. It is shown, that the appearance of the new proton vortices is possible only in that region, where entrainment's magnetic field $H(\rho) > H_{c1}$ (H_{c1} - first critical field).

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, *Астрофизика*, **16**, 727, 1980.
2. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, А.Г.Мовсисян, *Астрофизика*, **19**, 303, 1983.
3. Р.М.Арутюнян, В.Л.Гинзбург, Г.В.Жарков, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **111**, 2175, 1997.
4. D.J. Van Harlingen, D.F.Heidel, J.C.Garland, *Phys. Rev.*, **B**, **21**, 1842, 1980.
5. К.М.Шахабасян, *Астрофизика*, **25**, 533, 1986.
6. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, Ю.М.Брук, *Астрофизика*, **40**, 497, 1997.
7. M.V.Valdo, J.Сигнол, А.Лежуне, U.Lombardo, *Nucl. Phys.*, **A**, **536**, 349, 1992.
8. Г.С.Мкртчян, В.В.Шмидт, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **61**, 367, 1971.
9. M.A.Arag, S.A.Langer, J.A.Sauls, *Astrophys. J.*, **282**, 533, 1984.
10. В.В.Шмидт, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **61**, 398, 1971.

УДК: 524.354.6

СТРАТИФИЦИРОВАННАЯ МОДЕЛЬ
НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫС.И.БАСТРУКОВ¹, В.В.ПАПОЯН^{1,2}, Д.В.ПОДГАЙНЫЙ¹

Поступила 22 июля 1998

Принята к печати 1 сентября 1998

Эволюционные расчеты, основанные на реалистических уравнениях состояния, свидетельствуют о стратифицированном характере распределения адронного вещества в недрах нейтронных звезд. В предложенной модели стратифицированная структура нейтронной звезды трактуется как жесткий инертный кор, окруженный динамическим слоем. Физическую основу модели составляет представление о звездном веществе периферийной оболочки как упругом ферми-континууме, движения которого описываются уравнениями ядерной эластодинамики, предложенных в макроскопической теории коллективных процессов лабораторной ядерной физики. Показано, что вибрационная динамика нейтронной звезды характеризуется двумя ветвями собственных гравитационно-упругих сферических (s -мода) и торсионных (t -мода) нерадиальных колебаний. Полученные оценки периодов глобальных гравитационных нерадиальных мод дают основания предположить, что этим колебаниям могут быть приписаны вариации интенсивности микроимпульсов, наблюдаемых в миллисекундном диапазоне спектра С-пульсаров. Представленная двухкомпонентная модель нейтронной звезды позволяет взглянуть на сбой в радиоизлучении пульсара как на звездотрясение, вызванное прохождением компаньоном периастра двойной системы.

1. *Введение.* По современным представлениям конечной стадией эволюции звезд главной последовательности является образование компактных объектов: белых карликов, нейтронных звезд и черных дыр, процесс рождения которых сопровождается взрывом сверхновой с последующим быстрым коллапсом ее кора [1]. Концепция звездного коллапса впервые была введена Г.Гамовым и М.Шонбергом [2]. Согласно теории звездной эволюции, нейтронными могут стать массивные звезды главной последовательности массой $M \sim 4 - 8 M_{\odot}$, но не выше десяти солнечных масс. Конечной стадией эволюции звезд с массами, превышающими $10 M_{\odot}$, являются черные дыры [3]. Обнаружение пульсара Краб, в окрестности которого отчетливо просматриваются признаки распыленного взрывом вещества, подтвердило гипотезу Бааде и Цвикки [4] о генетической связи нейтронных звезд со вспышками сверхновых [5]. Качественную картину рождения этого пульсара объясняет магниторотационный сценарий имплозивного рождения (имплозия - взрыв вовнутрь) во вспышке сверхновой 1054 года [6,7]. В основе этого сценария лежит предположение о том, что в критический момент исчерпания запасов ядерного топ-

лива в звезде-предшественнице возникает гравитационная неустойчивость, которая приводит к стремительному падению вещества на центр. Процесс уплотнения звездного вещества происходит до тех пор, пока силы гравитационного сжатия не будут приведены в равновесие давлением вырожденного нейтронного ферми-континуума. Образующийся в центре сильно намагниченный и быстро вращающийся компактный объект в конечном итоге формируется как нейтронная звезда, а остальная (значительно большая, порядка $2 - 6 M_{\odot}$) часть массы первоначальной звезды отбрасывается магнитным давлением в окружающее пространство в виде быстро остывающей радиоизлучающей туманности. В процессе формирования нейтронной звезды звездное вещество разогревается до температуры 10^{11} К (10 МэВ) и затем быстро остывает до температуры $T \sim 10^7 - 10^8$ К (10-100 кеВ) [8].

Сформировавшаяся нейтронная звезда (пульсар) представляет собой сферический компактный объект радиуса $R \sim 10 - 15$ км (для сравнения, $R_{\odot} = 695980$ км) и массой $0.3 - 2.5 M_{\odot}$ ($M_{\odot} = 1.989 \cdot 10^{33}$ г). В недрах нейтронной звезды вещество сконденсировано силами собственного тяготения до плотностей, близких к нормальной ядерной плотности $\rho \sim 2.8 \cdot 10^{14}$ г/см³. Момент инерции нейтронной звезды составляет $J = (2/5)MR^2 \sim 10^{44} - 10^{45}$ г см². Пространственное распределение пульсаров обнаруживает четко выраженное сгущение к плоскости галактического диска толщиной около 500 пк, а средний возраст активности в радиодиапазоне оценивается величиной $\tau \sim 10^6 - 10^8$ лет. По современным оценкам нейтронная звезда рождается каждые 15-20 лет [3,9]. Характерные периоды радиоизлучения пульсаров лежат в интервале от 1.6 миллисекунд (PSR 1937+21 - самый быстрый на данный момент пульсар) до 4.3 секунд (PSR 1845-19 - самый медленный).

В теоретических исследованиях последних лет, затрагивающих ядерные аспекты физики нейтронных звезд, центральное место занимали работы, посвященные изучению равновесных свойств этих массивных компактных объектов. Эти исследования в значительной мере углубили ранние представления об уравнении состояния ядерной материи и основательно продвинули понимание термодинамических фазовых переходов в звездном ядерном веществе. Эволюционные расчеты, основанные на реалистических уравнениях состояния, явно свидетельствуют о стратифицированном характере распределения адронного вещества в недрах нейтронных звезд [9-11]. Плотность внутренней области приблизительно на три порядка выше, чем периферийной. Поэтому возмущения, индуцированные, например, остаточными флуктуациями вещества после взрыва сверхновой, вероятнее всего будут сохраняться только в периферийном слое звезды. В этой связи можно поставить вопрос о том, насколько частоты колебаний поверхностного слоя отличаются от частот нерадиальных

колебаний всего объема нейтронной звезды. Такая модель может оказаться полезной при дальнейшем изучении приливных колебаний в нейтронной звезде, которая является объектом двойной системы, а приливы вызываются орбитальным движением массивного компаньона. Ниже мы приводим вычисления собственных мод сфероидальных и торсионных колебаний поверхностного слоя в рамках эластодинамического подхода.

2. *Равновесные параметры нейтронной звезды.* В предлагаемой ниже модели стратифицированная структура нейтронной звезды трактуется как жесткий инертный кор плотности ρ , окруженный динамическим слоем плотности $\rho \leq \rho_c$. В дальнейшем радиусы кора и всей звезды обозначены R_c и R , соответственно; $\Delta R = R - R_c$ - глубина внешней оболочки. В основе описания динамического поведения периферийной оболочки нейтронной звезды лежит предположение об упруго-подобных свойствах звездного вещества, движения которого описываются уравнениями ядерной эластодинамики [10,11]:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial V_i}{\partial x_i} = 0, \quad (2.1)$$

$$\rho \frac{\partial V_i}{\partial t} + \frac{\partial P_{ik}}{\partial x_k} + \rho \frac{\partial U}{\partial x_i} = 0, \quad (2.2)$$

$$\frac{dP_{ij}}{dt} + P_{ik} \frac{\partial V_j}{\partial x_k} + P_{jk} \frac{\partial V_i}{\partial x_k} + P_{ij} \frac{\partial V_k}{\partial x_k} = 0, \quad (2.3)$$

где V_i - компоненты поля скорости упругих смещений и P_{ij} - тензор упругих напряжений (по повторяющимся индексам подразумевается суммирование). Первое из уравнений, (2.1), представляет собой хорошо известное уравнение непрерывности. Уравнение (2.2) описывает движение потока ядерного вещества, (2.3) контролирует динамику внутренних напряжений и при линейных возмущениях обеспечивает адекватное описание анизотропных искажений в распределении объемных внутренних напряжений в соответствии с законом Гука, что фактически и означает отождествление поведения сплошной ядерной материи с поведением твердотельно-упругого материального континуума. Характерным динамическим признаком упругой сплошной среды является ее способность поддерживать незатухающие как продольные, так и поперечные колебания, в отличие от газов или жидкостей, в которых могут распространяться только продольные (звуковые) волны.

В дальнейшем, в рамках нерелятивистской модели, будут рассматриваться движения ядерной среды на таких масштабах, где доминирующую роль играют объемные силы собственного ньютоновского тяготения. Распределение ньютоновского гравитационного потенциала в стратифицированной нейтронной звезде определяется уравнениями:

$$\Delta U_c^{in} = 4\pi G \rho_c, \quad \Delta U^{in} = 4\pi G \rho, \quad \Delta U^{ex} = 0, \quad (2.4)$$

где U_c^{in} и U^{in} - гравитационные потенциалы коры и периферийной оболочки соответственно, U^{ex} - потенциал, создаваемый массой нейтронной звезды за ее пределами и G - гравитационная постоянная. В результате приходим к замкнутой системе уравнений (2.1)-(2.4), описывающей динамику идеально-упругой сплошной среды в поле собственного тяготения. В качестве граничных условий к уравнениям (2.4) выбираются стандартные условия, отражающие непрерывность ньютоновского потенциала и его радиальной производной внутри звезды и на ее поверхности:

$$\begin{aligned} U_c^{in}(r) &= U^{in}(r) \Big|_{r=R_c}, & \frac{\partial U_c^{in}(r)}{\partial r} &= \frac{\partial U^{in}(r)}{\partial r} \Big|_{r=R_c}, \\ U^{in}(r) &= U^{ex}(r) \Big|_{r=R}, & \frac{\partial U^{in}(r)}{\partial r} &= \frac{\partial U^{ex}(r)}{\partial r} \Big|_{r=R} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Равновесное распределение поля собственной гравитации, являющееся решением уравнений (2.4) и удовлетворяющее граничным условиям (2.5), имеет вид:

$$U = \begin{cases} U_c^{in} = \frac{2\pi}{3} G \rho_c (r^2 - 3R_c^2) - 2\pi G \rho (R^2 - R_c^2), & r \leq R_c, \\ U^{in} = \frac{2\pi}{3} G \rho \left(r^2 - 3R^2 + \frac{2R_c^3}{r} \right) - \frac{4\pi}{3} G \rho_c \frac{R_c^3}{r}, & R_c < r \leq R, \\ U^{ex} = -\frac{4\pi}{3} G \rho \frac{(R^3 - R_c^3)}{r} - \frac{4\pi}{3} G \rho_c \frac{R_c^3}{r}, & r > R. \end{cases} \quad (2.6)$$

Следствием сферической симметрии гравитационного взаимодействия является изотропное равновесное распределение напряжений в объеме звезды:

$$P_{ij}^0(r) = P_0(r) \delta_{ij}. \quad (2.7)$$

Радиальная зависимость давления определяется из уравнений равновесия со следующими граничными условиями:

$$\begin{aligned} \frac{dP_1}{dr} &= -\rho_c \frac{dU_c^{in}}{dr}, & P_1(0) &= P_N(\rho_c), \\ \frac{dP_2}{dr} &= -\rho \frac{dU^{in}}{dr}, & P_1(R_c) &= P_2(R_c), \end{aligned} \quad (2.8)$$

где P_1 и P_2 - давления в коре и динамическом слое нейтронной звезды соответственно. Решение этих уравнений имеет вид:

$$P_1(r) = P_N(\rho_c) - \frac{2\pi}{3} G \rho_c r^2, \quad (2.9)$$

$$P_2(r) = P_N(\rho_c) + \frac{2\pi}{3} G \left[\rho^2 (R_c^2 - r^2) - \rho_c^2 R_c^2 \right] + \frac{4\pi}{3} G R_c^3 \rho (\rho - \rho_c) \left(\frac{1}{R_c} - \frac{1}{r} \right), \quad (2.10)$$

где $P_N(\rho_c)$ есть основная характеристика, несущая информацию об уравнении состояния ядерной материи и, таким образом, связывающая ядерную физику с физикой нейтронных звезд. В стандартной модели под $P_N(\rho_c)$ понимается давление вырожденного нейтронного вещества [3]:

$$P_N(\rho_c) = (2/3)\varepsilon_N(\rho_c) = K \rho_c^{5/3}, \quad \rho_c = m^* \frac{2}{3\pi^2} k_F^3, \quad K = \frac{\hbar^3 (3\pi^2)^{2/3}}{5m^{*8/3}}. \quad (2.11)$$

Из формул (2.6) и (2.10) видно, что при $R_c \rightarrow 0$ (одновременно $\rho_c \rightarrow \rho$) мы получаем выражения для ньютоновского потенциала и равновесного давления однородной модели.

В литературе неоднократно отмечалось [9], что поскольку радиус нейтронной звезды R соизмерим с ее гравитационным радиусом $R_g = 2GM/c^2 \sim 3$ км, то надежные результаты могут быть получены лишь с учетом эффектов общей теории относительности. В рамках стандартной модели нейтронной звезды, которая базируется на ньютоновской гравитации и использует в качестве уравнения состояния ядерного вещества уравнение чисто нейтронной материи, были даны оценки значений интегральных равновесных параметров (массы, радиуса, момента инерции), которые хорошо согласуются с предсказаниями реалистических моделей нейтронных звезд [13,14]. Это позволяет надеяться на то, что использование нерелятивистской теории гравитации не приведет к серьезным ошибкам и при вычислении периодов нерадиальных гравитационно-упругих мод.

3. Нерадиальные гравитационно-упругие колебания периферийного слоя нейтронной звезды. Нерадиальные длинноволновые колебания в несжимаемой упругой среде являются единственным возможным типом динамической активности. Фундаментальные частоты нерадиальных колебаний периферийной оболочки нейтронной звезды могут быть вычислены аналитически на основе энергетического вариационного принципа [15]. Предполагая, что поток массы в равновесном состоянии отсутствует и используя стандартную процедуру линеаризации

$$\rho \rightarrow \rho + \delta\rho(=0), \quad V_i \rightarrow V_i(=0) + \delta V_i, \quad P_{ij} \rightarrow \delta_{ij} P_2 + \delta P_{ij}, \quad U \rightarrow U + \delta U,$$

уравнения (2.1)-(2.4), описывающие динамическое поведение звездного вещества нейтронной звезды, можно преобразовать к виду:

$$\frac{\partial \delta V_i}{\partial x_i} = 0, \quad (3.12)$$

$$\rho \frac{\partial \delta V_i}{\partial t} + \frac{\partial \delta P_{ij}}{\partial x_j} + \rho \frac{\partial \delta U}{\partial x_i} = 0, \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial \delta P_{ij}}{\partial t} + P_2 \left(\frac{\partial \delta V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \delta V_j}{\partial x_i} \right) + \delta_{ij} \left(\delta V_k \frac{\partial P_2}{\partial x_k} \right) = 0, \quad (3.14)$$

$$\Delta \delta U = 0. \quad (3.15)$$

Далее, умножая скалярно уравнение (3.13) на δV_i и интегрируя по объему динамического слоя звезды (V_σ), получаем уравнение энергетического баланса:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{V_\sigma} \frac{1}{2} \rho \delta V^2 d\tau - \int_{V_\sigma} \delta P_{ij} \frac{\partial \delta V_i}{\partial x_j} d\tau + \oint_S [\rho \delta U \delta V_i + \delta P_{ij} \delta V_j] d\sigma_i = 0, \quad (3.16)$$

которое контролирует сохранение энергии в процессе колебаний. Флуктуации скорости возмущенного потока δV_i и распределение потенциала гравитации δU представим в виде:

$$\delta V_i(r, t) = \xi_i^L(r) \dot{\alpha}_L(t), \quad \delta U(r, t) = \phi^L(r) \alpha_L(t), \quad (3.17)$$

где L - мультипольный порядок колебания. Нормальная координата $\alpha_L(t)$ определяет зависимость от времени флуктуирующих переменных. Через $\xi^L(r)$ обозначено поле мгновенных упругих смещений, $\phi^L(r)$ определяет флуктуации гравитационного потенциала. Подставляя (3.17) в (3.14), находим, что флуктуации напряжений определяются тензором

$$\delta P_{ij}(r, t) = - \left[P_2(r) \left(\frac{\partial \xi_i^L(r)}{\partial x_j} + \frac{\partial \xi_j^L(r)}{\partial x_i} \right) + \delta_{ij} \left(\xi_k^L(r) \frac{\partial P_2(r)}{\partial x_k} \right) \right] \alpha_L(t). \quad (3.18)$$

Линейная связь тензора упругих напряжений δP_{ij} (являющегося динамической характеристикой упругости вещества) с тензором упругих натяжений u_{ij} (кинематической характеристикой эластодинамических смещений):

$$u_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \xi_i^L}{\partial x_j} + \frac{\partial \xi_j^L}{\partial x_i} \right) \quad (3.19)$$

показывает, что распространение упругих искажений в периферийном динамическом слое подчиняется закону Гука [16]. Разделение пространственной и временной зависимости флуктуирующих переменных (3.17), при подстановке (3.17) и (3.18) в уравнение энергетического баланса (3.16), позволяет преобразовать последнее к виду:

$$\frac{dH}{dt} = 0, \quad H = \frac{M_L \dot{\alpha}_L^2}{2} + \frac{K_L \alpha_L^2}{2}, \quad (3.20)$$

где параметры жесткости K_L и инерции M_L определены следующим образом:

$$K_L = \frac{1}{2} \int_V P_2 \left(\frac{\partial \xi_i^L}{\partial x_j} + \frac{\partial \xi_j^L}{\partial x_i} \right)^2 d\tau, \quad M_L = \int_V \rho \xi_i^L \xi_i^L d\tau. \quad (3.21)$$

При выводе выражения для жесткости K_L был использован эластодинамический аналог гидродинамического приближения Каулинга [17], которое может быть выражено соотношением:

$$\left[\rho \delta U - \delta V_k \frac{\partial P_2}{\partial x_k} \right]_R = 0. \quad (3.22)$$

Ниже это соотношение используется в качестве граничного условия для нахождения произвольных констант интегрирования при вычислении поля упругих смещений.

Из выражений для инерции M_L и жесткости K_L следует, что поле мгновенных смещений $\xi(r)$ является единственной подлежащей определению величиной, необходимой для вычисления частот собственных гравитационно-упругих нерадиальных колебаний. В работе [12] было показано, что поля мгновенных смещений, возникающих при нерадиальных колебаниях сферической массы упругой материи, определяются как решения векторного уравнения Лапласа:

$$\Delta \xi(r) = 0, \quad \text{div} \xi(r) = 0. \quad (3.23)$$

В соответствии с трактовкой Ламба [18] собственных мод идеально упругого шара, они могут быть классифицированы как сфероидальные моды, описываемые полоидальным решением уравнения (3.23) и как торсионные, описываемые, соответственно, тороидальным решением. Компоненты полоидального поля смещений в сферической системе координат имеют вид:

$$\begin{aligned} \xi_r^L &= L A_1 r^{L-1} P_L(\mu) - (L+1) A_2 r^{-L-2} P_L^L(\mu), \\ \xi_\theta^L &= -A_1 r^{L-1} (1-\mu^2)^{1/2} \frac{dP_L(\mu)}{d\mu} - A_2 r^{-L-2} (1-\mu^2)^{1/2} \frac{dP_L(\mu)}{d\mu}, \\ \xi_\phi^L &= 0. \end{aligned} \quad (3.24)$$

Компоненты торсионного поля смещений можно представить следующим образом:

$$\xi_r^L = 0, \quad \xi_\theta^L = 0, \quad \xi_\phi^L = -(1-\mu^2)^{1/2} (L C_1 r^{L-1} - (L+1) C_2 r^{-L-1}) \frac{dP_L(\mu)}{d\mu}, \quad (3.25)$$

Здесь через $P_L(\mu)$ обозначены полиномы Лежандра мультипольного порядка L , $\mu = \cos(\theta)$. Следует отметить, что в сформулированном выше вариационном методе, частоты $\omega^2 = K_L/M_L$ обеих ветвей сфероидальных (s -мода) и торсионных (t -мода) колебаний могут быть вычислены с единых позиций как собственные моды осцилляторного гамильтониана (3.20).

3.1. Периоды сфероидальных гравитационно-упругих нерадиальных колебаний: s -мода. При сфероидальных мультипольных колебаниях произвольная сферическая поверхность в объеме периферийного слоя звезды приобретает формы гармонических сфероидов, задаваемых в сферической системе координат уравнением вида:

$$r'(t) = r[1 + \alpha_L(t) P_L(\cos\theta)], \quad (3.26)$$

где r - радиус невозмущенной сферической поверхности. Для определения произвольных констант A_1 и A_2 в выражении для полоидального поля мгновенных смещений (3.24) к уравнению (3.23) добавляются следующее

динамические граничные условия:

$$\left[\rho \phi^L - \xi_r^L \frac{\partial P_2}{\partial r} \right]_{r=R} = 0, \quad (3.27)$$

$$\xi_r^L \Big|_{r=R_c} = 0.$$

В последнем выражении единственной неизвестной величиной остается функция ϕ^L , определяющая поверхностные флуктуации гравитационного потенциала (3.17). Вариации δU , удовлетворяющие уравнению Лапласа, определяются следующими решениями последнего:

$$\delta U_c^{in} = B_1^L r^L P_L(\cos\theta) \alpha_L, \quad r \leq R_c, \quad (3.28)$$

$$\delta U^{in} = B_2^L r^L P_L(\cos\theta) \alpha_L + B_3^L r^{-(L+1)} P_L(\cos\theta) \alpha_L, \quad R_c < r \leq R, \quad (3.29)$$

$$\delta U^{ex} = B_4^L r^{-(L+1)} P_L(\cos\theta) \alpha_L, \quad r > R. \quad (3.30)$$

Произвольные константы B_i^L фиксируются стандартными граничными условиями:

$$U_c^{in}(r) + \delta U_c^{in}(r) = U^{in}(r) + \delta U^{in}(r) \Big|_{r=R_c},$$

$$U^{in}(r') + \delta U^{in}(r') = U^{ex}(r') + \delta U^{ex}(r') \Big|_{r'=R', (r=R)},$$

$$\frac{\partial U_c^{in}(r)}{\partial r} + \frac{\partial \delta U_c^{in}(r)}{\partial r} = \frac{\partial U^{in}(r)}{\partial r} + \frac{\partial \delta U^{in}(r)}{\partial r} \Big|_{r=R_c}, \quad (3.31)$$

$$\frac{\partial U^{in}(r')}{\partial r'} + \frac{\partial \delta U^{in}(r')}{\partial r'} = \frac{\partial U^{ex}(r')}{\partial r'} + \frac{\partial \delta U^{ex}(r')}{\partial r'} \Big|_{r'=R', (r=R)}$$

Подставляя (3.28)-(3.30) в (3.31) и удерживая члены не выше первого порядка по α_L , получаем, что ϕ^L на поверхности звезды определяется следующим образом:

$$\phi^L = -\frac{4\pi}{2L+1} \rho G R^2 \left[1 + \frac{\rho_c - \rho}{\rho} \left(\frac{R_c}{R} \right)^{L+3} \right] P_L(\mu). \quad (3.32)$$

Подставляя (3.32), (3.24) и (2.10) в (3.27), находим:

$$A_1 = \frac{3A_L}{L(2L+1)}, \quad A_2 = \frac{3R_c^{2L+1}A_L}{(L+1)(2L+1)},$$

$$A_L = \frac{R^3}{R^{2L+1} - R_c^{2L+1}} \frac{\rho R^{L+3} + (\rho_c - \rho) R_c^{L+3}}{\rho R^3 - (\rho_c - \rho) R_c^3}. \quad (3.33)$$

Подстановка (3.24) и (2.10) в уравнение (3.21) и интегрирование

по полному телесному углу приводит к следующим выражениям для инерции и жесткости:

$$M_L^s = 4\pi LA_1^2 \int_{R_c}^R \rho(r) r^{2L} dr + 4\pi(L+1)A_2^2 \int_{R_c}^{R_i} \rho(r) r^{-2L-2} dr,$$

$$K_L^s = \frac{1}{2} \int P_2(r) \left(\frac{d\xi_i^L}{dx_j} + \frac{d\xi_j^L}{dx_i} \right) dV = 8\pi A_1^2 L(L-1) \times$$

$$\times (2L-1) \int_{R_c}^R P_2(r) r^{2L-2} dr + 8\pi A_2^2 (L+1)(L+2)(2L+3) \int_{R_c}^R P_2(r) r^{-2L-4} dr. \quad (3.34)$$

Детали вычислений этих интегралов вынесены в Приложение А. Частоты гравитационно-упругой s-моды определяются как квадратный корень отношения коэффициента упругости к массовому параметру:

$$\omega_s = \sqrt{\frac{K_L^s}{M_L^s}}.$$

Из выражения (3.34) для коэффициента жесткости следует, что в спектре собственных частот сфероидальных колебаний присутствует дипольная ($L=1$) мода, которая отсутствует в однородной модели.

Окончательное выражение для массового параметра имеет следующий вид:

$$M_L^s = \frac{3A_1^2 M_{cr}}{1-x^3} R^{2L-2} \frac{L}{2L+1} \gamma_L(x), \quad (3.35)$$

где M_{cr} - масса периферийной оболочки:

$$M_{cr} = M(1-x^3), \quad M = \frac{4\pi}{3} \rho R^3, \quad (3.36)$$

за x обозначено отношение радиуса кора R_c к радиусу звезды R . Функция $\gamma_L(x)$, входящая в (3.35), определяется выражением:

$$\gamma_L(x) = 1 - \frac{x^{2L+1}}{L+1} (1 + Lx^{2L+1}). \quad (3.37)$$

Подставляя выражения для $P_2(r)$ и компоненты полоидального поля смещений в (3.34), получим следующее выражение для коэффициента жесткости:

$$K_L^s = 9A_1^2 R^{2L-4} \frac{L(L-1)}{1-x^3} \left[E_N^{cr} \alpha_L(x) - \frac{5}{9} \frac{E_G^{cr}}{(1-x^3)} \frac{(2L-1)}{(2L+1)} \beta_L(x) \right], \quad (3.38)$$

где E_G^{cr} и E_N^{cr} - гравитационная и внутренняя энергии периферийной оболочки:

$$E_G^{cr} = E_G(1-x^3)^2, \quad E_N^{cr} = E_N(1-x^3),$$

$$E_G = \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}, \quad E_N = \frac{2}{3} P_N V. \quad (3.39)$$

Функции $\alpha_L(x)$ и $\beta_L(x)$ имеют вид:

$$\begin{aligned}
\alpha_L(x) &= 1 + \frac{2L+1}{L^2-1} x^{2L-1} - \frac{L(L+2)}{L^2-1} x^{4L+2}, \\
\beta_L(x) &= 1 - 3x^2 \left(1 - \frac{2L-1}{3(L-1)} x \right) - \frac{3x^{2L+1}}{(L^2-1)(2L-1)} - \\
&\quad - \frac{(L+2)(2L+3)}{(L^2-1)(2L+1)} x^{4L+2} \left[1 - \frac{3(2L+1)}{2L+3} x^2 \left(1 - \frac{2L+3}{3(L+2)} x \right) \right] + 2 \frac{\rho_c(2L+1)}{\rho(2L-1)} x \\
&\quad \times x \left[1 - \frac{2L-1}{2(L-1)} x + \frac{2L+1}{2(L^2-1)} x^{2L-1} - \frac{L(L+2)}{L^2-1} x^{4L+2} \left(1 - \frac{2L+3}{2(L+2)} x \right) \right] + \\
&\quad + \frac{\rho_c^2(2L+1)}{\rho^2(2L-1)} x \left[1 + \frac{2L+1}{L^2-1} x^{2L-1} - \frac{L(L+2)}{L^2-1} x^{4L+2} \right]. \quad (3.40)
\end{aligned}$$

Отметим, что при $x \rightarrow 0$ $\alpha_L(x)$, $\beta_L(x)$ и $\gamma_L(x)$ стремятся к единице, а выражения для коэффициента жесткости и массового параметра сводятся к выражениям, следующим из стандартной модели:

$$M_L = \frac{27 MR^2}{L(2L+1)^3}, \quad K_L = 81 E_N \frac{L-1}{L(2L+1)^2} - 45 E_G \frac{(L-1)(2L-1)}{L(2L+1)^3}. \quad (3.41)$$

При этом гравитационная и внутренняя энергии периферийной оболочки переходят в полную гравитационную и внутреннюю энергию соответствующей однородной модели нейтронной звезды:

$$E_G^{\text{ср}} = E_G = \frac{3 GM^2}{5 R}, \quad E_N^{\text{ср}} = E_N = \frac{2}{3} P_N V. \quad (3.42)$$

Из выражения для коэффициента жесткости (3.38) видно, что конструктивный вклад в жесткость гравитационно-упругих колебаний вносит энергия упругих деформаций (слагаемое, пропорциональное E_N), а деструктивный вклад определяется энергией гравитационного сжатия, которая пропорциональна E_G . Такое сочетание может привести к неустойчивости, провоцирующей звездотрясения. Таким образом, нерадиальные колебания остаются стабильными до тех пор, пока доминирующий вклад в энергию деформаций звезды вносит энергия упругих искажений ферми-сферы нейтронного вещества. Окончательное выражение для частоты s -моды может быть записано в виде:

$$\omega_s^2 = 3\omega_0^2 (L-1)(2L+1) \frac{\alpha_L(x)}{\gamma_L(x)} \left[1 - \frac{5}{9} \eta \frac{2L-1}{2L+1} \frac{\beta_L(x)}{\alpha_L(x)} \right], \quad (3.43)$$

где

$$\omega_0^2 = \frac{E_N}{MR^2}, \quad \eta = \frac{E_G}{E_N}. \quad (3.44)$$

Формулу (3.43) можно также представить в виде:

$$\omega_s^2 = \frac{3\omega_0^2}{\gamma_L(x)} \left[(L-1)(2L+1) + \frac{(2L+1)^2}{L+1} x^{2L-1} - \frac{L(L+2)(2L+1)}{L+1} x^{4L+2} \right] \times \left[1 - \frac{5}{9} \eta \frac{2L-1}{2L+1} \frac{\beta_L(x)}{\alpha_L(x)} \right]$$

из которого явно следует, что, в отличие от однородного случая, дипольная мода является собственной модой спектра сфероидальных колебаний.

При $x \rightarrow 0$ выражение для частоты (3.43) совпадает с частотой собственных нерадиальных сфероидальных колебаний, полученной в рамках однородной модели

$$\omega_s^2 = 3\omega_0^2(L-1)(2L+1) \left[1 - \frac{5}{9} \eta \frac{2L-1}{2L+1} \right]. \quad (3.45)$$

Численные значения собственных периодов сфероидальных колебаний, соответствующих (3.43) и (3.45), приведены в табл.1. Из этой таблицы следует, что значения собственных периодов сфероидальных колебаний для модели однородной нейтронной звезды лежат выше, чем в случае стратифицированной модели.

4. *Периоды тороидальных гравитационно-упругих нерадиальных колебаний: t-мода.* Благодаря свойству динамической упругости ферми-континуума в объеме периферийной оболочки нейтронной звезды возможно возникновение поперечно-сдвиговых, торсионных колебаний. Искажения сферической поверхности внутри динамического слоя, происходящие под действием крутильных деформаций, описываются уравнением:

$$r_i(\alpha_L) = r(1 + \alpha_L P_L^1(\mu)), \quad P_L^1 = (1 - \mu^2)^{1/2} \frac{dP_L}{d\mu}. \quad (4.46)$$

Следующее представление тороидального поля скорости упругих смещений поясняет геометрическую картину торсионных колебаний:

$$\delta V = [\Omega(r, t) \times r], \quad (4.47)$$

где

$$\Omega(r, t) = \nabla [C_1 r^L P_L(\mu) + C_2 r^{(-L)} P_L(\mu)] \alpha_L(t) \quad (4.48)$$

есть поле угловой частоты дифференциально-вращательных колебаний. Нормальная координата $\alpha_L(t)$ в данном случае имеет смысл инфинитезимального угла кручения поля упругих смещений вокруг полярной оси. Произвольные константы C_1 и C_2 определяются из следующих граничных условий:

ПЕРИОДЫ P_L [В МИКРОСЕКУНДАХ] НЕРАДИАЛЬНЫХ ГРАВИТАЦИОННО-УПРУГИХ СФЕРОИДАЛЬНЫХ (S-МОДА) ПУЛЬСАЦИЙ, ВЫЧИСЛЕННЫЕ В РАМКАХ ОДНОРОДНОЙ И СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ МОДЕЛЯХ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ. $M_{\odot} = 1.98E+33$ г - МАССА СОЛНЦА, R - РАДИУС НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ, $\rho_n = 2.8E+14$ г/см³ - СРЕДНЯЯ ЯДЕРНАЯ ПЛОТНОСТЬ, $\rho_{\text{ал}}$ - ПЛОТНОСТЬ ОДНОРОДНОЙ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ, ρ_c и ρ - ПЛОТНОСТЬ КОРА И ПЕРИФЕРИЙНОЙ ОБОЛОЧКИ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ СООТВЕТСТВЕННО

Параметры звезды		Однородная модель				Стратифицированная модель					
M/M_{\odot}	R [км]	$\rho_{\text{ал}}/\rho_n$	P_2	P_3	P_4	ΔR [км]	ρ_c/ρ_n	ρ [10^{13} г/см ³]	P_1	P_2	P_3
1.67	10.6	2.36	14.6	8.80	6.38	0.60	2.8	2.24	1.19	1.56	2.2
1.57		2.23	14.8	8.96	6.49	0.80			1.31	1.58	1.8
1.48		2.10	15.1	9.13	6.61	1.00			1.40	1.60	1.7
0.99	10.0	1.67	15.2	9.19	6.65	0.60	2.0	1.40	1.19	1.51	1.9
0.94		1.58	15.5	9.35	6.76	0.78			1.30	1.53	1.7
0.88		1.48	15.8	9.54	6.90	0.98			1.39	1.55	1.6
0.52	9.0	1.21	15.1	9.06	6.55	0.62	1.5	0.28	0.63	0.76	0.8
0.50		1.15	15.3	9.21	6.65	0.76			0.68	0.77	0.8
0.46		1.07	15.7	9.43	6.81	0.96			0.73	0.78	0.8

$$\begin{aligned} \xi_{\phi}^L &= \dot{R}, & r &= R, \\ \xi_{\phi}^L &= 0, & r &= R_c. \end{aligned} \quad (4.49)$$

Подставив (4.47) и (4.48) в (4.49) найдем, что:

$$C_1 = -\frac{R^{L+2}}{R_c^{2L+1} - R^{2L+1}}, \quad C_2 = \frac{R^{L+2}}{(R_c^{2L+1} - R^{2L+1})R_c^{2L+1}}, \quad (4.50)$$

В сферической системе координат компоненты тороидального поля упругих смещений определены следующим образом:

$$\xi_r^L = 0, \quad \xi_{\theta}^L = 0, \quad \xi_{\phi}^L = -(1 - \mu^2)^{1/2} (LC_1 r^{l-1} - (l+1)C_2 r^{-l-1}) \frac{dP_L(\mu)}{d\mu}. \quad (4.51)$$

Подставляя (4.51) в (3.21) и интегрируя по телесному углу, получим выражения для коэффициента жесткости и массового параметра торсионных колебаний:

$$K'_L = 4\pi C_1^2 L(L^2-1) \int_{R_c}^R \rho(r) r^{2L} dr + 4\pi C_2^2 L(L+1)(L+2) \int_{R_c}^R \rho(r) r^{-2L-2} dr,$$

$$M'_L = \frac{4\pi L(L+1)}{2L+1} C_1^2 \int_{R_c}^R \rho(r) r^{2L+2} dr + C_1 C_2 \int_{R_c}^R \rho(r) r dr + C_2 \int_{R_c}^R \rho(r) r^{-2L} dr. \quad (4.52)$$

Частота торсионных колебаний определяется также, как и в случае сфероидальных:

$$\omega_l = \sqrt{\frac{K'_L}{M'_L}}.$$

Из выражения для коэффициента жесткости (4.52) видно, что дипольная мода, так же, как и в случае сфероидальных колебаний, является нижней собственной модой спектра торсионных колебаний. Подставляя в (4.52) распределение равновесного давления $P_2(r)$ из (2.10), распределение тороидального поля смещений (4.51) и интегрируя по r , получим окончательные выражения для коэффициента жесткости и массового параметра:

$$K'_L = \frac{9}{2} \frac{L(L^2-1)}{2L+1} \frac{(A'_L)^2 R^{2L-2}}{1-x^3} E_N^{cr} \alpha_L(x) \left[1 - \frac{5}{9} \eta \frac{(2L+1)\beta_L(x)}{(2L+3)\alpha_L(x)} \right],$$

$$M'_L = \frac{3(A'_L)^2 M_{cr}}{1-x^3} R^{2L} \frac{L(L+1)}{(2L+1)(2L+3)} \gamma_L(x), \quad (4.53)$$

где E_N^{cr} , η и M_{cr} определены выше ((3.39), (3.44) и (3.36)), а функции $\alpha_L(x)$, $\beta_L(x)$, $\gamma_L(x)$ имеют вид:

$$\alpha_L(x) = 1 + \frac{3x^{2L+1}}{L-1} - \frac{L+2}{L-1} x^{4L+2},$$

$$\beta_L(x) = 1 - \frac{3(2L+3)}{2L+1} x^2 \left[1 + \frac{(L+2)(2L+1)}{3(L-1)(2L-1)} x^{2L+2} \left\{ 1 - \frac{3(5L-1)}{L(L+2)(2L+1)(2L+3)} \times \right. \right.$$

$$\left. \left. \times x \left(1 + \frac{L(L+2)(2L+3)(2L-1)}{5L-1} x^{2L+1} \left(1 - \frac{2L+1}{3(L+1)} x^2 \right) \right) \right] \right] -$$

$$- 2 \frac{2L+3}{2L+1} \frac{\rho_c}{\rho} \left\{ 1 - \frac{2L+1}{L} x \left(1 - \frac{2L^2+2L-1}{2(L^2-1)(2L+1)} x^{2L} \left(1 - \right. \right. \right.$$

$$\left. \left. - \frac{2L(L+1)(L+2)}{2L^2+2L-1} x^{2L+1} \left(1 - \frac{2L+1}{2(L+1)} x \right) \right) \right\} + x \frac{\rho_c}{2\rho} \alpha_L(x),$$

$$\gamma_L(x) = 1 - (2L+3) x^{2L+1} \left(1 - \frac{(2L+1)^2}{(2L-1)(2L+3)} x^2 \left(1 - \frac{2L+3}{(2L+1)^2} x^{2L} \right) \right).$$

Собственная частота нерадиальных торсионных колебаний определяется следующим образом:

$$\omega_i^2 = \frac{3}{2} \omega_0^2 (L-1)(2L+3) \frac{\alpha_L(x)}{\gamma_L(x)} \left[1 - \frac{5}{9} \eta_{cr} \frac{2L+1}{2L+3} \frac{\beta_L(x)}{\alpha_L(x)} \right], \quad (4.54)$$

где ω_0 определена выше (3.44). Для того, чтобы подчеркнуть, что дипольная мода является собственной модой торсионных колебаний, выражение для частоты можно представить в виде:

$$\omega_i^2 = \frac{3\omega_0^2(2L+3)}{2\gamma_L(x)} \left(1 + 3x^{2L+1} - (L+2)x^{4L+2} \right) \left[1 - \frac{5}{9} \eta \frac{2L+1}{2L+3} \frac{\beta_L(x)}{\alpha_L(x)} \right]. \quad (4.55)$$

Выражение (4.54) при $x \rightarrow 0$ переходит в выражение для частоты торсионных колебаний, полученной в рамках стандартной модели:

$$\omega_i^2 = \frac{3}{2} \omega_0^2 (L-1)(2L+3) \left[1 - \frac{5}{9} \eta \frac{2L+1}{2L+3} \right]. \quad (4.56)$$

Сравнение численных значений периодов торсионных колебаний стратифицированной модели и периодов, соответствующих частотам (4.54) и (4.56), представлено в табл.2. Как видно из этой таблицы, значения собственных периодов в случае однородной модели лежат выше.

5. *Выводы.* В таблицах 1 и 2 представлены численные значения периодов собственных нерадиальных колебаний периферийной оболочки нейтронной звезды. Сравнение численных значений торсионных и сфероидальных периодов колебаний показывает, что торсионные колебания замедлены по сравнению со сфероидальными. Из таблиц 1 и 2 также следует, что собственные частоты, определяемые в рамках стандартной модели, определяют нижнюю границу частот как в случае сфероидальных, так и в случае торсионных колебаний. Отметим, что полученные выше периоды собственных нерадиальных колебаний лежат в пределах $P \sim 0.1$ мкс - 6 мкс, что соответствует тонким деталям спектра, так называемых, сложных или С-пульсаров.

Представленная выше двухкомпонентная модель нейтронной звезды (жесткая периферийная оболочка, совершающая упругие колебания относительно более плотного остова) позволяет взглянуть на сбой в радиоизлучении пульсара как на звездотрясение, вызванное прохождением компаньоном периастра двойной системы. Не исключено, что повторяющиеся сбои пульсирующего радиоизлучения нейтронных звезд как раз свидетельствуют о том, что эти пульсары являются компонентами двойных систем. В заключение отметим важную особенность, касающуюся возможностей сформулированного вариационного метода. В формулах, определяющих коэффициенты жесткости и массовые параметры сфероидальных и торсионных гравитационно-упругих нерадиальных колебаний (3.34) и (4.52), профили плотности $\rho(r)$ и давления $P_2(r)$ присутствуют

Таблица 2

ПЕРИОДЫ P_L [В МИКРОСЕКUNДАХ] НЕРАДИАЛЬНЫХ ГРАВИТАЦИОННО-УПРУГИХ ТОРСИОННЫХ (t-МОДА) КОЛЕБАНИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ НА ОСНОВЕ ОДНОРОДНОЙ И ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ МОДЕЛЕЙ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ. ОБОЗНАЧЕНИЯ ТАКИЕ ЖЕ, КАК И В ПЕРВОЙ ТАБЛИЦЕ

Параметры звезды		Однородная модель				Стратифицированная модель					
M/M_\odot	R [км]	$\rho_{\text{ср}}/\rho_n$	P_2	P_3	P_4	ΔR [км]	ρ_c/ρ_n	ρ [10^{13} г/см ³]	P_1	P_2	P_3
1.67		2.36	17.6	11.0	8.19	0.60			5.56	3.00	2.0
1.57	10.6	2.23	17.9	11.2	8.34	0.80	2.8	2.24	5.01	2.74	1.8
1.48		2.10	18.3	11.5	8.49	1.00			4.66	2.59	1.7
0.99		1.67	18.4	11.5	8.55	0.62			5.04	2.74	1.8
0.94	10.0	1.58	18.7	11.7	8.68	0.78	2.0	1.40	4.65	2.56	1.7
0.88		1.48	19.1	12.0	8.85	0.98			4.33	2.41	1.6
0.52		1.21	18.1	11.3	8.39	0.62			2.37	1.30	0.8
0.50	9.0	1.15	18.4	11.5	8.53	0.76	1.5	0.28	2.21	1.23	0.8
0.46		1.07	18.9	11.8	8.73	0.96			2.07	1.16	0.8

как входные параметры равновесной конфигурации. Имея это в виду, ограничение, связанное с использованием ньютоновского приближения, а также предположение об однородности распределения массы могут быть ослаблены. Для получения надежных оценок частот s- и t-мод эти локальные характеристики равновесия могут быть заимствованы из реалистических моделей нейтронных звезд.

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

² Ереванский государственный университет, Армения

THE STRATIFIED MODEL OF NEUTRON STAR

S.I.BASTRUKOV¹, V.V.PAPOYAN^{1,2}, D.V.PODGAINY¹

From evolution calculations it follows that distribution of density of hadron matter in neutron star interior is stratified. In proposal model the stratified structure of neutron star is treat like the stiff core surrounded by dynamical layer. The underlying physical assumption is that stellar matter

of outer layers has elastic properties and its dynamical behavior is described by nuclear elastodynamics equations borrowed from the laboratory nuclear physics. It was shown that vibration dynamics of neutron star is characterized by two branches of nonradial spheroidal (s-mode) and torsional (t-mode) gravitational-elastic eigenvibrations. From numerical value of periods of nonradial vibrations it follows that observable variations in the intensity of micropulses detected from C-pulsars can be assigned to their nonradial gravitational-elastic eigenvibrations. The proposed bicomponent model of neutron star allows to say that confusion in radio pulses of pulsar is the starquake called by companion of binary star system.

ЛИТЕРАТУРА

1. H.-Y. Chiu, *Ann. Phys.*, **26**, 364, 1964.
2. G.Gamot, M.Shonberg, *Phys. Rev.*, **59**, 539, 1941.
3. S.L.Shapiro, S.A.Teukolsky, *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars*, Wiley, New York, 1983.
4. W.Vaade, F.Zwicky, *Phys. Rev.*, **45**, 138, 1934.
5. И.С.Шкловский, *Сверхновые звезды*, Наука, М., 1976.
6. Н.С.Кардашев, *Астрон. ж.*, **41**, 807, 1964.
7. Н.В.Арделян, Г.С.Бисноватый-Коган, С.Г.Моисеенко, *Успехи физ. наук*, **167**, 1128, 1997.
8. Ch.Schaab, F.Weber, D.Voskresensky, A.Sedrakian, M.K.Weigel, *Astron. Astrophys.*, **321**, 591, 1997.
9. Г.С.Саакян, *Физика нейтронных звезд*, ОИЯИ, Дубна, 1995.
10. Г.С.Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972.
11. L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian, *Astrophys. and Space Sci.*, **95**, 305-356, 1983.
12. S.I.Bastrukov, J.Libert, I.V.Molodtsova, *Int. J. Mod. Phys.*, **E 6**, 89, 1997.
13. S.I.Bastrukov, I.V.Molodtsova, V.V.Papouyan, F.Weber, *J. Phys. G*, **22**, L33, 1996.
14. S.I.Bastrukov, *Phys. Rev.*, **E 49**, 3166, 1994.
15. N.K.Glendenning, *Compact Stars*, Springer, Berlin, 1996.
16. F.Weber, *Neutron and Quark Matter Stars as Probes of Superdense Relativistic Matter*, Taylor & Francis, Bristol, 1998.
17. S.Chandrasekhar, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Clarendon, Oxford, 1961.
18. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Теория упругости*, Наука, М., 1986.
19. J.P.Cox, *Theory of Stellar Pulsations*, Princeton Univ. Press, Princeton, 1980.
20. Н.Ламб, *Гидродинамика*, Пер. с англ., Гостехиздат, М., 1947.

Приложение А

В этом приложении приводится сводка формул, значительно облегчающих аналитические вычисления периодов собственных нерадиальных гравитационно-упругих колебаний. Все вычисления выполняются в сферической системе координат с фиксированной полярной осью z . Производные поля смещений в тензоре упругих напряжений определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi_1}{\partial x_1} &= \frac{\partial \xi_r}{\partial r}, \quad \frac{\partial \xi_2}{\partial x_2} = -\frac{(1-\mu^2)^{1/2}}{r} \frac{\partial \xi_\theta}{\partial \mu} + \frac{\xi_r}{r}, \quad \mu = \cos\theta, \\ \frac{\partial \xi_3}{\partial x_3} &= \frac{1}{r(1-\mu^2)^{1/2}} \frac{\partial \xi_\phi}{\partial \phi} + \frac{\xi_r}{r} + \frac{\xi_\theta}{r} \frac{\mu}{(1-\mu^2)^{1/2}}, \\ \frac{\partial \xi_1}{\partial x_2} &= -\frac{(1-\mu^2)^{1/2}}{r} \frac{\partial \xi_r}{\partial \mu} - \frac{\xi_\theta}{r}, \quad \frac{\partial \xi_2}{\partial x_1} = \frac{\partial \xi_\theta}{\partial r}, \\ \frac{\partial \xi_1}{\partial x_3} &= \frac{1}{r(1-\mu^2)^{1/2}} \frac{\partial \xi_r}{\partial \phi} - \frac{\xi_\phi}{r}, \quad \frac{\partial \xi_3}{\partial x_1} = \frac{\partial \xi_\theta}{\partial r}, \\ \frac{\partial \xi_2}{\partial x_3} &= \frac{1}{r(1-\mu^2)^{1/2}} \frac{\partial \xi_\theta}{\partial \phi} - \frac{\xi_\phi}{r} \frac{\mu}{(1-\mu^2)^{1/2}}, \quad \frac{\partial \xi_3}{\partial x_2} = -\frac{(1-\mu^2)^{1/2}}{r} \frac{\partial \xi_\phi}{\partial \mu}. \end{aligned} \tag{A1}$$

Непосредственно интегрируемое выражение для жесткости упругих нерадиальных колебаний имеет вид:

$$\begin{aligned} C &= \frac{1}{2} \int_0^a P(r) \left(\frac{\partial \xi_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \xi_j}{\partial x_i} \right)^2 dV = \int_0^a P(r) \left(\frac{\partial \xi_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \xi_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \xi_j}{\partial x_i} dV = \\ &= \int_0^a P(r) \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial \xi_1}{\partial x_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \xi_2}{\partial x_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial \xi_3}{\partial x_3} \right)^2 \right] + \right. \\ &\quad \left. + \left[\left(\frac{\partial \xi_1}{\partial x_2} + \frac{\partial \xi_2}{\partial x_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \xi_1}{\partial x_3} + \frac{\partial \xi_3}{\partial x_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \xi_2}{\partial x_3} + \frac{\partial \xi_3}{\partial x_2} \right)^2 \right] \right\} dV. \end{aligned} \tag{A2}$$

В вычислениях использовалось следующее представление полоидального поля упругих смещений:

$$\xi_r = LN_\rho r^{L-1} P_L(\mu), \quad \xi_\theta = -N_\rho (1-\mu^2)^{1/2} r^{L-1} \frac{dP_L(\mu)}{d\mu}, \quad \xi_\phi = 0, \tag{A3}$$

и их производных

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi_1}{\partial x_1} &= A_1 L(L-1)r^{L-2}P_L(\mu) + (L+1)(L+2)A_2 r^{-L-3}P_L(\mu), \\ \frac{\partial \xi_2}{\partial x_2} &= A_1 r^{L-2} \left[\mu \frac{dP_L(\mu)}{d\mu} - L^2 P_L(\mu) \right] + A_2 r^{-L-3} \left[\mu \frac{dP_L(\mu)}{d\mu} - (L+1)^2 P_L(\mu) \right], \\ \frac{\partial \xi_3}{\partial x_3} &= A_1 r^{L-2} \left[LP_L(\mu) - \mu \frac{dP_L(\mu)}{d\mu} \right] - A_2 r^{-L-3} \left[\mu \frac{dP_L(\mu)}{d\mu} + (L+1)P_L(\mu) \right], \\ \frac{\partial \xi_1}{\partial x_2} &= -A_1(L-1)r^{L-2}(1-\mu^2)^{1/2} \frac{dP_L(\mu)}{d\mu} + A_2(L+2)r^{-L-3}(1-\mu^2)^{1/2} \frac{dP_L(\mu)}{d\mu}, \quad (A4) \\ \frac{\partial \xi_1}{\partial x_3} &= 0, \quad \frac{\partial \xi_3}{\partial x_1} = 0, \quad \frac{\partial \xi_2}{\partial x_3} = 0, \quad \frac{\partial \xi_3}{\partial x_2} = 0. \end{aligned}$$

Сферические компоненты тороидального поля упругих торсионных смещений и их производных имеют вид

$$\xi_r = 0, \quad \xi_\theta = 0, \quad \xi_\phi = -N_r r^L (1-\mu^2)^{1/2} \frac{dP_L(\mu)}{d\mu}. \quad (A5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi_1}{\partial x_1} &= 0, \quad \frac{\partial \xi_2}{\partial x_2} = 0, \quad \frac{\partial \xi_3}{\partial x_3} = 0, \quad \frac{\partial \xi_1}{\partial x_2} = 0, \quad \frac{\partial \xi_2}{\partial x_1} = 0, \\ \frac{\partial \xi_1}{\partial x_3} &= -(1-\mu^2)^{1/2} (C_1 r^{L-1} + C_2 r^{-L-2}) \frac{dP_L(\mu)}{d\mu}, \\ \frac{\partial \xi_3}{\partial x_1} &= -(1-\mu^2)^{1/2} (LC_1 r^{L-1} - (L+1)C_2 r^{-L-2}) \frac{dP_L(\mu)}{d\mu}, \\ \frac{\partial \xi_2}{\partial x_3} &= (LC_1 r^{L-1} - (L+1)C_2 r^{-L-2}) \mu \frac{dP_L(\mu)}{d\mu}, \quad (A6) \\ \frac{\partial \xi_3}{\partial x_2} &= (C_1 r^{L-1} + C_2 r^{-L-2}) \left[\mu \frac{dP_L(\mu)}{d\mu} - L(L+1)P_L(\mu) \right]. \end{aligned}$$

УДК: 524.354.4-6

ИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ

Г.С.СААКЯН

Поступила 18 декабря 1998

Произведено существенное уточнение в ранее найденной нами формуле радиосветимости пульсара. Новая формула позволяет по наблюдаемой радиосветимости L_0 вычислить магнитный момент μ нейтронной звезды пульсара: $\mu \approx 5.13 \cdot 10^{15} P^{3/2} \sqrt{L_0}$, где P -период пульсара. Выведены формулы для потоков энергии пульсара, обусловленных γ -излучением и исходящими из его каналов открытых магнитных силовых линий ультрарелятивистских электронов. Считая, что удлинение периодов пульсаров обусловлено этими каналами потерь энергии вращения, получена формула для моментов инерции нейтронных звезд: $I \approx 1.15 \cdot 10^{23} (1 + 5.35 \cdot 10^{-4} P^{1/2} L_0^{1/2}) P^{1.57} L_0^{1/3} / \dot{P}$, где \dot{P} - скорость возрастания периода, а L_0 - радиосветимость.

1. *Введение.* Начиная с этой работы мы будем проводить обсуждение таких важных внешних проявлений нейтронных звезд, каковыми являются радио, гамма и корпускулярное излучения пульсаров. Эти излучения содержат в себе ценную информацию об их очагах и механизме формирования, а также о самих нейтронных звездах. По вопросу о γ -излучении пульсаров мы пока не располагаем необходимым количеством и качеством материала, что же касается корпускулярного (потоки электронов или позитронов), то здесь вообще никакой информации не существует. Совершенно иная ситуация в вопросе о радиоизлучении пульсаров. Здесь накоплен огромный наблюдательный материал, теоретическое осмысление которого насомненно даст ценную информацию о нейтронных звездах и о их не совсем обычном окружении.

На первом этапе путем анализа наблюдательных данных о радиоизлучении (периоды вращения, радиосветимости, микроструктура профилей пучков радиоизлучения) намечается определить магнитные моменты нейтронных звезд в пульсарах. Затем, в перспективе, мы надеемся, используя эти данные о магнитных моментах и данные об удлинении периодов вращения, по формулам потоков энергий гамма и корпускулярного излучений определить моменты инерции, массы и радиусы нейтронных звезд в рассматриваемых пульсарах. В справедливости теории конфигураций нейтронных звезд [4,5] мы не сомневаемся, ибо она базируется на бесспорных фактах. Поэтому в случае благополучного исхода реализации намеченной программы фактически мы получаем подтверждение правильности теории радиоизлучения пульсаров [3,6], которое мы принимаем за основу в наших работах.

В этой работе сформулированы основные предпосылки, которые необходимы для решения поставленной задачи.

2. *Магнитное и электрическое поля пульсаров.* Еще в одной из первых работ [1], посвященной пульсарам, было ясно, что вокруг нейтронной звезды должна существовать протяженная разряженная плазменная среда (*магнитосфера*), где и происходит формирование радиоизлучения. Основы теории магнитосферы были разработаны в работе [2]. Существование магнитосферы обусловлено мощным магнитным полем нейтронной звезды. В нейтронной звезде и в ее магнитосфере существует также сильное электрическое поле, которое генерируется вращением звезды. Магнитосфера состоит из областей замкнутых магнитных силовых линий и исходящих из магнитных полюсов узких каналов открытых магнитных силовых линий, называемых *радиационными каналами*. Ниже термин "магнитосфера" используется только для области замкнутых магнитных силовых линий. Она заполнена плазмой, в основном состоящей из электронов и позитронов. Здесь движение частиц совершается только по магнитным силовым линиям, в поперечном же направлении движение запрещено из-за сильного синхротронного излучения (магнитное поле сильное). Поэтому плазма заморожена в магнитное поле и жестко вращается со звездой. Эта картина сохраняется до расстояний порядка

$$r_c \approx c/\Omega, \quad (1)$$

где линейная скорость вращения приближается к скорости света (Ω -угловая скорость вращения звезды).

В радиационном канале, из-за сильного магнитного поля, частицы, двигаясь по магнитным силовым линиям, уходят в мировое пространство. Отсчитанный от магнитной оси симметрии угол точек крайних открытых магнитных силовых линий, не замыкающихся в магнитосфере, равен [3]

$$\varepsilon_m(r) \approx C_\alpha \sqrt{\frac{\Omega r}{c}}, \quad (2)$$

где r - расстояние от центра звезды, а C_α - определяемый углом наклона α вектора магнитного диполя от оси вращения параметр, со значением порядка единицы: $C(0) = 1$, $C(\pi/4) = 0.9$, $C(\pi/2) = 0.58$.

В деле понимания явлений, наблюдаемых в пульсарах, решающее значение имеет аккуратное знание магнитного и электрического полей в радиационном канале. Мы предполагаем, что нейтронная звезда намагничена однородно и, следовательно, ее магнитное поле дипольное. Соответственно для вектора магнитного момента звезды имеем

$$\vec{\mu} = 0.5 B_s R^3 (\sin\alpha \cdot \cos\Omega t \cdot \hat{e}_x + \sin\alpha \cdot \sin\Omega t \cdot \hat{e}_y + \cos\alpha \cdot \hat{e}_z), \quad (3)$$

где R - радиус нейтронной звезды, B_s -магнитная индукция в звезде, за

ось Z принято направление угловой скорости вращения:

$$\vec{\Omega} = \Omega \hat{e}_z.$$

Здесь мы принимаем за основу работу [3], где были получены взаимосогласованные выражения для напряженности электрического поля в звезде, магнитосфере и в радиационном канале. Основными пульсарными излучениями образуются в радиационном канале и обусловлены продольным электрическим полем (проекция напряженности электрического поля на направлении магнитных силовых линий), поэтому здесь мы приведем только его выражение:

$$E_B \approx -\frac{\Omega B_p R^5}{cr^4} f \cos \alpha, \quad \epsilon_m < \alpha < \frac{\pi}{2} - \alpha,$$

$$f \approx \frac{2[\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha \cdot \cos(\varphi - \Omega t)]^2}{\left\{1 + 3[\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha \cdot \cos(\varphi - \Omega t)]^2\right\}^{1/2}}. \quad (4)$$

Усредненное по азимутальному углу $\varphi - \Omega t$ значение f находится в интервале $0.5 < f < 1$.

В радиационном канале частицы движутся вдоль магнитных силовых линий. Их движение в поперечном к магнитным силовым линиям направлении исключается, благодаря весьма эффективному синхротронному излучению (из-за сильного магнитного поля). Но поскольку эти магнитные силовые линии искривленные, движение электронов (позитронов) по ним является ускоренным (центробежное ускорение) и поэтому возникает соответствующее дипольное излучение, которое было названо изгибным излучением [10,11]. Оно при ультррелятивистских энергиях частиц оказывается самым мощным по сравнению с другими возможными типами излучения.

3. *Магнитная воронка.* В радиационном канале уравнение движения частиц с учетом силы радиационного трения, обусловленного изгибным излучением, исследовалось в работе [3] и для энергии частиц были найдены следующие аппроксимации

$$y(x) \approx a(x-1), \quad 1 < x < 1 + 0.02 / \Omega, \quad (5)$$

$$y(x) \approx x^{3/4}, \quad 1 + 0.02/\Omega < x < \Omega \leq 7\sqrt{\Omega}, \quad (6)$$

$$y(x) \approx \left[200\Omega \ln(x/7\sqrt{\Omega})\right]^{1/2}, \quad x > 7\sqrt{\Omega}. \quad (7)$$

Здесь $x = r/R$ - расстояние от центра звезды в единицах ее радиуса, $m_e c^2 \gamma$ - энергия частицы, $y(x) = \gamma/\gamma_m$, а γ_m - масштабная мера для релятивистского множителя γ :

$$\gamma_m = 3.25 \cdot 10^8 (\mu_{30} R_6^{-1} C_\alpha^{-2} f \cos \alpha)^{1/4}, \quad (8)$$

и, наконец,

$$a \approx 120 \Omega \mu_{30}^{3/4} R_6^{-3/4} C_\alpha^{1/2} (f \cos \alpha)^{3/4}.$$

Ниже в основном будем иметь дело с аппроксимацией (6). Соответствующая этой аппроксимации характерная энергия квантов изгибного излучения равна

$$\hbar \omega_c \approx \frac{3c\hbar}{2\rho_c} \gamma^3 = 7.03 \Omega^{1/2} \mu_{30}^{3/4} R_6^{-3/4} C_\alpha^{-1/2} (f \cos \alpha)^{3/4} x^{-1/4} \text{ эрг}, \quad (9)$$

где ρ_c - радиус кривизны крайних открытых магнитных силовых линий [3]:

$$\rho_c \approx \frac{4r}{3\varepsilon_m} \approx \frac{4}{3C_\alpha} \left(\frac{cr}{\Omega} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

В рассматриваемой проблеме существуют три важных характерных понятия расстояний: пробег z_m , на котором энергия частицы достигает значений насыщения $m_e c^2 \gamma$, описываемых аппроксимацией (6)

$$z_m = R/a \approx \frac{832 \cdot 10^3}{\Omega} \mu_{30}^{-3/4} R_6^{3/4} C_\alpha^{-1/2} (f \cos \alpha)^{-3/4} \text{ см}; \quad (11)$$

пробег электрона (позитрона) для процесса испускания квантов изгибного излучения с характерной энергией (9)

$$l_e \approx \frac{9\hbar c \rho_c}{4e^2 \gamma} = \frac{219}{\sqrt{\Omega}} (\mu_{30} B_6^{-3} C_\alpha^2 f \cos \alpha)^{-1/4} x^{3/4} \text{ см}, \quad (12)$$

и, наконец, пробег для аннигиляции кванта с энергией (9) на пару электрон-позитрон

$$l_\gamma \approx \frac{297 R_6^{1/4} x^{3/4}}{\Omega \mu_{30}^{3/4} C_\alpha^{1/2} (f \cos \alpha)^{3/4}} \text{ см}, \quad \alpha \neq \pi/2 \quad (13)$$

Сумма перечисленных пробегов $l = z_m + l_e + l_\gamma$ значительно меньше по сравнению с характерным расстоянием R , на котором электрическое поле E_\parallel испытывает заметное изменение. Это важное обстоятельство является причиной того, что в нижней части радиационного канала пульсара образуется особая область высотой $h \approx 7 R \mu_{30}^{1/2}$, где, благодаря многократно повторяющимся процессам испускания электронами и позитронами квантов изгибного излучения с характерной энергией (9) и аннигиляции этих квантов на e^+e^- - пары, происходит бурное каскадное размножение частиц и квантов. Эта область была названа *магнитной воронкой*.

Высоту магнитной воронки можно оценить, используя выражение пробега для процесса аннигиляции квантов изгибного излучения. Так, требуя, чтобы квант изгибного излучения, испущенный в середине магнитной воронки, аннигилировал у ее потолка, из (13) получаем [3]

$$h \approx 7.56 \cdot 10^6 \Omega^{2/3} \mu_{30}^{1/3} R_6^{2/3} \left(C_\alpha^{2/3} f \cos \alpha \right)^{1/3} \text{ см}, \quad \alpha \neq \pi/2. \quad (14)$$

Итак, благодаря тому, что $l \ll h$ (l -суммарный пробег трех радиационных процессов), в нижней части радиационного канала, где продольное электрическое поле достаточно сильное, происходит эффективное размножение чисел электронов и позитронов с ультрарелятивистскими энергиями. В результате за короткое время в магнитной воронке формируются два интенсивных одинаковых потока частиц: стремящийся по открытым магнитным силовым линиям вверх поток электронов и падающий на магнитную шапку звезды поток позитронов (имеется в виду случай $\alpha < \pi/2$). Темп размножения частиц настолько велик, что, несмотря на их катастрофическую утечку с потолка и со дна магнитной воронки, плотность частиц со временем быстро растет.

После того, как весь объем магнитной воронки охвачен процессами рождения квантов изгибного излучения и аннигиляции этих квантов на e^+e^- - пары, дальнейшее увеличение плотности частиц происходит по экспоненциальному закону [6]

$$n(r, t) \approx \eta \frac{\Omega \mu \cos \alpha}{\pi e c r^3} e^{t/\tau}, \quad (15)$$

где η - коэффициент размножения частиц (число вторичных частиц в расчете на одну первичную частицу) при $t=0$, когда весь объем магнитной воронки охвачен рождением e^+e^- - пар, τ - масштаб времени активной работы магнитной воронки

$$\tau \approx \frac{3.93 \cdot 10^{-7} R_6^4}{\Omega^{1/2} \mu_{30}^{1/2} C_\alpha^{1/2} (f \cos \alpha)^{1/2}}. \quad (16)$$

Разумеется, этот рост плотности электронно-позитронной плазмы не может долго продолжаться: по достижении некоторого предела он должен прекратиться.

В работах [10,6] предполагалось, что при достижении плотности плазмы до некоторого предельного значения, магнитная воронка захлопывается: наступает разряд. За время порядка h/c процессы рождения квантов и размножения частиц прекращаются. Восстановление режима активной работы начинается немедленно с поверхности магнитной шапки и оно также завершается за время порядка h/c . После чего, по истечении времени порядка $l/c \ll h/c$, наступает очередное захлопывание магнитной воронки и так далее. Здесь упомянутые процессы развиваются со скоростью света, так как они обусловлены ультрарелятивистскими потоками частиц. Вообще говоря, описанная картина работы магнитной воронки в качественном отношении корректна. Однако она слишком абстрактна и неопределенна. Так, в ней не уточнен механизм прекращения и возобновления работы магнитной

воронки, остается неизвестным значение плотности плазмы, при котором наступает разряд. Ниже мы займемся выяснением этих вопросов.

Радиоизлучение пульсаров формируется в магнитной воронке. При оценке радиосветимости пульсара используется усредненное по времени значение плотности, приведенное в (15):

$$\bar{n} \approx \kappa \frac{\Omega \mu \cos \alpha}{\pi e c r^3}, \quad (17)$$

где $\kappa = \overline{\eta \exp(t/\tau)}$ - усредненное по времени значение коэффициента размножения частиц. Радиосветимость пульсара определяется параметрами κ, Ω, μ . Правда она зависит также от радиуса нейтронной звезды и угла наклона α , но по известным причинам роль этих параметров оказывается несущественной. Поэтому, если каким-то образом удастся определить параметр κ , то, сравнивая найденную радиосветимость с наблюдаемой, можно вычислить магнитный момент нейтронной звезды пульсара.

Как уже было сказано выше, в магнитной воронке действуют два ультрарелятивистских потока частиц: направленный вверх поток электронов и противоположный поток позитронов. Плотности в облаках потоков этих частиц приблизительно одинаковые:

$$n_- - n_+ \approx n_0 \ll \bar{n},$$

где $n_0 = \Omega \mu \cos \alpha / (\pi e c r^3)$ - плотность, обусловленная первичным потоком электронов, $\bar{n} = \bar{n}_- + \bar{n}_+$ - приведенная в (17) суммарная плотность частиц. В соответствии с рассматриваемой картиной в магнитной воронке функционирует электрический ток

$$I = \pi (r \epsilon_m)^2 \bar{n} e c = \kappa \frac{\Omega^2 \mu}{c} C_\alpha^2 \cos \alpha,$$

где $\epsilon_m(r)$ - приведенный в (2) угол крайних открытых магнитных силовых линий. Радиус поперечного сечения этого тока $r \sin \epsilon_m \approx r \epsilon_m$ очень мал по сравнению с высотой магнитной воронки h , поэтому созданное им магнитное поле сходно с магнитным полем бесконечного прямолинейного тока:

$$H = \frac{2I}{c r \epsilon_m} = \frac{2 \kappa \mu \Omega^2}{c^2 r} \left(\frac{c}{\Omega r} \right)^{1/2} C_\alpha \cos \alpha. \quad (18)$$

Силовые линии этого поля представляют собой концентрические окружности, плоскость которых перпендикулярна самому току и силовым линиям основного магнитного поля B нейтронной звезды. Пока $H/B \ll \sin \epsilon_m \approx \epsilon_m$ поле H не оказывает заметного влияния на ход процессов, разыгрывающихся в магнитной воронке. Однако как только $H/B \approx \epsilon_m$, силовые линии результирующего магнитного поля и, следовательно, движущиеся по ним потоки частиц отклоняются от направления магнитной оси симметрии настолько, что ударяются о стенки радиационного канала, формирование которого обусловлено основным полем. Здесь речь идет о поверхностном слое открытых магнитных силовых

линий, где в основном происходят процессы образования изгибного излучения, рождения пар и радиоизлучения.

Учитывая (2) и (18), из равенства $H \approx B \epsilon_m$ получаем

$$k \approx \frac{c}{\Omega r \cos \alpha}, \quad \alpha < \pi/2, \quad (19)$$

где $R < r < R+h$. При $r \approx h$ направления пучков излучений (изгибное и радио) претерпевают такое отклонение от оси радиационного канала, что не выходят за пределы магнитосферы. Это происходит, когда величина коэффициента размножения достигает значения

$$k \approx \frac{c}{\Omega h \cos \alpha} \approx \frac{3.93 \cdot 10^3}{\Omega^{3/2} \mu_{30}^{1/2}}. \quad (20)$$

Справа в знаменателе пропущен множитель $R_6^{3/2} C_\alpha^{1/2} f^{1/2} (\cos \alpha)^{1/2} \approx 1$. Однако при таких значениях коэффициента размножения, радиационные процессы в магнитной воронке продолжают. Очевидно, процесс размножения частиц прекращается и, следовательно, разрядка магнитной воронки наступает лишь тогда, когда

$$k \approx \frac{c}{\Omega R} \approx \frac{3 \cdot 10^4}{\Omega R_6}.$$

По-видимому, можно считать, что для наблюдаемых радиосветимостей пульсаров коэффициент размножения приблизительно равен среднему значению (19):

$$k \approx \frac{1}{h} \int_R^{R+h} k(r) dr \approx \frac{2c}{\Omega h \cos \alpha} \approx \frac{7.94 \cdot 10^3}{\Omega^{3/2} \mu_{30}^{1/2} R_6^{3/2} (C_\alpha^{1/2} f \cos^2 \alpha)^{1/2}}. \quad (21)$$

В соответствии с этим значением коэффициента размножения из (17) для средней плотности частиц, во время активного периода работы магнитной воронки, находим

$$\bar{n} \approx \frac{2\mu}{\pi e h r^3} \approx \frac{1.75 \cdot 10^{14}}{x^3} \frac{\mu_{30}^{3/2}}{\Omega^{3/2} R_6^{3/2} (C_\alpha^{1/2} f \cos \alpha)^{1/2}}. \quad (22)$$

4. *Радиоизлучение пульсаров.* Рассмотрим направленный по радиационному каналу вверх основной поток электронов, с энергиями частиц, описываемыми аппроксимацией (6). Мы имеем в виду случай, когда вектор магнитного момента направлен в сторону угловой скорости вращения, т.е. $\alpha < \pi/2$. Электроны этого потока, двигаясь по магнитным силовым линиям, в среднем, через каждое расстояние l_p , испускают кванты изгибного излучения с энергией (9). Пройдя расстояние l_p , эти кванты превращаются в пары электрон-позитрон. Только что родившиеся электроны, под влиянием продольного электрического поля (4), с

ускорением движутся по магнитным силовым линиям вверх и на коротком отрезке пути порядка z_0 , приобретая достаточно высокую энергию, пополняя основной поток электронов, становятся его равноправными членами.

Позитрон после своего рождения в актах аннигиляции квантов на небольшом расстоянии, преодолевая тормозящее действие электрической силы, сначала движется по радиационному каналу вверх, затем, исчерпав свою кинетическую энергию и изменив направление своего движения, с ускорением падает на магнитную шапку звезды. Важным обстоятельством здесь является то, что перед изменением направления движения, на узком отрезке пути, энергия позитрона становится такой, что частота его изгибного излучения приходится в радиодиапазон. Соответствующая энергия позитрона должна быть порядка 200 МэВ. Пусть $\xi(x)$ - расстояние позитрона до места изменения направления движения, где энергия позитрона становится такого порядка, а $r = R\gamma$ - место рождения позитрона. Ввиду того, что плотность частиц и квантов изгибного излучения в магнитной воронке достаточно большая, в диске (перпендикулярном к магнитным силовым линиям) толщиной $\xi(x)$ и радиусом порядка $r \varepsilon_m(r)$ фактически мы имеем дело не с одним позитроном с энергией ~ 200 МэВ, а с большим числом таких частиц, характерная частота изгибного излучения которых приходится в диапазон радиочастот. Таким образом, мы имеем дело с полосой потока позитронов толщиной порядка $\xi(x) \leq \lambda$ (λ - длина излучаемых радиоволн) вдоль силовых трубок магнитного поля. Эта полоса релятивистского потока позитронов, по сути дела, представляет собой сгусток положительного заряда с достаточно малыми размерами, поэтому проявляет себя как когерентный источник радионизлучения.

Рассмотрим теперь падающий на магнитную шапку основной поток позитронов. В нем энергия частиц в зависимости от расстояния r также описывается аппроксимацией (6), или, можно сказать, она приблизительно определяется значением напряженности продольного электрического поля E_g на рассматриваемом расстоянии. Следовательно, и в этом случае также, в среднем через каждый интервал пути l_e рождается интенсивный поток квантов высокой энергии. Этот поток квантов, пройдя расстояние l_γ , исчезает, рождая поток e^-e^+ - пар. Электроны этих пар сначала продолжают двигаться вниз к полюсу звезды, но после полного торможения, изменяя направление движения, стремятся по силовым линиям вверх, и на малом начальном отрезке пути порядка $\xi(x)$, когда их энергия становится порядка $200\omega_{10}^{1/2} x^{1/2}$ МэВ (ω - частота радиоволн), генерируют изгибное излучение с радиочастотами. В результате образуется картина полосок тока вторичных электронов (периодическая система сгустка зарядов, движущихся по радиационному каналу вверх), сходная с вышеописанной картиной полосок тока позитронов. Таким образом, в магнитной воронке действуют два сходных канала когерентного излучения радиоволн.

Исходя из вышеприведенного представления о магнитной воронке и о механизме формирования радиоизлучения в ней, в работе [6] была проведена соответствующая оценка потока энергии радиоизлучения пульсара:

$$L \approx 7.39 \cdot 10^{19} \kappa^2 \Omega^{7/2} \mu_{30}^{5/2} R_6^{1.04} f^{-0.86} C_\alpha^{4.76} (\cos\alpha)^{1.41} \text{ эрг/с.} \quad (23)$$

Отсюда получаем

$$\kappa^{0.75} \mu_{30} \approx \frac{P^{1.32} (2.1 \cdot 10^{-23} L_0)^{5/2}}{R_6^{0.39} f^{-0.32} C_\alpha^{1.79} (\cos\alpha)^{0.53}},$$

где $P = 2\pi/\Omega$ - период пульсара, и под L_0 - подразумевается наблюдаемая радиосветимость пульсара. В работе [6] для ряда пульсаров с известными углами наклона было вычислено произведение $\kappa^{0.75} \mu_{30}$ (см. табл.2). Эти результаты безусловно корректны и остаются в силе. Однако в последнем столбце этой таблицы приведены значения μ в предположении, что для всех пульсаров $\kappa \approx 100$. Как можно судить по формуле (21), такое допущение некорректно. Здесь, используя формулу (21), мы имеем возможность привести более аккуратные оценки для магнитных моментов нейтронных звезд пульсаров.

Подставляя из (21) выражение коэффициента размножения в (23), получаем

$$L \approx 4.66 \cdot 10^{27} \mu_{30}^2 \Omega^{5/2} R_6^{0.5} \Phi(\alpha) \text{ эрг/с,} \quad (24)$$

где

$$\Phi(\alpha) = \frac{C_\alpha^{4.57}}{f^{1.1} (\cos\alpha)^{0.88}}.$$

Разрешая (24) относительно μ_{30} , находим

$$\mu_{30} \approx 5.13 \cdot 10^{-15} P^{5/2} \left(\frac{L_0}{\Phi} \right)^{1/2} \text{ эрг/с,} \quad (25)$$

L_0 - наблюдаемая радиосветимость, пропущен $R_6^{0.25} \approx 1$. Укажем также, что при углах наклона $\alpha < \pi/4$, $\Phi \approx 1$. Таким образом, знание радиосветимости пульсара позволяет непосредственно вычислить магнитный момент нейтронной звезды.

В принципе, магнитные моменты нейтронных звезд можно определить и по ширине профилей радиоимпульсов, а также по характерным временам их микроструктур. Эти способы определения μ требуют специального рассмотрения, поэтому чтобы не расширить объем настоящей статьи до недозволенных размеров, к ним мы вернемся позже.

5. Жесткое излучение пульсаров. В магнитной воронке происходит интенсивное размножение квантов изгибного излучения с энергиями $\hbar\omega_c \gg m_e c^2$ и электроно-позитронных пар. Основная часть γ -квантов здесь исчезает, рождая e^+e^- -пары. В результате за период функционирования радиационных процессов, в магнитной воронке формируются два

ультрарелятивистских потока: извергающий по радиационному каналу вверх поток электронов и падающий на полюс звезды примерно такой же поток позитронов (случай $\alpha < \pi/2$). За потолком магнитной воронки каскадный механизм размножения частиц и, следовательно, механизм когерентного образования радиоизлучения не работает. Таким образом, формирование пучка γ -излучения пульсара фактически начинается с расстояний

$$r_\gamma \approx R + C_\gamma h \approx C_\gamma h,$$

где C_γ - число порядка единицы: $0.5 \leq C_\gamma \leq 1$.

Вычисление интенсивности γ -излучения не представляет труда. Электроны движутся по магнитным силовым линиям и уравнение их движения с учетом силы радиационного трения уже интегрировано. В результате определена энергия электрона в зависимости от расстояния r , она определяется аппроксимациями (5)-(7). Теперь, используя эти аппроксимации, можно вычислить потоки энергии, обусловленные исходящим из радиационного канала потоком γ -излучения и оттоком частиц.

Согласно (9), движущиеся по магнитным силовым линиям электроны в основном излучают кванты с высокими энергиями $\hbar\omega_c \gg m_e c^2$. Энергия электрона, излучаемая на отрезке пути $ds \approx dr = c dt$ силовой линии равна [9]

$$dE_\gamma = \frac{2e^2}{3c^3} \left(\frac{c^2 \gamma^2}{\rho_c} \right)^2 \frac{dr}{c} \approx 3.57 \cdot 10^3 \frac{\Omega \mu_{30} f \cos \alpha}{R_\zeta} \frac{dx}{x^4}, \quad (26)$$

где ρ_c - приведенный в (10) радиус кривизны магнитной силовой линии, $\gamma = \gamma_m y(x)$ и для $y(x)$ использована аппроксимация (6), поскольку основная часть γ -излучения образуется в ее области справедливости. В соответствии с вышесказанным формирование γ -излучения пульсара происходит в области $x_\gamma \leq x \leq c/\Omega$, где

$$x_\gamma \approx 1 + C_\gamma h/R \approx 7.56 C_\gamma \mu_{30}^{1/2} \Omega^{1/2} R_\zeta^{-1/2} (C_\alpha^{1/2} \cos \alpha)^{1/2}. \quad (27)$$

Характерная энергия квантов изгибного излучения в зависимости от $x = r/R$ определяется формулой (9). Разрешая ее относительно x и подставляя полученное выражение в (26), получаем формулу распределения γ -излучения по энергиям

$$dE_\gamma \approx 155 \Omega^{1/2} \mu_{30}^{1/2} R_\zeta^{1/2} (f \cos \alpha)^{1/2} C_\alpha^{1/2} \varepsilon^{1/2} d\varepsilon, \quad \varepsilon_{\min} < \varepsilon < \varepsilon_{\max}. \quad (28)$$

Кванты с энергией ε_{\max} рождаются у потолка магнитной воронки. Подставляя в (9) $x \approx 7.56 C_\gamma \mu_{30}^{1/2} \Omega^{1/2}$ и пропуская множитель порядка единицы, получаем

$$\varepsilon_{\max} \approx 0.027 C_\gamma^{-1/2} \mu_{30}^{1/2} \Omega^{1/2} \text{ эрг}. \quad (29)$$

Кванты же с наименьшей энергией испускаются электронами при

выходе из радиационного канала. На этом расстоянии энергию электрона нужно вычислить, используя аппроксимацию (7). Принимая в формуле

$$\hbar\omega_c = 3\hbar c\gamma^3/2\rho_c,$$

для характерной энергии квантов изгибного излучения электронов, $x \approx c/\Omega R$, получаем

$$\varepsilon_{\min} \approx 2.43 \cdot 10^{-5} \frac{\mu_{30}^{3/2}}{1 - 0.18 \ln \Omega}, \quad (30)$$

где опять пропущены множители порядка единицы.

Интегрируя (26) в пределах от $x_\gamma \approx C_\gamma \hbar/R$ до $x_c \approx c/\Omega R$, получаем полную энергию, которая выделяется электроном в диапазоне γ -излучения, при его прохождении через радиационный канал:

$$E_\gamma \approx 2.76 \frac{\Omega^{3/2}}{C_\gamma^3} R_6^{3/2} \frac{(f \cos \alpha)^{3/2}}{C_\alpha^{3/2}} \text{ эрг.} \quad (31)$$

Умножая эту энергию на проходящий через радиационный канал поток электронов

$$I_e \approx 0.5 \bar{n} S c = 2.75 \cdot 10^{32} \mu_{30}^{3/2} \Omega^{1/2} \frac{C_\alpha^{3/2}}{R_6^{3/2} (f \cos \alpha)^{3/2}}, \quad (32)$$

получаем поток энергии γ -излучения пульсара. Здесь \bar{n} - приведенная в (22) средняя плотность числа частиц в магнитной воронке, $0.5 \bar{n}$ - плотность числа электронов и

$$S \approx \pi(r \varepsilon_m)^2 \approx \pi \Omega C_\alpha^2 r^3 / c$$

площадь поперечного сечения радиационного канала. Итак, для γ -светимости пульсара получается

$$L_\gamma = E_\gamma I_e \approx 7.6 \cdot 10^{32} \Omega^{3/2} \mu_{30}^{3/2} \frac{R_6^{3/2} C_\alpha^{3/2}}{C_\gamma^3} (f \cos \alpha)^{3/2} \text{ эрг/с.} \quad (33)$$

Этот поток энергии только от одного радиационного канала. Полный же поток энергии пульсара равен $2L_\gamma$.

Приведем также исходящий из радиационного канала поток числа жестких γ -квантов:

$$N_\gamma \approx 3.38 \cdot 10^{35} \Omega^{1.26} \mu_{30}^{3/2} C_\gamma^{-3/2} C_\alpha^{2.45} \text{ квантов/с.} \quad (34)$$

Наконец, рассмотрим поток энергии, обусловленный исходящим из радиационного канала пучком электронов. Энергия исходящих из радиационного канала электронов определяется аппроксимацией (7):

$$\varepsilon_e(x_c) = m_e c^2 \gamma_m y(x_c) \approx \frac{22.4 \mu_{30}^{3/2} (\cos \alpha / R_6 C_\alpha^2)^{3/2}}{[\Omega (1 - 0.18 \ln \Omega)]^{3/2}} \text{ эрг.} \quad (35)$$

Следовательно, поток энергии, уносимый пучком этих электронов, равен

$$L_e = I_e \varepsilon_e(x_c) \approx 6.17 \cdot 10^{33} \mu_{30}^{1/2} \Omega^{19/21} \frac{C_a^{1.4}}{R_0^{0.54} (1 - 0.18 \ln \Omega)^{1/2}} \text{ эрг/с}, \quad (36)$$

где пропущен множитель

$$(\cos \alpha)^{3/18} / f^{1/2} \approx 1.$$

Сравнивая (36) с (33), замечаем, что пульсарные потоки энергии, обусловленные γ -излучением и электронами, одинакового порядка, а поток энергии, связанный с радиоизлучением, значительно меньше их. Следовательно, замедление скорости вращения нейтронных звезд в пульсарах в основном обусловлено потоками γ -излучения и электронов.

Важно также иметь четкое представление о телесных углах пучков излучений пульсаров. Изгибное излучение испускается протекающими по магнитным силовым линиям ультрарелятивистскими потоками частиц, поэтому оно распространяется по направлениям, касательным к этим линиям. Пусть $\varepsilon(r)$ - полярный угол точки магнитной силовой линии относительно магнитной оси нейтронной звезды, а $\Phi(r)$ - угол, образованный касательной к силовой линии в этой точке, относительно той же оси. Для точек открытых магнитных силовых линий $\varepsilon \ll 1$. Учитывая это обстоятельство, легко убедиться, что

$$\Phi(r) \approx 1.5\varepsilon(r).$$

Радиоизлучение формируется в магнитной воронке, в основном во внешнем слое открытых магнитных силовых линий, радиусы кривизны которых сравнительно малы. Далее очевидно, что угловой раствор пучка радиоизлучения определяется расстоянием $r \approx R + h \approx h$ (потолок магнитной воронки). В соответствии с этими обстоятельствами пучок радиоизлучения имеет форму полого конуса с утолщенной стенкой [6] и образует телесный угол

$$\Omega_p \approx \pi \Phi_m^2(h) \approx 2.25 \pi \varepsilon_m^2(h) \approx 1.78 \cdot 10^{-3} \Omega^{1.19} \mu_{30}^{1/2} C_a^{2.1}, \quad (38)$$

где пропущен множитель $R_0^{3/2} (f \cos \alpha)^{1/2} \approx 1$. Здесь и ниже телесные углы пучков излучений мы обозначим буквой Ω с соответствующими индексами, что исключает возможность спутать их с угловой скоростью вращения нейтронной звезды.

Гамма-излучение пульсара формируется в его радиационном канале на расстояниях $h \leq r \leq c/\Omega$. Его пучок также имеет форму полого конуса с толстой стенкой. Телесный угол, образованный внутренней поверхностью конуса, $\Omega_i \approx \Omega_p$, а телесный угол, образованный внешней поверхностью, определяется углом раствора крайних открытых магнитных силовых линий при выходе из светового цилиндра, т.е. расстоянием $r_c \approx c/\Omega$:

$$\Omega'' \approx 2.25 \pi \epsilon_m^2 (r_c) \approx 2\pi. \quad (39)$$

Электроны в радиационном канале движутся по магнитным силовым линиям, поэтому в исходящем из него потоке картина их углового распределения точно такая, какая у магнитных силовых линий при выходе из магнитосферы. Но картина магнитных силовых линий не такая, как у исходного магнитного поля нейтронной звезды. Она заметно искажена магнитным полем (18), которое с расстоянием убывает сравнительно медленнее.

6. Заключение. В настоящей работе уточнен механизм периодического характера работы магнитной воронки, где именно происходит формирование мощного потока радиоизлучения ультрарелятивистских электронов. Это уточнение позволило определить коэффициент размножения частиц в магнитной воронке (число вторичных частиц в расчете на один первичный электрон, поступающий от полюса звезды). Он зависит от угловой скорости вращения Ω и магнитного момента нейтронной звезды μ пульсара и определяется формулой (21).

Знание коэффициента размножения позволило определить исходящие из радиационного канала потоки энергий, обусловленные радио- и гамма-излучениями и током ультрарелятивистских электронов в зависимости от параметров μ и Ω . Радиосветимость и γ -светимость пульсара и поток энергий, уносимый электронами, соответственно определяются формулами (24), (33), (36).

Формула (25) позволяет по наблюдаемой радиосветимости определить магнитный момент нейтронной звезды пульсара.

Пульсарные потоки энергии, обусловленные γ -излучением и извержением электронов, величины одинакового порядка. Они на несколько порядков превышают поток энергии, уносимый пучком радиоизлучения пульсара.

Основным источником энергии излучений пульсаров является энергия вращения нейтронной звезды

$$E_{\text{rot}} = 0.5 \cdot I \Omega^2,$$

где I - момент инерции звезды. Энергия магнитного поля и тепловая энергия значительно меньше этой энергии. Следовательно, в соответствии с потерями энергий от двух радиационных каналов пульсаров, имеем

$$I \Omega \frac{d\Omega}{dt} = 2(L_\gamma + L_e + L_{\text{radio}}) \approx 2(L_\gamma + L_e). \quad (40)$$

Отсюда, учитывая приведенные в (33) и (36) выражения потоков энергии, L_γ , L_e , выражение магнитного момента (25) и опустив несущественные множители мало отличные от единицы, получаем

$$I \approx 1.15 \cdot 10^{23} \frac{P^{1/2} L_0^{1/2}}{C_\gamma^3 \dot{P}} \left(1 + 5.35 \cdot 10^{-4} C_\gamma^3 P^{1/2} L_0^{1/2} \right) \text{ г см}^2. \quad (41)$$

Напомним обозначения: P - период пульсара, \dot{P} - скорость его возрастания, L_0 - наблюдаемая радиосветимость пульсара, C_7 - множитель порядка единицы, который был введен в начале раздела 5.

По формуле (41) можно вычислить только моменты инерции нейтронных звезд изолированных пульсаров, не подверженных внешним воздействиям. Она не применима для этой цели, если пульсар находится в условиях процесса аккреции масс, что имеет место, если он составляет связанную систему с обычной звездой или же при своем поступательном движении длительное время пребывает в сравнительно плотном космическом облаке. Аккреционные потоки масс не сразу падают на нейтронную звезду. Они сначала захватываются на кеплеровские орбиты, образуя аккреционный диск с определенным вращательным моментом, откуда затем вещество, падая на нейтронную звезду, сообщает ей дополнительный момент количества движения. При такой аккреции уменьшение темпа вращения нейтронной звезды замедляется, а в некоторых особых случаях может даже произойти ускорение ее вращения.

Значения скорости возрастания периодов известных пульсаров $\dot{P} < 5 \cdot 10^{-13}$ [8]. Известны четыре случая с $\dot{P} < 0$. Моменты инерции нейтронных звезд занимают интервал [4,5]

$$3 \cdot 10^{42} \leq I \leq 3 \cdot 10^{45} \text{ г-см}^2 \quad (42)$$

Поэтому формула (31) дает правильный результат только при тех значениях \dot{P} , для которых моменты инерции нейтронных звезд получаются в указанном интервале. Это приблизительно имеет место при $\dot{P} \geq 5 \cdot 10^{-14}$.

В табл.1 приведены магнитные моменты и моменты инерции нейтронных звезд пульсаров с $\dot{P} > 10^{-13}$, вычисленные по формулам (25) и (31) соответственно. При вычислении магнитных моментов предполагалось, что зависящая от угла наклона функция $\Phi(\alpha) \approx 1$. Укажем, что число пульсаров с $\dot{P} > 10^{-14}$, в случае которых можно ожидать значения параметра I приблизительно совместимые с условием (42), составляет не более 16% от числа всех пульсаров. Это обстоятельство является поводом особого размышления, ибо число пульсаров, установленных как компоненты двойных звезд, порядка лишь двух десятков.

Если удастся по наблюдательным данным определить момент инерции нейтронной звезды, то сразу же можно будет найти ее массу и радиус, ибо между этими параметрами имеется однозначная связь: $M=M(I)$, $R=R(I)$ (см. таблицы параметров нейтронных звезд в работах [4,5]).

Таблица 1

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ И МОМЕНТЫ ИНЕРЦИИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД НЕКОТОРЫХ НЕ АККРЕЦИРУЮЩИХ ПУЛЬСАРОВ

PSR	P (с)	\dot{P} (10^{-15})	$\log L_0$ (эрг/с)	μ (10^{30})	$I(10^{44} \text{Г см}^2)$	
					$C_\gamma = 1$	$C_\gamma = 0.75$
B0154+61	2.352	189	26.72	0.192	109	151
B0531+21	0.0334	421	29.16	0.280	0.0109	0.0244
B0540-69	0.05038	479	28.83	0.242	0.0186	0.0408
B0833-45	0.0893	125	28.68	0.283	0.232	0.491
B1046-58	0.1237	95.9	29.89	1.37	1.800	3.52
B1338-62	0.1933	253	28.55	0.378	0.640	1.25
B1509-58	0.1502	1540	27.04	0.0576	0.0163	0.0345
B1610-50	0.2316	493	28.50	0.396	0.489	0.929
B1643-43	0.2316	113	28.21	0.283	1.66	3.20
B1727-47	0.8297	164	29.23	1.90	79.1	115
B1737-30	0.6066	466	27.83	0.317	3.24	5.43
B1740-31	2.415	121	28.15	1.01	749	958
B1758-23	0.4158	113	29.44	1.63	21.8	35.7
B1757-24	0.1249	128	27.43	0.0811	0.177	0.375
B1800-21	0.1336	134	28.07	0.176	0.335	0.693
B1853+01	0.2674	208	27.61	0.154	0.763	1.48
B1916+14	1.181	211	26.74	0.132	15.1	23.9
B2000+32	0.6967	105	27.91	0.377	22.2	36.2
B2334+61	0.4952	192	27.32	0.157	2.95	5.28
B1240-64	0.3885	4.5	29.79	2.36	633	1030

THE RADIATION OF PULSARS

G.S.SAAKIAN

In essential improvement of pulsar's radio luminosity formula found by us earlier has been done. The new formula allows to calculate the magnetic moment of pulsar's neutron star by means of observed luminosity: $\mu \approx 5.13 \cdot 10^{15} P^{3/2} \sqrt{L_0}$ where P is the pulsar's period. The formula for flux energy caused by γ -radiation of pulsar's and by ultrarelativistic electrons emanated from its channels of open magnetic power lines is derived: $I \approx 1.15 \cdot 10^{23} (1 + 5.35 \cdot 10^{-4} P^{1/2} L_0^{1/2}) P^{1/2} L_0^{1/2} / \dot{P}$, where \dot{P} is the rate of period increasing, and L_0 is the observed radio luminosity.

ЛИТЕРАТУРА

1. *T.Gold*, Nature, **221**, 25, 1969.
2. *P.Goldreich, W.H.Julian*, Astrophys.J., **157**, 869, 1969.
3. *Г.С.Саакян*, Астрофизика, **39**, 303, 1996.
4. *L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian*, Astrophys. Space Sci., **95**, 305, 1983.
5. *Г.С.Саакян*, Физика нейтронных звезд, ОИЯИ, Дубна, 1995.
6. *Г.С.Саакян*, Астрофизика, **39**, 489, 1996.
7. *Г.С.Саакян*, Астрофизика, **36**, 87, 1993.
8. *J.H.Taylor, R.N.Manchester, A.G.Lyne*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **88**, 529-568, 1993.
9. *Г.С.Саакян*, Астрофизика, **38**, 143, 1995.
10. *M.A.Ruderman, P.G.Sutherland*, Astrophys. J., **196**, 51, 1975.
11. *P.A.Starrok*, Astrophys. J., **164**, 529, 1971.

УДК: 52-64

CONSERVATION LAWS FOR MULTILEVEL
TRANSFER PROBLEMSA.G.NIKOGHOSSIAN¹, R.A.KRIKORIAN²

Received 23 November 1998

Accepted 15 December 1998

We discuss the question whether the way of finding the conservation laws based on the variational formalism is applicable to the multilevel problems of the radiative transfer in a homogeneous atmosphere. For expository reasons, the simplest one-dimensional model case is considered. For the special three-level problem treated in the paper the Lagrangian approach allows to derive not only the H- and K-integrals, but also the nonlinear integral which is an analog of the Q-integrals previously obtained for the classical transfer problems. It is shown that, in general, the constraints imposed by the variational principle on the symmetry properties of the transfer equations are too stringent to be satisfied.

1. *Introduction.* It was first Rybicki's paper [1], which called attention to the quadratic and bilinear integrals of the radiative transfer equation. The concept of "bilinear integrals" was introduced for quadratic integrals that connect the radiation fields of two separate transfer problems referred to the same optical depth. Somewhat more general results for monochromatic, isotropic scattering in the plane-parallel atmosphere was given later by Ivanov [2]. Quite recently the present authors [3,5] applied the Lagrangian formalism [6] to several transfer problems of astrophysical interest, and used the Noether theorem to derive the proper conservation laws. It was shown that these laws correspond to the quadratic integrals obtained by Rybicki in [1], and are the direct consequence of the form-invariance of the Lagrangian with respect to the translation transformation $\tau \rightarrow \tau + \Delta\tau$ of the optical depth.

In paper [4] it was suggested a physical interpretation of the resulting Q-relations (we use here the terminology adopted in [1]) that allows one to derive these immediately. The underlying physical reasonings are, as a matter of fact, a further generalization of those in deriving the classical principle of invariance (see e.g., [7]). It was shown that the invariance property of the radiation field is due to the homogeneity assumption made for an atmosphere. This fact sets one thinking that this property may appear to be characteristic of the multilevel problems as well.

The present paper concerns the one-dimensional transfer problems for three-level atoms. This relatively simple configuration of the energy levels is

a constituent of any multilevel system, and hence the conclusions we arrive at in the paper are of importance for any multilevel transfer problem. It will be demonstrated that in some special cases the Lagrangian approach is applicable, and leads to the conservation laws similar to those previously obtained in [3-5]. In the more general situations the symmetry constraints imposed on the differential operators, in the classical context of the calculus of variations, are too stringent to be met so that a variational formulation is not possible.

2. *A special problem for three-level atoms.* We start by considering the simplest situation when no radiative transitions occur between the two upper levels (assigned as levels 2 and 3). Instead, they are assumed to be coupled by means of collisional processes, which is the case of multiplets such as the lines D_1 and D_2 of NaI, and H and K lines of CaII. We shall consider the model problem, in which the effects of the induced emission are neglected. These effects will be treated later on.

The equations of the statistical equilibrium in this case have the form

$$\begin{aligned} n_3(A_{31} + a_{31} + a_{32}) &= n_1(B_{13}J_{13} + b_{13}) + n_2b_{23}, \\ n_2(A_{21} + a_{21} + b_{23}) &= n_1(B_{12}J_{12} + b_{12}) + n_3a_{32}, \end{aligned} \quad (2.1)$$

where n_i ($i=1,2,3$) is the population of atoms in the i th level; A_{ij} and B_{ij} are Einstein's transition coefficients for the spontaneous and radiative absorption processes, respectively; a_{ij} and b_{ij} are the rates of the collisional transitions. In the one-dimensional approximation the quantities J_{ik} ($k=2,3$) are expressed in terms of the intensities I_{ik}^{\pm} , in each direction, as follows $J_{1k} = (I_{1k}^+ + I_{1k}^-)/2$.

The radiation transfer equations for the problem under consideration read

$$\pm \frac{dI_{12}^{\pm}}{dq d\tau} = -I_{12}^{\pm} + \frac{A_{21}}{B_{12}} \frac{n_2}{n_1}; \quad \pm \frac{dI_{13}^{\pm}}{d\tau} = -I_{13}^{\pm} + \frac{A_{31}}{B_{13}} \frac{n_3}{n_1}, \quad (2.2)$$

where the optical depth τ is introduced in such a way that

$$d\tau = \frac{h\nu_{13}}{\Delta\nu_{13}} \frac{B_{13}}{c} n_1 ds; \quad (2.3)$$

$q = (\nu_{12}\Delta\nu_{13}B_{12}/\nu_{13}\Delta\nu_{12}B_{13})$, ν_{ik} and $\Delta\nu_{ik}$ are the frequency and the width of the lines resulting from transitions between the level 1 and k ($k=2,3$).

As it follows from Eq.(2.2), $J'_{12} = -qH_{12}$, $J'_{13} = -H_{13}$ (hereafter the primed quantities denote derivatives with respect to τ), where $H_{1k} = (I_{1k}^+ - I_{1k}^-)/2$ characterizes the radiative flux in each line. Incorporating Eqs.(2.1) and (2.2), we arrive at the following system of differential equations of the second order:

$$\begin{aligned} f(J_{12}, J'_{12}, J''_{12}) &\equiv \frac{d^2 J_{12}}{d\tau^2} - LJ_{12} + NJ_{13} + J_{12}^0 = 0, \\ g(J_{13}, J'_{13}, J''_{13}) &\equiv \frac{d^2 J_{13}}{d\tau^2} - KJ_{13} + MJ_{12} + J_{13}^0 = 0, \end{aligned} \quad (2.4)$$

where we introduced the notations

$$\begin{aligned}
 K &= (1/\Delta) [(A_{21} + a_{21})(a_{31} + a_{32}) + a_{31} b_{23}], & M &= A_{31} B_{12} b_{23} / B_{13} \Delta, \\
 L &= (q^2/\Delta) [(A_{31} + a_{31})(a_{21} + b_{23}) + a_{21} a_{32}], & N &= q^2 A_{21} B_{13} a_{32} / B_{12} \Delta, \\
 J_{12}^0 &= \frac{q^2 A_{21}}{B_{12} \Delta} [b_{12}(A_{31} + a_{31} + a_{32}) + b_{13} a_{32}], \\
 J_{13}^0 &= \frac{A_{31}}{B_{13} \Delta} [b_{13}(A_{21} + a_{21} + b_{23}) + b_{12} b_{23}], \\
 \Delta &= (A_{21} + a_{21})(A_{31} + a_{31} + a_{32}) + b_{23}(A_{31} + a_{31}).
 \end{aligned}
 \tag{2.5}$$

It is well known that the system of differential equations of the second order of the type Eq.(2.4) may be regarded as the Euler-Lagrange equations of a variational principle if the following symmetry properties are satisfied (see e.g. [8,9])

$$\frac{\partial g}{\partial J_{12}'} = -\frac{\partial f}{\partial J_{13}'}, \quad \frac{\partial g}{\partial J_{12}'} = \frac{\partial f}{\partial J_{13}'} - \frac{d}{d\tau} \frac{\partial f}{\partial J_{13}'}.
 \tag{2.6}$$

One can easily verify that the second condition fails by giving $M=N$. Nevertheless, the symmetry condition will be met if we multiply preliminarily the first of Eqs.(2.4) by M , and the second one by N . Then the Lagrangian corresponding to this new system of equations may be derived immediately

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} &= \int_0^1 J_{12} (\lambda MJ_{12}'' - \lambda LMJ_{12}' + \lambda MN J_{13}' + MJ_{12}^0) d\lambda + \\
 &+ \int_0^1 J_{13} (\lambda NJ_{13}'' - \lambda KNJ_{13}' + \lambda MNJ_{12}' + NJ_{13}^0) d\lambda,
 \end{aligned}
 \tag{2.7}$$

or

$$\mathcal{L} = MJ_{12}'^2 + NJ_{13}'^2 + LMJ_{12}'^2 + KNJ_{13}'^2 - 2MNJ_{12}'J_{13}' - 2MJ_{12}^0J_{12}' - 2NJ_{13}^0J_{13}'. \tag{2.8}$$

Since the optical depth does not appear explicitly in the Lagrangian (2.8) Noether's theorem leads to the conservation law of the form

$$MJ_{12}'^2 + NJ_{13}'^2 - LMJ_{12}'^2 - KNJ_{13}'^2 + 2MN J_{12}'J_{13}' + 2MJ_{12}^0 J_{12}' + 2NJ_{13}^0 J_{13}' = \text{const.} \tag{2.9}$$

The conservation law (2.9), resulting from translational invariance of \mathcal{L} with respect to the variable τ , may be considered as the analog of the Q-integrals of the transfer equation previously derived in [1,3-5]. Using the procedure developed in [4,5], one may derive the so-called 'two-point' integrals, which connect the radiation fields at two different depths in the atmosphere. Moreover, it is easy to obtain also the bilinear integrals relating with each other two different problems of the considered type.

If the collisional processes in the lines $1 \rightarrow 2$ and $1 \rightarrow 3$ are neglected we have $J_{12}^0 = J_{13}^0$, so that now

$$\mathcal{L} = MJ_{12}'^2 + NJ_{13}'^2 + LMJ_{12}'^2 + KNJ_{13}'^2 - 2MN J_{12}J_{13}, \quad (2.10)$$

and, as easily seen from Eq.(2.5), $KL = MN$. Consequently the Lagrangian may be represented in the form

$$\mathcal{L} = MJ_{12}'^2 + NJ_{13}'^2 + \frac{N}{K}(NJ_{12}' - KJ_{13}')^2. \quad (2.11)$$

We notice that the Lagrangian (2.11) remains invariant with respect to the infinitesimal transformation of the field variables J_{1k} ($k=2,3$):

$$J_{12} \rightarrow J_{12} + \varepsilon, \quad J_{13} \rightarrow J_{13} - \frac{M}{K}\varepsilon. \quad (2.12)$$

Making ε an added field variable, and performing the transformation (2.12), we obtain [10]

$$\bar{\mathcal{L}} = \mathcal{L} + 2(MJ_{12}' + LJ_{13}')\varepsilon'. \quad (2.13)$$

The Euler-Lagrange equation associated with ε is

$$\frac{d}{d\tau} \frac{\partial \bar{\mathcal{L}}}{\partial \varepsilon'} - \frac{\partial \bar{\mathcal{L}}}{\partial \varepsilon} = \frac{d}{d\tau} (MJ_{12}' + LJ_{13}') = 0, \quad (2.14)$$

hence

$$MJ_{12}' + LJ_{13}' = \text{const.} \quad (2.15)$$

Taking into account Eq.(2.5), we are led to the flux conservation law

$$\bar{H}_{12} + \bar{H}_{13} = \text{const.}, \quad (2.16)$$

where $\bar{H}_{1k} = (\Delta v_{1k}/v_{1k})H_{1k}$.

From Eq.(2.15) we find also

$$J_{12} + q^2(B_{13}/B_{12})J_{13} = C\tau + D, \quad (2.17)$$

where C and D are the integration constants. Equation (2.17) may be interpreted as the analog of the well-known K-integral.

3. *Multilevel atoms, the general case.* Now the question arises whether or not the Lagrangian approach adopted in this paper may be applied to the more general multilevel problems for finding conservation laws. This section demonstrates that the constraints imposed by the symmetry requirement for a system of equations are very stringent, and may be satisfied only in extremely specific situations. Even for the simple model problem investigated above, in which the radiative transitions between levels 2 and 3 are forbidden, allowance for the induced emission processes render the Lagrangian method unapplicable. In this case the problem becomes essentially nonlinear and is reduced to the solution of the following system of differential equations

$$\frac{d^2 \bar{J}_{12}}{d\tau^2} + \bar{b} \frac{[\bar{J}_{13}(1-\gamma \bar{J}_{12}) - (1-\gamma) \bar{J}_{12}](\bar{J}_{13}+m)}{(\bar{J}_{12}+l)^2} - \bar{J}'_{12} \left(\ln \frac{\bar{J}_{13}+m}{\bar{J}_{12}+l} \right) = 0,$$

$$\frac{d^2 \bar{J}_{13}}{d\tau^2} - b \frac{\bar{J}_{13}(1-\gamma \bar{J}_{12}) - (1-\gamma) \bar{J}_{12}}{\bar{J}_{12}+l} = 0,$$
(3.1)

for the functions $\bar{J}_{12} = J_{12}/h \nu_{12}$ and $\bar{J}_{13} = J_{13}/h \nu_{13}$, where

$$\gamma = 1 - \frac{g_2 b_{23}}{g_3 a_{32}}, \quad b = \frac{a_{32}}{A_{31} + a_{32} - \gamma b_{23}}, \quad \bar{b} = b q^2 \frac{l}{m} \frac{g_3 A_{31}^2}{g_2 A_{21}},$$

$$m = \frac{A_{21}(A_{31} + a_{32}) + b_{23} A_{31}}{A_{21} - (g_3/g_2) \gamma a_{32}}, \quad l = \frac{A_{21}(A_{31} + a_{32}) + b_{23} A_{31}}{A_{21}(A_{31} + \gamma a_{32})}.$$
(3.2)

It can be checked that even the simplest symmetry condition (the first of Eqs.(2.6)) is not satisfied, therefore the system (3.1) is not derivable from a variational principle. A similar situation is encountered in the more general case when all the radiative transitions are permitted. This conclusion is obviously valid for any multilevel transfer problem with the larger number of levels, for which the three-level problem we investigated can be regarded as a special case. It should be noted however that this fact alone does not exclude the existence of conservation laws. It is easy to show, for instance, that any multilevel source-free problem will admit the flux-conservation laws similar to that given by Eq.(2.16).

It should be emphasized in conclusion that one may generally use a convolution bilinear form, which render the operator symmetric, and provides a variational formulation for every system of differential equations. In this approach the Lagrangian is no longer a function but an operator. For this reason, we limited ourselves to considering the problem within the framework of the classical theory.

Acknowledgments - This work was completed while one of the authors (A.G.Nikoghossian) was at Institute d'Astrophysique and Laboratory DASOP of Meudon Observatory in the frameworks of the program Jumelage of CNRS.

¹ Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia

² Collège de France, Institut d'Astrophysique, Paris, France

ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ ДЛЯ МНОГОУРОВЕННЫХ
ЗАДАЧ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯА.Г.НИКОГОСЯН¹, Р.А.КРИКОРЯН²

В работе обсуждается вопрос о том, является ли способ нахождения законов сохранения, основанный на вариационном формализме, применимым в случае многоуровневых задач переноса излучения в однородной атмосфере. Для наглядности рассматривается простейшая одномерная задача. Для одной частной трехуровневой задачи лагранжиановский подход позволяет вывести не только H- и K-интегралы, но и нелинейные интегралы, являющиеся аналогом Q-интегралов, полученных ранее для ряда классических задач переноса. Показывается, что в общем случае ограничения, накладываемые вариационным принципом на свойства симметрии уравнений переноса излучения, являются слишком жесткими и не удовлетворяются.

REFERENCES

1. *G.B.Rybicki*, *Astrophys. J.*, **213**, 165, 1977.
2. *V.V.Ivanov*, *Astronom. Zh.*, **22**, 612, 1978.
3. *R.A.Krikorian, A.G.Nikoghossian*, *J.Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **56**, 465, 1996.
4. *A.G.Nikoghossian*, *Astrophys. J.*, **483**, 849, 1997.
5. *A.G.Nikoghossian*, *J.Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **61**, 345, 1999.
6. *M.M.Vainberg*, *Variational Methods for the Study of Non-Linear Operators*, Holden Day, San Francisco, 1964.
7. *V.V.Sobolev*, *A Treatise on Radiative Transfer*, van Nostrand, Princeton, 1963.
8. *F.Bampi, A.Moro*, *J. Math. Phys.*, **23**, 2312, 1982.
9. *R.W.Atherton, G.M.Homsy*, *Studies in Applied Math*, **LIV**, 31, 1975.
10. *C.Lancos*, *The Variational Principles of Mechanics*, Dover, 1986.

УДК: 524.7

ДВУХФОТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ РОЖДЕНИЯ И АННИГИЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР. II. КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ФОТОНОВ

Д.И. НАГИРНЕР, В.М. ЛОСКУТОВ

Поступила 10 сентября 1998

Принята к печати 25 октября 1998

Во второй части работы сформулировано кинетическое уравнение, описывающее эволюцию распределения фотонного газа при аннигиляции и рождении электрон-позитронных пар. Уравнение записано в виде уравнения переноса излучения с учетом возможного вырождения газов, коэффициенты поглощения и излучения выражены через сечения рассматриваемых процессов. Коэффициенты усреднены по направлениям, когда распределения частиц изотропны. Рассмотрены случаи, когда поле излучения изотропно или имеет составляющую, пропорциональную косинусу угла с некоторым направлением. Вычисляется спектр излучаемых фотонов, а также их средняя частота и дисперсия.

1. *Введение.* В первой части этой работы [1] была изучена кинематика процессов рождения и аннигиляции электрон-позитронных пар, а также выписаны сечения этих процессов. В настоящей, второй части будет сформулировано релятивистское кинетическое уравнение (РКУ), описывающее эволюцию спектра фотонов за счет рассматриваемых процессов с учетом тождественности квантовомеханических частиц, т.е. принимаются во внимание вынужденное рассеяние и принцип Паули, что необходимо, например, при построении модели гамма-всплесков в виде огненного шара или модели Вселенной на ранних этапах ее истории.

Сначала будет дана формулировка уравнения в размерном виде, затем оно будет обезразмерено. Уравнение переписется в виде уравнения переноса излучения, определяются коэффициенты поглощения и излучения. Будут рассмотрены частные случаи уравнения, когда частицы и фотоны имеют изотропные распределения по импульсам. Соответствующие коэффициенты усредняются по направлениям частиц и фотонов. Используются обозначения ч. I.

Для формулировки кинетического уравнения введем обозначения для функций распределения частиц и фотонов по импульсам. Их распределения удобно характеризовать безразмерными и инвариантными по отношению к преобразованию Лоренца величинами - средними числами заполнения состояний.

Пусть для электронов и позитронов это $n_{\mp}(\vec{r}, t, \vec{p})$. Для краткости пространственно-временные аргументы - координаты \vec{r} и время t - будем опускать, а в качестве аргумента-импульса альтернативно \vec{p} указывать безразмерную величину $\vec{z} = \vec{p}/mc$. Аналогично для фотонов среднее число заполнения состояний, используемое в литературе довольно часто, обозначаем $n(\vec{k})$ или $n(\vec{x})$, где безразмерный импульс $\vec{x} = \vec{k}/mc$. Величины n будем называть и функциями распределения.

Для средних чисел заполнения выполняются обычные условия нормировки, которые в безразмерных обозначениях и в сопутствующих системах каждого из газов, в которых средний импульс частиц этих газов равен нулю, записываются в виде

$$\frac{2}{\lambda_c^3} \int n_{\mp}(\vec{z}) d^3 z = n_{\mp}^0, \quad \frac{2}{\lambda_c^3} \int n(\vec{x}) d^3 x = n^0. \quad (1)$$

Здесь $\lambda_c = h/mc$ - комптоновская длина волны. Через n_{\mp}^0 и n^0 обозначены концентрации частиц и фотонов в сопутствующих системах. Эти скалярные величины могут быть заданы или определяться из каких-либо условий в зависимости от задачи.

Если принять релятивистскую квантовую систему единиц (РКСЕ), в которой $m = c = \hbar = 1$, то следует положить $\lambda_c = 2\pi$. В этой системе классический радиус электрона равен постоянной тонкой структуры: $r_e = e^2/mc^2 = (e^2/\hbar c) \hbar/mc = 1/137.036$.

Нам понадобятся и четырехмерные релятивистские обозначения для импульсов частиц $\underline{z} = \underline{p}/mc = \{\gamma, z\bar{\omega}\}$, $\underline{p} = \{p_0, \vec{p}\}$, $p_0 = \sqrt{m^2 c^2 + \vec{p}^2}$, $\underline{x} = \underline{k}/mc = \{x, x\bar{\omega}\}$, $\underline{k} = \{k, \vec{k}\}$.

2. *Кинетическое уравнение.* Явно релятивистски ковариантное кинетическое уравнение для фотонов, в котором учитываются только двухфотонные аннигиляции и рождения электрон-позитронных пар, записывается в виде

$$\frac{\underline{k} \nabla n(\vec{k})}{2} = \frac{r_e^2}{2} \frac{2m^2 c^2}{h^3} \int \frac{d^3 k_1}{k_1} \frac{d^3 p_-}{p_{0-}} \frac{d^3 p_+}{p_{0+}} \delta(\underline{p}_- + \underline{p}_+ - \underline{k} - \underline{k}_1) F(\xi, \xi_1) \left\{ n_-(\vec{p}_-) n_+(\vec{p}_+) \left[1 + n(\vec{k}) \right] \left[1 + n(\vec{k}_1) \right] - n(\vec{k}) n(\vec{k}_1) \left[1 - n_-(\vec{p}_-) \right] \left[1 - n_+(\vec{p}_+) \right] \right\}. \quad (2)$$

Здесь четырехмерный оператор градиента $\underline{\nabla} = \{(1/c) \partial/\partial t, -\vec{\nabla}\}$. Наличие δ -функции отражает законы сохранения. Величина

$$F = F(\xi, \xi_1) = \frac{\xi}{\xi_1} + \frac{\xi_1}{\xi} + 2 \left(\frac{1}{\xi} + \frac{1}{\xi_1} \right) - \left(\frac{1}{\xi} + \frac{1}{\xi_1} \right)^2, \quad (3)$$

где инвариантные скалярные произведения $\xi = \underline{x} \underline{x}$, $\xi_1 = \underline{x}_1 \underline{x}_1$.

В (2) принято во внимание, что средние числа заполнения фотонных состояний могут быть не малы, то есть фотонный газ может быть вырожден. Допускается вырождение и газов частиц. Поэтому в кинетическое уравнение введены множители, учитывающие принцип Паули для частиц-фермионов и принцип вынужденных переходов для фотонов, как бозонов. Как всегда в подобных случаях, произведения четырех функций в фигурной скобке в (2) взаимно уничтожаются.

Впредь используем только безразмерные обозначения величин. Кинетическое уравнение в безразмерном виде в РКСЕ имеет вид

$$\begin{aligned} \mathbf{x}\nabla n(\bar{x}) = D_e \int \frac{d^3 x_1}{x_1} \frac{d^3 z_-}{\gamma_-} \frac{d^3 z_+}{\gamma_+} \delta(\bar{z}_- + \bar{z}_+ - \bar{x} - \bar{x}_1) F(\xi, \xi_1) \\ \{n_-(\bar{z}_-) n_+(\bar{z}_+) [1 + n(\bar{x})] [1 + n(\bar{x}_1)] - n(\bar{x}) n(\bar{x}_1) [1 - n_-(\bar{z}_-)] [1 - n_+(\bar{z}_+)]\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $D_e = r_e^2 / \lambda_C^3$, а $\gamma_{\pm} = p_{0\pm} / mc$ - безразмерные энергии частиц (лоренцевские множители).

Из кинетического уравнения вытекают равновесные распределения частиц и фотонов при условии равновесия процессов аннигиляции и рождения пар. При этом условии выражение, стоящее в фигурной скобке в (4), равно нулю. Это равенство должно быть следствием законов сохранения. При этом в равновесные распределения должны входить единая температура T , единая скорость относительно общей сопутствующей системы отсчета \bar{v} и соблюдаться баланс числа частиц (сохранение заряда и "двухфотонность" процессов). Следовательно, в равновесии выполняются распределения Ферми-Дирака для частиц и распределение Бозе-Эйнштейна для фотонов, причем между химическими потенциалами частиц и фотонов должно выполняться соотношение $\mu_- + \mu_+ = 2\mu_\gamma$.

Если газы не вырождены, то распределения частиц в сопутствующих системах отсчета переходят в релятивистские максвелловские, а химические потенциалы прямо выражаются через концентрации, так что в сопутствующих системах

$$n_{\pm}(\bar{z}) = C_{\pm} e^{-\gamma}, \quad C_{\pm} = n_{\pm}^0 \frac{\lambda_C^3 \gamma}{8\pi K_2(\gamma)}, \quad (5)$$

где $\gamma = mc^2/k_B T$, а $K_2(\gamma)$ - функция Макдональда. В случае фотонов надо перейти к пределу нулевой массы покоя, тогда γ заменится на x , а $K_2(\gamma)$ на $2/\gamma^2$ и формула (5) перейдет в формулу Вина.

Поделив РКУ (4) на частоту фотона и опустив произведения четырех функций распределения, представим его в виде, обычном для уравнения переноса излучения. Запишем и его в безразмерных обозначениях:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{v}\nabla \right) n(\bar{x}) = -n(\bar{x}) (\alpha_{\gamma} - \alpha_- - \alpha_+) + \epsilon [1 + n(\bar{x})] + \epsilon_*. \quad (6)$$

Здесь введены обозначения для интегралов, входящих в РКУ:

$$\alpha_{\gamma}(\bar{x}) = \frac{D_e}{x} \int \frac{d^3 x_1}{x_1} n(\bar{x}_1) \frac{d^3 z_-}{\gamma_-} \frac{d^3 z_+}{\gamma_+} \delta(\underline{z}_- + \underline{z}_+ - \underline{x} - \underline{x}_1) F(\xi, \xi_1), \quad (7)$$

$$\alpha_{\mp}(\bar{x}) = \frac{D_e}{x} \int \frac{d^3 x_1}{x_1} n(\bar{x}_1) \frac{d^3 z_-}{\gamma_-} \frac{d^3 z_+}{\gamma_+} \delta(\underline{z}_- + \underline{z}_+ - \underline{x} - \underline{x}_1) F(\xi, \xi_1) n_{\mp}(\bar{z}_{\mp}), \quad (8)$$

$$\varepsilon(\bar{x}) = \frac{D_e}{x} \int \frac{d^3 x_1}{x_1} \frac{d^3 z_-}{\gamma_-} \frac{d^3 z_+}{\gamma_+} \delta(\underline{z}_- + \underline{z}_+ - \underline{x} - \underline{x}_1) F(\xi, \xi_1) n_{-}(\bar{z}_{-}) n_{+}(\bar{z}_{+}), \quad (9)$$

$$\varepsilon_{*}(\bar{x}) = \frac{D_e}{x} \int \frac{d^3 x_1}{x_1} n(\bar{x}_1) \frac{d^3 z_-}{\gamma_-} \frac{d^3 z_+}{\gamma_+} \delta(\underline{z}_- + \underline{z}_+ - \underline{z} - \underline{z}_1) F(\xi, \xi_1) n_{-}(\bar{z}_{-}) n_{+}(\bar{z}_{+}). \quad (10)$$

Все эти интегралы имеют размерность обратной длины. Первые три из них определяют поглощение фотонов, а два последних - излучение.

Если умножить уравнение (6) на $d^3 x$ и проинтегрировать по импульсам фотонов, то получится соотношение, представляющее первый момент уравнения:

$$\begin{aligned} \nabla \int \underline{x} n(\bar{x}) \frac{d^3 x}{x} = & - \int d^3 x n(\bar{x}) [\alpha_{\gamma}(\bar{x}) - \alpha_{-}(\bar{x}) - \alpha_{+}(\bar{x})] + \\ & + \int d^3 x \{ \varepsilon(\bar{x}) [1 + n(\bar{x})] + \varepsilon_{*}(\bar{x}) \}. \end{aligned} \quad (11)$$

Рассмотрим по очереди части уравнения (6).

3. *Поглощение.* Установим связь введенных коэффициентов с сечениями рассматриваемых процессов. Начнем с трех коэффициентов, связанных с рождением пар. Перепишем определение коэффициента поглощения

$$\alpha_{\gamma} = \frac{2}{\lambda_C^3 x} \int \frac{d^3 x_1}{x_1} n(\bar{x}_1) q \sigma_{\text{bth}}^0(\beta) \quad (12)$$

через величину, которая согласно ч. I совпадает с полным сечением рождения пар:

$$\sigma_{\text{bth}}^0(\beta) = 2\beta^2 \pi r_e^2 s_{\text{ann}}(\beta), \quad s_{\text{ann}}(\beta) = \frac{F_0(\beta)}{4\beta\gamma^2}, \quad F_0(\beta) = 2 \left[(3 - \beta^4) a(\beta) - 2 + \beta^2 \right], \quad (13)$$

где введено обозначение, которое будет использоваться и в дальнейшем:

$$\alpha(\beta) = \frac{1}{2\beta} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta}. \quad (14)$$

Множитель $q = \underline{x} \underline{x}_1 = x x_1 (1 - \mu)$ вводится для того, чтобы учесть, что сечение рассчитывается на поток фотонов, при этом в (12) сокращаются энергии фотонов, т.е. x и x_1 . Величина $q = 2\gamma^2$, где γ - общее значение энергий частиц и фотонов в системе центра масс частиц, в которой электрон и позитрон, как и фотоны, движутся в противоположные стороны. Величина β , являющаяся формальным аргументом сечения,

- соответствующая скорость $\beta = z/\gamma = \sqrt{\gamma^2 - 1}/\gamma$.

Два других коэффициента α_{\mp} , стоящих в слагаемом поглощения, но со знаком минус, выразим через дифференциальное сечение рождения пары:

$$\begin{aligned} \alpha_{\mp} &= \frac{1}{x} \frac{2}{\lambda_C^3} \int \frac{d^3 x_1}{x_1} n(\bar{x}_1) \frac{d\varphi d\gamma_-}{s} \frac{4\gamma^5}{z} \sigma_{\text{bth}} n_{\mp}(\bar{z}_{\mp}) = \\ &= \frac{1}{x} \frac{4}{\lambda_C^3} \int \frac{d^3 x_1}{x_1} n(\bar{x}_1) \gamma^4 d\eta d\varphi_0 \sigma_{\text{bth}} n_{\mp}(\bar{z}_{\mp}). \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь σ_{bth} , зависящее от β и η , подставлено в согласии с выражением для этого сечения, приведенным в ч. I. Через инвариантные переменные η , φ_0 , а также характеристики фотонов энергии электрона и позитрона выражаются посредством формул

$$\gamma_{\mp} = (s_0 \pm s \beta \cos \epsilon_p)/2, \quad \cos \epsilon_p = \eta \cos \theta_c - \sqrt{1 - \eta^2} \sin \theta_c \cos \varphi_0, \quad (16)$$

где μ - косинус угла между направлениями импульсов фотонов, а угол θ_c определяется через свои функции

$$\cos \theta_c = (x - x_1)/s, \quad \sin \theta_c = x x_1 \sqrt{1 - \mu^2}/s \gamma. \quad (17)$$

Направления импульсов частиц можно найти по формулам

$$\begin{aligned} z_{\mp} \bar{\Omega}_{\mp} &= \pm z \left[\left(\eta \sin \theta_c + \sqrt{1 - \eta^2} \cos \theta_c \cos \varphi_0 \right) \bar{e}_1^{\text{ph}} + \sqrt{1 - \eta^2} \sin \varphi_0 \bar{e}_2^{\text{ph}} \right] + \\ &+ \bar{e}_3 (s \pm s_0 \beta \cos \epsilon_p)/2, \end{aligned} \quad (18)$$

где $z_{\mp} = \sqrt{\gamma_{\mp}^2 - 1}$, а орты базиса выражаются через импульсы фотонов:

$$\bar{e}_1^{\text{ph}} = \frac{1}{s \sqrt{1 - \mu^2}} \left[(x_1 + x \mu) \bar{\omega} - (x + x_1 \mu) \bar{\omega}_1 \right], \quad \bar{e}_2^{\text{ph}} = \frac{\bar{\omega}_1 \times \bar{\omega}}{\sqrt{1 - \mu^2}}, \quad \bar{e}_3 = \frac{\bar{s}}{s}, \quad \bar{s} = \bar{x} + \bar{x}_1. \quad (19)$$

4. *Излучение.* Начнем с интеграла от коэффициента излучения по импульсам излучаемых фотонов. Этот интеграл входит в соотношение (11). Исходя из (9) и выражения для полного сечения аннигиляции из ч. I, находим

$$\begin{aligned} \epsilon_0 &= \int \epsilon(\bar{x}) d^3 x = \frac{r_e^2}{2} \frac{2}{\lambda_C^3} \int \frac{d^3 x}{x} \frac{d^3 x_1}{x_1} \frac{d^3 z_-}{\gamma_-} \frac{d^3 z_+}{\gamma_+} \delta(\underline{z}_- + \underline{z}_+ - \underline{x} - \underline{x}_1) \times \\ &\times F n_-(\bar{z}_-) n_+(\bar{z}_+) = \frac{4}{\lambda_C^3} \int \frac{d^3 z_-}{\gamma_-} \frac{d^3 z_+}{\gamma_+} n_-(\bar{z}_-) n_+(\bar{z}_+) v_r \underline{z}_- \underline{z}_+ \sigma_{\text{ann}}^0(\beta). \end{aligned} \quad (20)$$

Здесь $v_r = \sqrt{1 - 1/(\underline{z}_- \underline{z}_+)^2}$ - безразмерная и инвариантная относительная скорость частиц, так что

$$v_r \underline{z}_- \underline{z}_+ = \sqrt{(\underline{z}_- \underline{z}_+)^2 - 1} = \sqrt{(q-1)^2 - 1} = \sqrt{q(q-2)} = 2z\gamma = 2\beta\gamma^2. \quad (21)$$

Здесь надо считать, что $q = 1 + \frac{z_- z_+}{x_1}$. Множитель (21), как и $\frac{x x_1}{x_1}$ в случае рождения пар, учитывает то обстоятельство, что сечение рассчитывается на поток частиц.

Сам коэффициент излучения (9) не выражается прямо через полное сечение аннигиляции, так как не содержит интеграла по x . Однако наличие δ -функции позволяет взять интегралы по четырем переменным. При этом, хотя излучение происходит при аннигиляции, закрепленным является импульс излучаемого фотона. Поэтому удобнее произвести интегрирование по импульсам частиц, а импульсы фотонов считать заданными. Интегралы получаются такие же, какие возникали при рассмотрении процесса рождения пар, и δ -функция преобразуется так же, как в ч. I. В результате получится

$$\epsilon(\bar{x}) = \frac{4}{x \lambda_C^3} \int \frac{d^3 x_1}{x_1} \gamma^4 d\eta d\varphi \sigma_{\text{bth}} n_-(\bar{z}) n_+(\bar{z}). \quad (22)$$

Выражения для импульсов частиц остаются прежними (16) и (18).

Конечно, в (22) можно заменить сечение рождения на сечение аннигиляции с соответствующим множителем. Однако лучше оставить сечение рождения, так как закрепленными являются импульсы фотонов. Заметим, что последняя величина из введенных в разделе 4, а именно ϵ ., не требует специального рассмотрения, так как отличается от (22) только наличием под интегралом дополнительного множителя $n(\bar{x}_1)$.

5. Усреднение коэффициента спонтанного поглощения. В этом и нескольких последующих разделах предположим, что распределения частиц по импульсам в сопутствующей системе отсчета изотропны, то есть зависят только от величин импульсов, но не от их направлений. Распределение же фотонов будем считать слабо неизотропным, то есть таким, что его можно аппроксимировать линейной функцией косинуса угла: $n(\bar{x}) = n(x) + n_1(x)\mu$.

При таком предположении нет необходимости знать и зависимости от направлений входящих в выражения для коэффициентов поглощения и излучения интегралов. Поэтому мы проинтегрируем по направлениям в этих интегралах с весами 1 и $1 - \mu$. Зависимости распределений от времени и координат по-прежнему не указываем.

Начнем с того коэффициента поглощения, который определяется спонтанным процессом рождения частиц. Исходим из приводившейся выше формулы (7). Вычислим сначала интеграл при $n(\bar{x}) = n(x)$. Отделим интеграл по частоте от интегралов по углам и выберем в качестве полярного угла угол между направлениями фотонов, косинус которого μ . При этом от азимута ничего не зависит и интеграл по нему заменяется на 2π . При рождении пары должно выполняться условие $q = \frac{x x_1}{x_1} = x x_1 (1 - \mu) \geq 2$, которое определяет пределы интегрирования по x_1 и μ :

$$\alpha_{\gamma}(x) = \frac{D_e}{x} 4\pi^2 \int_{1/x}^{\infty} dx_1 n(x_1) \int_{-1}^{1-2/xx_1} d\mu q 2\beta^2 s_{\text{ann}}(\beta). \quad (23)$$

Вместо μ будем интегрировать по β , сделав замену переменной интегрирования: $\beta = \sqrt{1 - 2/xx_1(1 - \mu)}$, $d\mu = -(4/xx_1)\beta\gamma^4 d\beta$. Тогда формулу (23) можно переписать так:

$$\alpha_{\gamma}(x) = \frac{32\pi^2 D_e}{x^2} \int_{1/x}^{\infty} dx_1 n(x_1) g(\sqrt{1 - 1/xx_1}) = \frac{32\pi^2 D_e}{x^3} \int_0^{\infty} n\left(\frac{1+v}{x}\right) g\left(\sqrt{\frac{v}{1+v}}\right) dv, \quad (24)$$

где функция от одного аргумента u , $0 \leq u \leq 1$,

$$g(u) = 2 \int_0^u \beta^3 \gamma^6 d\beta s_{\text{ann}}(\beta). \quad (25)$$

Интеграл $g(u)$ раскладывается в ряд, пригодный для вычислений для $u \leq 1/2$:

$$g(u) = u^3 \left[\frac{1}{3} + \frac{4}{5}u^2 + u^4 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{u^{2n}}{2n+7} \left((2n+9) \sum_{m=1}^n \frac{1}{2m+1} + \frac{6}{2n+3} + \frac{3}{2n+5} + 4 \right) \right]. \quad (26)$$

При $1/2 \leq u \leq 1$ раскладываем $g(u)$ в ряд по степеням $1-u$:

$$g(u) = u \left[\frac{1}{1-u^2} - \frac{1}{2} \ln(1-u^2) - \frac{1+u^2}{2} \right] a(u) - \frac{u}{2} \frac{1+u^2}{1-u^2} + \frac{1}{2} \ln(1-u) \ln \frac{1+u}{4} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(1-u)^n - 1}{n^2 2^n}. \quad (27)$$

Остальные слагаемые разложить в ряды в этом случае нельзя.

Выражение (24) для функции α_{γ} получено в [2] и в несколько другом виде в [3]. При виновском распределении фотонов в [4] для нее найдено эмпирическое представление.

Теперь найдем интеграл с весом $1-\mu$. Его вычисление мало отличается от предыдущего. Множитель $1-\mu = (2/xx_1)/(1-\beta^2)$ добавляет еще одну степень скобки $1-\beta^2$ в знаменателе интеграла, аналогичного (25):

$$g_*(u) = \int_0^u \beta^2 \gamma^6 d\beta \left[(3-\beta^4) a(\beta) - 2 + \beta^2 \right]. \quad (28)$$

Окончательное выражение для $g_*(u)$:

$$g_*(u) = \frac{u}{2} a(u) \left[\frac{1}{(1-u^2)^2} + \frac{2}{1-u^2} + \frac{\ln(1-u^2)}{2} - \frac{1}{8} \right] - \frac{u}{16} \left(\frac{6}{(1-u^2)^2} + \frac{17}{1-u^2} \right) - \frac{1}{4} \ln(1-u) \ln \frac{1+u}{4} - \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(1-u)^n - 1}{n^2 2^n}. \quad (29)$$

Разложение в ряд при малых u немногим сложнее (26):

$$g_*(u) = u^3 \left\{ \frac{1}{3} + u^2 + u^4 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{u^{2n}}{2n+7} \times \right. \\ \left. \times \left[\left(n^2 + 10n + \frac{87}{4} \right) \sum_{m=1}^n \frac{1}{2m+1} - \frac{n^2}{4} + 8 + \frac{9}{2n+3} + \frac{3}{2n+5} \right] \right\} \quad (30)$$

В случаях, когда распределение $n(x_1)$ планковское или виновское с параметром y , функция $\alpha_*(x, y)$ по существу зависит от отношения y/x : $\alpha_*(x, y) = 32\pi^2 D_2 \alpha(y/x)/y^3$. На рис.1 представлены графики универсальных

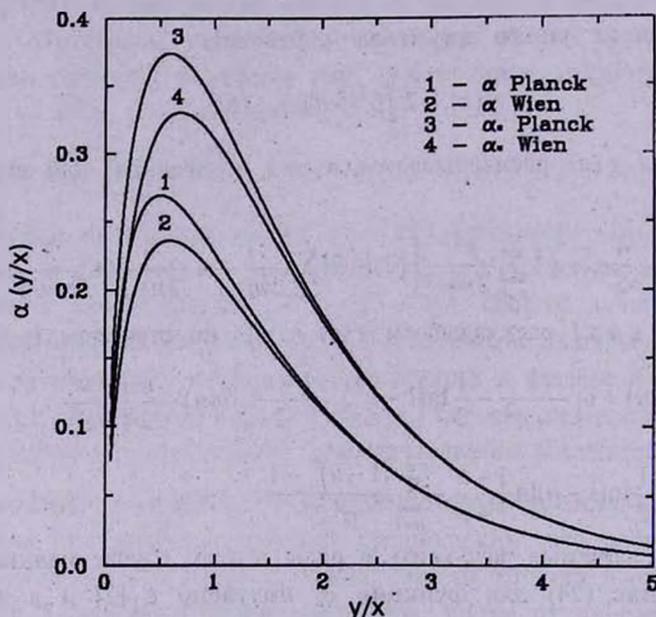


Рис.1. Универсальные функции $\alpha(y/x)$ и $\alpha_*(y/x)$ для вычисления коэффициента поглощения при рождении пар на фотонах при планковском и виновском их распределениях.

функций $\alpha(y/x)$ для указанных случаев. Как и следовало ожидать, отличие этих функций обнаруживается при малых значениях их аргумента.

При учете неизотропности слагаемое, пропорциональное $1 - \mu$, порождает функцию

$$\alpha_*^*(x) = \frac{64\pi^2 D_2}{x^3} \int_0^{\infty} n\left(\frac{1+v}{x}\right) g_*\left(\sqrt{\frac{v}{1+v}}\right) \frac{dv}{1+v} \quad (31)$$

При тепловых распределениях и эта величина зависит от y/x : $\alpha_*^*(x, y) = 64\pi^2 D_2 \alpha_*(y/x)/y^3$. Графики функций $\alpha_*(y/x)$ для тех же функций распределения фотонов по энергиям $n(x_1)$ также приведены на рис.1.

6. Усреднение вынужденного поглощения. Два коэффициента α_{\mp} содержат как фотонное распределение по импульсам, так и распределения частиц. Сначала будем считать, что изотропны распределения частиц, т.е. $n_{\mp}(\bar{z}_{\mp}) = n_{\mp}(\gamma_{\mp})$.

После взятия интеграла по импульсам частиц, распределение которых не входит в интеграл, то есть по \bar{z}_\pm соответственно, получим выражения

$$\begin{aligned} \alpha_\mp &= \frac{D_\epsilon}{x} \int \frac{d^3 x_1}{x_1} n(\bar{x}_1) \frac{z_\mp^2 d^3 z_\mp}{\gamma - \gamma_\mp} n_\mp(\gamma_\mp) \delta(\gamma_+ + \gamma_- - x - x_1) F(\xi, \xi_1) = \\ &= \frac{D_\epsilon}{x} \int \frac{d^3 x_1}{x_1} n(\bar{x}_1) n_\mp(\gamma_\mp) \frac{z_\mp^2 dz_\mp}{\gamma_\mp} d^2 \Omega_\mp \delta(\xi + \xi_1 - q) F(\xi, \xi_1) = \\ &= \frac{D_\epsilon}{x} 2\pi \int \frac{d^3 x_1}{x_1} n(\bar{x}_1) n_\mp(\gamma) \frac{z dz}{\gamma} \bar{F}(x, x_1, \mu, \gamma). \end{aligned} \quad (32)$$

Здесь было использовано тождество для δ -функции, о котором говорилось в предыдущем разделе. Отметим при этом, что γ и z этого пункта не следует путать с величинами с теми же обозначениями из предшествующих: здесь просто опущены знаки \pm . Кроме того, введено обозначение для интеграла по направлениям электрона или позитрона:

$$\bar{F}(x, x_1, \mu, \gamma) = \frac{z}{2\pi} \int d^2 \Omega \delta(\xi + \xi_1 - q) F(\xi, \xi_1), \quad (33)$$

где $\xi = \underline{xz} = x(\gamma - z \bar{\omega} \bar{\Omega})$, $\xi_1 = \underline{x_1 z} = x_1(\gamma - z \bar{\omega}_1 \bar{\Omega})$.

Интеграл (33) симметричен по частотам фотонов и одинаков для электронов и позитронов. Вычисление этого интеграла очень близко по схеме к выводу формулы для функции перераспределения по частотам при комптоновском рассеянии (см., например, [5]), так как похожи выражения для F . Здесь для ряда величин, аналогичных возникавшим при описании рассеяния, используются те же обозначения. Однако эти величины не совпадают. Различие заключается в знаках частот фотонов и, как следствие, в знаках некоторых неравенств.

Как и для рассеяния, выберем полярную систему с осью вдоль вектора $\bar{\omega}$. Косинус зенитного угла будет $\mu = \bar{\omega} \bar{\omega}_1$, а косинус между $\bar{\omega}$ и $\bar{\Omega}$ обозначим $\eta = \bar{\Omega} \bar{\omega}$. Тогда произведение $\bar{\Omega} \bar{\omega}_1 = \eta \mu + \sqrt{1 - \eta^2} \sqrt{1 - \mu^2} \cos \varphi$, где φ - азимут, то есть двугранный угол между плоскостями $\bar{\Omega}, \bar{\omega}$ и $\bar{\omega}, \bar{\omega}_1$ (косинус η и азимут φ также не совпадают с использовавшимися ранее величинами с теми же обозначениями). В этих переменных выражение для F записывается в виде

$$F = \frac{q^2 + 2q - 2}{q} \left(\frac{1}{\xi} + \frac{1}{q - \xi} \right) - \frac{1}{\xi^2} - \frac{1}{(q - \xi)^2} - 2 \quad (34)$$

и не содержит зависимости от азимута, так как частоты фотонов и угол между их направлениями, а следовательно величина q являются заданными, а $\xi = x(\gamma - z\eta)$. Поэтому первым следует вычислить интеграл по азимуту от дельта-функции. При его вычислении примем сначала, что произведение $z \eta \sqrt{1 - \mu^2} \sqrt{1 - \eta^2} \neq 0$. Тогда можно написать

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \delta(x(\gamma - z\eta) - q + x_1\gamma - x_1z\eta\mu - zx_1\sqrt{1-\mu^2}\sqrt{1-\eta^2}\cos\varphi) = \frac{2}{zs} \frac{1}{\sqrt{(\eta_+ - \eta_-)(\eta_+ - \eta)}} \quad (35)$$

Входящие сюда величины

$$\eta_{\pm} = \frac{P(x_1\mu + x) \pm \Delta}{zs^2}, \quad (36)$$

где

$$\Delta = x_1\sqrt{1-\mu^2}\sqrt{z^2s^2 - P^2}, \quad P = \gamma s_0 - q, \quad (37)$$

а остальные обозначения прежние, являются границами промежутка изменения косинуса η . Только при η из этого промежутка имеются значения $\cos\varphi$, при котором аргумент δ -функции в (35) обращается в нуль. Появление множителя 2 объясняется тем, что на промежутке $[0, 2\pi]$ косинус все свои значения принимает дважды. Прямая проверка показывает, что $-1 \leq \eta_- \leq \eta_+ \leq 1$.

Подставим в (33) интеграл (35) и сделаем подстановку

$$\eta = \frac{\eta_+ + \eta_-}{2} + \frac{\eta_+ - \eta_-}{2} \cos\psi = \frac{1}{zs^2} [(x_1\mu + x)P \pm \Delta \cos\psi]. \quad (38)$$

Тогда (33) примет вид

$$\bar{F}(x, x_1, \mu, \gamma) = \frac{1}{\pi s} \int_0^{\pi} F(\xi, \xi_1) \delta\psi. \quad (39)$$

Окончательное выражение для интеграла (33) получается следующим:

$$\bar{F}(x, x_1, \mu, \gamma) = \frac{q^2 + 2q - 2}{q^2} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{a_1} \right) - \frac{1}{q^2} \left[\frac{x(x_1\mu + x) + \gamma(x_1 - x)}{a^3} + \frac{x_1(x\mu + x_1) - \gamma(x_1 - x)}{a_1^3} \right] - \frac{2}{s}, \quad (40)$$

где

$$a = \sqrt{(\gamma - x)^2 + r_{\mu}^2}, \quad a_1 = \sqrt{(\gamma - x_1)^2 + r_{\mu}^2}, \quad r_{\mu} = \sqrt{\frac{1+\mu}{1-\mu}}. \quad (41)$$

В соответствии со сказанным в предыдущем разделе, полученная величина обладает свойствами симметрии:

$$\bar{F}(x, x_1, \mu, \gamma) = \bar{F}(x_1, x, \mu, \gamma) = \bar{F}(x, x_1, \mu, x + x_1 - \gamma). \quad (42)$$

7. *Ограничения на переменные.* Теперь найдем условия, которые надо наложить на переменные вследствие требования, чтобы подкоренное выражение у Δ было неотрицательно:

$$z^2 s^2 - P^2 = -2q\gamma^2 + 2q\gamma s_0 - q^2 - s^2 \geq 0. \quad (43)$$

Это требование ограничивает те или иные величины в зависимости от того, которые из них закреплены.

Если заданы импульсы фотонов, то есть их частоты и косинус μ , то значение энергии частицы должно быть заключено между

$$\gamma^\pm(x, x_1, \mu) = \frac{s_0}{2} \pm \frac{s}{2} \sqrt{1 - \frac{2}{q}} \geq 1. \quad (44)$$

Здесь верхние знаки \pm соответствуют знакам перед корнем.

При фиксированной энергии частицы накладываются ограничения на значения частот. Если задана частота x_1 и косинус μ , то частота x должна удовлетворять тому же неравенству (43), которое можно записать подробнее в виде

$$x^2 [1 - 2\gamma x_1(1 - \mu) + x_1^2(1 - \mu)^2] + 2\gamma x_1 [\mu + \gamma(\gamma - x_1)(1 - \mu)] + x_1^2 \leq 0. \quad (45)$$

Частота x должна располагаться определенным образом по отношению к корням квадратичной относительно x функции, стоящей справа в (45):

$$\frac{x_\pm}{x_1} = -\frac{\gamma(\gamma - x_1)(1 - \mu) + \mu \pm z(1 - \mu)a_1}{1 - 2\gamma x_1(1 - \mu) + x_1^2(1 - \mu)^2}. \quad (46)$$

В случае рассеяния выражение, стоявшее множителем перед квадратом x в аналоге (45) и в знаменателе выражения вида (46), было строго положительно. В рассматриваемом случае оно раскладывается на множители

$$1 - 2\gamma x_1(1 - \mu) + x_1^2(1 - \mu)^2 = [x_1(1 - \mu) - \gamma - z][x_1(1 - \mu) - \gamma + z] \quad (47)$$

и может быть как положительно, так и отрицательно. При $x_1(1 - \mu) < \gamma - z$ и при $x_1(1 - \mu) > \gamma + z$ оно положительно, частота должна быть между границами. Однако в первом случае обе границы (46) отрицательны и частот x , удовлетворяющих неравенству, не существует. Во втором случае обе границы положительны и ограничивают частоту. Наконец, в промежуточной области $\gamma - z < x_1(1 - \mu) < \gamma + z$ множитель при x^2 отрицателен, большая граница x_- положительна, а меньшая x_+ отрицательна, так что частота x должна быть больше большей границы. Итак,

$$\begin{aligned} x \text{ не существует при } 0 < x_1 < (\gamma - z)/(1 - \mu), \\ x_- < x < \infty \text{ при } (\gamma - z)/(1 - \mu) < x_1 < (\gamma + z)/(1 - \mu), \\ x_- < x < x_+ \text{ при } (\gamma + z)/(1 - \mu) < x_1 < \infty. \end{aligned} \quad (48)$$

Как неравенство (45), так и область допустимых частот, конечно, симметричны относительно x и x_1 .

Рассмотрим еще исключительные случаи, когда не выполняется условие,

наложенное в предыдущем разделе при вычислении интеграла (35), то есть когда произведение $xx_1 \sqrt{1-\mu^2} \sqrt{1-\eta^2} = 0$. Допустим обращение множителей в нуль в порядке следования их в этом произведении. При $z=0, \gamma=1$ оказывается $\bar{F}(x, x_1, \mu, 1) = 0$. Случаи $x_1=0$ и $\mu=1$ невозможны. Случай $\mu=-1$ не является исключительным, все соответствующие формулы получаются при подстановке значения $\mu=-1$ в окончательную формулу. Еще два случая обращения указанного произведения в нуль отвечают граничным значениям переменной $\eta = \pm 1$ и не влияют на величину интегралов.

8. *Усреднение по направлениям импульсов фотонов.* Теперь предположим, что распределение фотонов по импульсам не очень неізотропно и усредним величину (40) по углам с весами 1 и μ . Для такого усреднения надо поменять местами интегрирование по энергиям частиц и по направлениям фотонов.

Изучим зависимости границ $\gamma^\pm(x, x_1, \mu)$ изменения энергий частиц γ от μ . Границы совпадают, когда обращается в нуль второе слагаемое в формуле (44). Это может быть при $q=2$ или при $s=0$. В первом случае

$$\mu = \mu_0, \quad -1 \leq \mu_0 = 1 - 2/xx_1 < 1, \quad \gamma^\pm(x, x_1, \mu_0) = (x + x_1)/2. \quad (49)$$

При значениях $\mu > \mu_0$ процесс рождения пары невозможен. Величина $s=0$ либо при $x=x_1=0$, если $\mu \neq -1$, что невозможно, либо при $\mu=-1, x=x_1$, что, как отмечалось выше, не является исключительным случаем.

Далее, нижняя граница имеет минимум, а верхняя максимум в одной и той же точке

$$\mu_{\text{ext}} = 1 - \frac{1}{x} - \frac{1}{x_1}, \quad \gamma_m^+ = x + x_1 - 1, \quad \gamma_m^- = 1. \quad (50)$$

Точка экстремумов может выходить из промежутка $[-1, 1]$, то есть может быть $\mu_{\text{ext}} < -1$. Это осуществляется при $x + x_1 > 2xx_1$. Соответствующие точки x, x_1 на плоскости с этими координатами лежат между двумя гиперболами $xx_1 = 1$ и $(x-1/2)(x_1-1/2) = 1/4$. Первая из них располагается ниже второй везде, кроме точки их касания при $x=x_1=1$. Для частот, для которых $x+x_1 < 2xx_1$, то есть находящихся выше верхней гиперболы, экстремальная точка всегда попадает в основной промежуток изменения косинуса угла между фотонами: $-1 < \mu_{\text{ext}} < 1$. Итак, границы изменения энергии частиц можно определить следующим образом:

$$\gamma^\pm(x, x_1) = \begin{cases} \gamma^\pm(x, x_1, -1) & \text{при } x + x_1 \geq 2xx_1, \\ \gamma_m^\pm & \text{при } x + x_1 \leq 2xx_1. \end{cases} \quad (51)$$

Здесь

$$\gamma^\pm(x, x_1, -1) = \frac{x+x_1}{2} \pm \frac{|x-x_1|}{2} \sqrt{1 - \frac{1}{xx_1}}. \quad (52)$$

Последние величины, как очевидно, совпадают при $x = x_1$ и $xx_1 = 1$.

Обратные функции к зависимостям $\gamma = \gamma^\pm(x, x_1, \mu)$, где правые части равенства определены формулой (44), по отношению к μ можно найти из того же условия (43), если приравнять его правую часть нулю и записать в несколько другом виде

$$q^2 - 2q[\gamma(x + x_1) - z^2] + (x + x_1)^2 = 0. \quad (53)$$

Отсюда находим

$$q^\pm = \gamma(x + x_1) - z^2 \pm zD_0, \quad \mu^\pm(x, x_1, \gamma) = 1 - \frac{q^\mp}{xx_1}, \quad (54)$$

где

$$D_0 = \sqrt{(x + x_1)^2 - 2\gamma(x + x_1) + z^2} = \sqrt{(x + x_1 - 1 - \gamma)(x + x_1 + 1 - \gamma)}. \quad (55)$$

Таким образом, при изотропных распределениях частиц и фотонов выражения для коэффициентов вынужденного поглощения имеют вид

$$\alpha_\mp(x) = \frac{r_\mp^2}{2\pi x} \int_{1/x}^{\infty} x_1 dx_1 n(x_1) \int_{\gamma^-(x, x_1)}^{\gamma^+(x, x_1)} n_\mp(\gamma) d\gamma = \int_{\mu_m}^{\mu^*} d\mu \bar{F}'(x, x_1, \mu, \gamma). \quad (56)$$

Нижний предел интегрирования по μ зависит от интервала изменения энергии частицы:

$$\mu_m = \begin{cases} \mu^- & \text{при } 1 \leq \gamma \leq \gamma^-(x, x_1, -1), \\ -1 & \text{при } \gamma^-(x, x_1, -1) \leq \gamma \leq \gamma^+(x, x_1, -1), \\ \mu^- & \text{при } \gamma^+(x, x_1, -1) \leq \gamma \leq x + x_1 - 1. \end{cases} \quad (57)$$

Если считать, что распределение фотонов имеет составляющую, пропорциональную косинусу зенитного угла, то потребуются еще интеграл по μ от $\mu \bar{F}(x_1, x, \mu, \gamma)$.

9. *Первообразные функции.* Для получения формул для двух указанных интегралов нам понадобятся обозначения и формулы для некоторых функций, которые уже вводились для комптоновского рассеяния. Их общее определение можно записать в виде

$$A_n(h) = |2n - 1| F(n + 1/2, n + 1/2, n + 3/2, -h) / (2n + 1). \quad (58)$$

Все эти функции элементарны. Их разложения в ряды, рекуррентные формулы и выражения для производных от них приведены в [5,6]. Еще одна функция вводится для единообразия: $A(h) = \sqrt{1 + h}$.

При выводе выражений для первообразных использовались формулы 9.11, 9.121.26, 9.121.28, 9.137.2 из справочника [7]. В результате первообразная функция от \bar{F} получается в виде

$$\int \bar{F}(x, x_1, \mu, \gamma) d\mu = -2 \frac{s}{xx_1} + T(x, x_1, 1 - \mu, \gamma) + T(x_1, x, 1 - \mu, \gamma), \quad (59)$$

где

$$T(x, x_1, \omega, \gamma) = 2 \left(\frac{\omega}{2} \right)^{3/2} \left(1 - \frac{1}{xx_1} \right) \frac{A_0(h) - A(h)}{h} - \frac{2}{x^2 x_1^2} \left(\frac{\omega}{2} \right)^{-1/2} A(h) + \\ + \frac{1}{x^2 x_1^2} \left(\frac{\omega}{2} \right)^{1/2} \left[\frac{xx_1(2 - \omega) + (\gamma - x)(x_1 - x)}{A(h)} - 4xx_1 A_0(h) \right]. \quad (60)$$

Здесь $h = (z^2 - 2\gamma x + x^2)\omega/2$. При замене $x \leftrightarrow x_1$ величина h должна быть заменена на $h_1 = (z^2 - 2\gamma x_1 + x_1^2)\omega/2$.

Первообразная для интеграла от \bar{F} с весом $\omega = 1 - \mu$

$$\int \bar{F}(x, x_1, \mu, \gamma)(1 - \mu) d\mu = \\ = -\frac{2}{3} \frac{s}{x^2 x_1^2} (s^2 + 3q) + T_*(x, x_1, 1 - \mu, \gamma) + T_*(x_1, x, 1 - \mu, \gamma), \quad (61)$$

где теперь

$$T_*(x, x_1, \omega, \gamma) = \left(\frac{\omega}{2} \right)^{3/2} \left(1 - \frac{2}{xx_1} \right) \frac{3[A_0(h) - A(h)] + 2hA(h)}{h^2} - \\ - \frac{4}{x^2 x_1^2} \left(\frac{\omega}{2} \right)^{1/2} A_0(h) - 4 \left(\frac{\omega}{2} \right)^{3/2} \left\{ \left[1 - \frac{x(x+x_1) + \gamma(x_1-x)}{2x^2 x_1^2} \right] \times \right. \\ \left. \times \frac{A_0(h) - A(h)}{h} + \frac{xx_1(2 - \omega) + (\gamma - x)(x_1 - x)}{2x^2 x_1^2 A(h)} \right\}. \quad (62)$$

10. *Усреднение излучения.* Для коэффициента излучения из (9) при изотропных распределениях частиц получаем

$$\varepsilon(x) = \frac{D_e}{x} \int \frac{d^3 x_1}{x_1} \frac{d^3 z}{\gamma_-} \frac{d^3 z_+}{\gamma_+} \delta(\underline{z}_- + \underline{z}_+ - \underline{x} - \underline{x}_1) F n_-(\gamma_-) n_+(\gamma_+) = \\ = \frac{D_e}{x} \int \frac{d^3 x_1}{x_1} \frac{d^3 z}{\gamma_- \gamma_+} \delta(\gamma_- + \gamma_+ - x_1 - x) F n_-(\gamma_-) n_+(\gamma_+) = \\ = \frac{D_e}{x} \int \frac{d^3 x_1}{x_1} d\gamma_- n_-(\gamma_-) n_+(x + x_1 - \gamma_-) 2\pi \bar{F}(x, x_1, \mu, \gamma_-), \quad (63)$$

где появилась уже вводившаяся величина (33).

Следующий шаг - усреднение по направлениям импульса фотона \bar{x}_1 - сводится также к уже проделанной операции, а именно, к усреднению по μ величины (33). Таким образом, получается

$$\epsilon(x) = \frac{D_e(2\pi)^2}{x} \int x_1 dx_1 d\gamma_- n_-(\gamma_-) n_+(x+x_1-\gamma_-) \int_{\mu_m}^{\mu^*} \bar{F}(x, x_1, \mu, \gamma_-) d\mu. \quad (64)$$

Первообразная для вычисления интеграла дается формулой (60).

Выражение для коэффициента вынужденного излучения при изотропных распределениях частиц аналогично (63):

$$\epsilon_*(\bar{x}) = \frac{D_e}{x} \int \frac{d^3 x_1}{x_1} n(\bar{x}_1) d\gamma_- n_-(\gamma_-) n_+(x+x_1-\gamma_-) 2\pi \bar{F}(x, x_1, \mu, \gamma_-). \quad (65)$$

При распределениях фотонов: изотропном или содержащем слагаемое, пропорциональное μ , интеграл по направлениям \bar{x} надо так же, как в (56), заменить на интегрирование по μ с весами 1 или 1- μ , первообразные для чего уже были найдены.

Когда газы частиц подчиняются максвелловским законам с одной и той же температурой (5), формулы для коэффициентов излучения (64) и (65) еще упрощаются. Это происходит потому, что произведение распределений $n_-(\gamma_-) n_+(\gamma_+)$ пропорционально экспоненте $e^{-\gamma(\gamma_-+\gamma_+)}$, которая в силу закона сохранения энергии равна $e^{-\gamma(x+x_1)}$ и не зависит от энергий частиц. В этом случае целесообразно исходить не из (64), а из исходного определения - первой формулы в (63) - и определения полного сечения рождения пары (формула (60) первой части [1]). Результирующее выражение для коэффициента спонтанного излучения имеет вид

$$\begin{aligned} \epsilon(x, y) &= 32\pi^2 D_e C_-(y) C_+(y) \frac{e^{-yx}}{x^2} \int_{1/x}^{\infty} e^{-yx_1} dx_1 g(\sqrt{1-1/xx_1}) = \\ &= 32\pi^2 D_e C_-(y) C_+(y) \frac{e^{-yx}}{y^3} \alpha(y/x), \end{aligned} \quad (66)$$

где g определяется прежней формулой (25), а $\alpha(y/x)$ - функция, приведенная на рис.1 для виновского распределения. Таким образом, коэффициент излучения с точностью до множителя совпадает с коэффициентом поглощения, если поглощение происходит на фотонах с виновским распределением. Этот факт является следствием условия детального баланса, которое выполняется, если частицы имеют релятивистское максвелловское распределение по энергиям, а фотоны - распределение, пропорциональное $e^{-\nu}$, но с концентрацией, определяемой упоминавшимся выше условием для химических потенциалов. Коэффициент излучения существенным образом зависит только от отношения y/x и вычислялся в работах [8] и [9].

На рис. 2 и 3 приведены графики функции $\epsilon(x, y)$ в зависимости от x для ряда значений y . Следует заметить, что эта функция является излучательной способностью не в интенсивности, а в числах заполнения и содержит множитель в знаменателе x^3 . Если на него умножить нашу

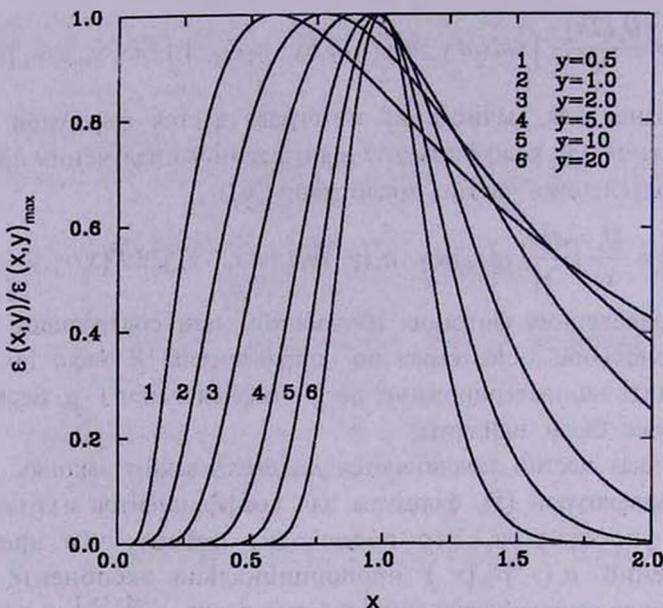


Рис.2. Коэффициент излучения при аннигиляции тепловых электрон-позитронных пар (для средних чисел заполнения в долях максимального значения).

функцию, графики примут более привычную форму, где максимум излучения с ростом температуры смещается в сторону больших частот. В таком случае графики согласуются с приведенными в [8,9].

Выражение для коэффициента $\epsilon_-(x, y)$ отличается от (66) только наличием под интегралом множителя $n(x_-)$. Если $n(\bar{x})$ имеет слагаемое, пропорциональное μ , то надо вычислить еще один интеграл, где вместо g взять функцию (28) и ввести дополнительный множитель $2/x_-$, т.е. тот же интеграл, который был вычислен для поглощения.

11. *Средние величины.* В конце этой статьи найдем средние частоты излучаемых при аннигиляции фотонов, усредненные по распределениям импульсов аннигилирующих частиц.

Среднюю l -тую степень излучаемой частоты определим соотношением

$$\langle x^l \rangle_{\epsilon_0} = \epsilon_l = 8\pi D_e \int \frac{d^3z_-}{\gamma_-} \frac{d^3z_+}{\gamma_+} n_-(\bar{z}_-) n_+(\bar{z}_+) \beta \gamma^2 \bar{x}^l s_{\text{ann}}(\beta), \quad (67)$$

куда надо подставить выражение для средней степени частоты при фиксированных импульсах частиц \bar{z}_- и \bar{z}_+ из ч. I. Величина ϵ_0 - это просто полное излучение (20). Для средней частоты ($l=1$) получается простое выражение, а именно, $\bar{x} = s_0/2 = (\gamma_- + \gamma_+)/2$. При $l=2$

$$\bar{x}^2 s_{\text{ann}} = \frac{1}{32\beta\gamma^2} \left[\left(3s_0^2 - 4\gamma^2 - \frac{(\gamma_- - \gamma_+)^2}{\beta^2} \right) F_0(\beta) + \left(3 \frac{(\gamma_- - \gamma_+)^2}{\beta^2} - s_0^2 + 4\gamma^2 \right) F_2(\beta) \right]. \quad (68)$$

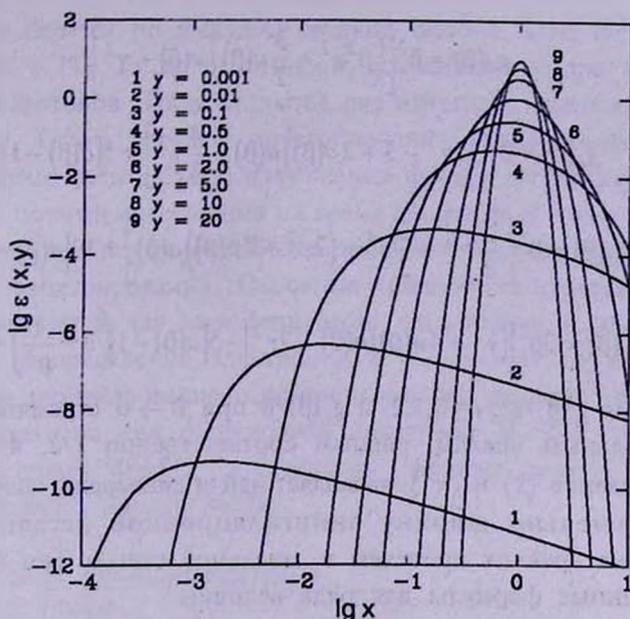


Рис.3. Коэффициент излучения при аннигиляции тепловых электрон-позитронных пар для средних чисел заполнения.

Здесь $F_2(\beta) = 2\left[\left(5/\beta^2 - 4 + \beta^2\right)a(\beta) - 5/\beta^2 + 8/3\right]$. Ограничимся этими значениями l .

При изотропных распределениях частиц

$$\epsilon_l = 8\pi D_e 4\pi 2\pi \int_0^\infty \frac{z^2 dz}{\gamma_-} n_-(\gamma_-) \int_0^\infty \frac{z_+^2 dz_+}{\gamma_+} n_+(\gamma_+) \int_{-1}^1 \beta \gamma^2 x^l s_{\text{анн}}(\beta) d\zeta. \quad (69)$$

Вычислим интегралы по ζ - косинусу угла между импульсами частиц. Сделаем замену переменной интегрирования:

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} = \sqrt{1 - \frac{2}{1 + \gamma_+ \gamma_- - z_+ z_- \zeta}}, \quad \beta_\pm = \frac{|z_+ - z_-|}{s_0}. \quad (70)$$

Тогда $d\zeta = -(4/z_- z_+) \beta \gamma^4 d\beta$ и (69) при $l=0$ переписывается так:

$$\epsilon_0 = 128\pi^3 D_e \int_1^\infty d\gamma_- n_-(\gamma_-) \int_1^\infty d\gamma_+ n_+(\gamma_+) g_0(\beta) \Big|_{\beta_-}^{\beta_+}. \quad (71)$$

Формула для ϵ_l отличается от (71) наличием под интегралом множителя $s_0^l/2$. Для $l=2$ надо кроме $g_0(\beta)$ вычислить еще 3 интеграла, так как после подстановки в (69) формулы (68) получаем

$$\epsilon_2 = 16\pi^3 D_e \int_1^\infty d\gamma_- n_-(\gamma_-) \int_1^\infty d\gamma_+ n_+(\gamma_+) \left[s_0^2 g_1(\beta) - 2 g_2(\beta) + (\gamma_- - \gamma_+)^2 g_3(\beta) \right] \Big|_{\beta_-}^{\beta_+}. \quad (72)$$

Все функции g элементарны и неотрицательны:

$$g_0(\beta) = \beta^2 \left[\left(\beta^2 \gamma^2 + \frac{3}{2} a(\beta) \right) a(\beta) - \gamma^2 \right], \quad (73)$$

$$g_1(\beta) = \beta^2 \left[\left(2\gamma^2 - 3 + 2a(\beta) \right) a(\beta) - \frac{4}{3} \gamma^2 \right] + 5[a(\beta) - 1], \quad (74)$$

$$g_2(\beta) = \beta^2 \left[\frac{17}{3} \gamma^2 + \frac{2}{3} \gamma^4 - \left(2\gamma^2 + 7a(\beta) \right) a(\beta) \right] + 10[a(\beta) - 1], \quad (75)$$

$$g_3(\beta) = 2\beta^2 \left[\left(\gamma^2 + 4a(\beta) \right) a(\beta) - 2\gamma^2 \right] - 5[a(\beta) - 1] \left(3 + \frac{1}{\beta^2} \right) + \frac{5}{3}. \quad (76)$$

Отношения $g_l(\beta)/\beta^2$, $l=0,1,2$, и $g_3(\beta)/\beta^4$ при $\beta \rightarrow 0$ стремятся к конечным положительным числам, равным соответственно $1/2$, $4/3$, $2/3$ и $2/7$.

Вычисление $\langle x \rangle$ и $\langle x^2 \rangle$ позволяет найти дисперсию излучаемых частот и следовательно ширину аннигиляционной детали. Результаты вычисления средних приведем в отдельной статье. Там же будут даны приближенные формулы для ряда величин.

12. *Заключение.* Оказалось, что описание процессов с парами близко по схеме к описанию комптоновского рассеяния (см. [5,6]). Основные функции, входящие в выражения для коэффициентов поглощения и излучения, а именно, $F(\xi, \xi_1)$ (формула (3)), \bar{F} (формула (40)), а также интегралы (60) и (62), похожи на соответствующие характеристики рассеяния, но симметричны относительно импульсов взаимодействующих частиц. Области их действия ограничиваются неравенствами, также похожими на возникающие в теории рассеяния, но решения этих неравенств располагаются иначе. В то же время функции $A_n(h)$ полностью совпадают с использованными для описания рассеяния. Главное отличие между двумя теориями заключается в том, что кинетическое уравнение даже (2) в самом простом виде (без учета индуцированных процессов) нелинейно.

Значительная часть этой статьи воспроизводит результаты работ Р.Свенсона [9] и [2]. Так полное излучение, обозначенное здесь ϵ_0 , пропорционально темпу аннигиляции указанных работ, а выражение (24) для $\alpha_1(x)$ совпадает с приведенным в них. Отличие заключается в том, что в работах Р.Свенсона сразу предполагается изотропность распределений частиц по импульсам и поэтому не требуется устанавливать связи между углами в различных системах отсчета. Кроме того, в нашей статье учитывается возможность вырождения газов и/или фотонов. Отдельно рассмотрена возможность линейной зависимости интенсивности излучения от косинуса угла между импульсами фотонов. Выражение для аннигиляционного спектра (22) дано у нас в виде кратного интеграла,

часть которого берется по импульсу второго фотона, а не по импульсу позитрона, как в [9]. Та же особенность сохраняется и при изотропии распределения фотонов. Тогда остаются два интеграла, один из которых берется по x_1 . Такой порядок интегрирования объясняется тем, что закреплен импульс (или частота) излучаемого фотона, за которым ведется наблюдение, и поэтому естественно на время закрепить и импульс второго фотона. В результате получаются более простые и наглядные выражения для пределов интегрирования. Особенно простое, фактически единое выражение получается для коэффициентов поглощения и излучения в случае, когда распределения электронов и позитронов по энергиям - релятивистские максвелловские с одной и той же температурой.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 95-02-05004-а), а также ФНТП "Астрономия" (проект раздела 1.2.6.5) и ФЦП "Интеграция" проект №578.

Санкт-Петербургский государственный
университет, Россия

TWO-PHOTON PROCESSES OF ANNIHILATION AND CREATION OF ELECTRON-POSITRON PAIRS. II. KINETIC EQUATION FOR PHOTONS

D.I.NAGIRNER, V.M.LOSKUTOV

In the second paper of the work a kinetic equation describing the evolution of photon gas is formulated. Annihilations and creations of electron-positron pairs and possible degeneration of gases are taken into account. The equation is written in a form of radiative transfer equation, absorption and emission coefficients are expressed in term of cross-sections of the processes. The coefficients are averaged in directions when particle distributions are isotropic. The cases when radiation field is isotropic or has a component proportional to cosine of angle with some direction are considered. Emitted spectrum, mean frequency and dispersion of photon frequencies are calculated.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.И.Нагирнер, *Астрофизика*, **42**, 101, 1999.
2. R.Svensson, *Astrophys. J.*, **258**, 335, 1982.
3. R.J.Gould, G.P.Schreder, *Phys. Rev.*, **155**, 1404, 1967.
4. R.Svensson, *Astrophys. J.*, **270**, 300, 1983.
5. Д.И.Нагирнер, Е.В.Кикец, Ю.Й.Поутанен, *Тр. АО ЛГУ*, **43**, 28, 1991.
6. D.I.Nagirner, J.J.Poutanen, *Single Compton scattering*, *Astrophys. Space Phys.*, **9**, 1, 1994.
7. И.С.Градиштейн, И.М.Рыжик, *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений*, Наука, М., 1971.
8. A.A.Zdziarski, *Acta Astronomica*, **30**, 371, 1980.
9. R.Svensson, *Astrophys. J.*, **258**, 321, 1982.

УДК: 524.8:531.51

КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ СТРУННОЙ КОСМОЛОГИИ С ПЕТЛЕВЫМИ ПОПРАВКАМИ. II.

А.А.СААРЯН

Поступила 24 июля 1998

Принята к печати 20 августа 1998

Методами качественной теории динамических систем исследованы однородные и изотропные космологические модели эффективной теории струн с искривленным пространством. Показано, что для радиационно-доминированных моделей соответствующая динамическая система точно интегрируема для общего случая дилатонных функций связи. Отдельно рассмотрены модели древесного приближения с двумерным фазовым пространством. В общем случае петлевых поправок найдены все возможные неподвижные точки и выявлен их характер. Результаты проиллюстрированы на конкретном примере. Рассмотрены различные случаи фиксации дилатона в рамках механизма Демура-Полякова.

Механизм Демура-Полякова [1,2] является одним из способов фиксации полей модулей в струнной космологии. Идея механизма состоит в том, что петлевые поправки к струнным диаграммам могут генерировать немонотонные функции связи полей модулей с другими полями теории. В предположении, что различные функции связи имеют экстремум в одной и той же точке, расширение Вселенной приводит к естественной релаксации решений с переменными модулями в направлении к моделям ОТО. В первой части [3] данной работы проведен качественный анализ плоских космологических моделей низкоэнергетической струнной гравитации без конкретизации функций связи, обусловленных петлевыми поправками. Для различных случаев построены фазовые картины, иллюстрирующие работу механизма фиксации. Ниже проводятся аналогичные исследования для решений с искривленным пространством (качественный анализ космологических моделей теории Йордана-Бранса-Дикке, см. [4]).

1. *Космологические уравнения и радиационно-доминированные модели.* В первой части работы было показано, что для однородных и изотропных моделей система космологических уравнений эффективной теории струн в E-представлении сводится к динамической системе третьего порядка:

$$\begin{aligned} \frac{d\phi}{d\tau} &= x, & \frac{dx}{d\tau} &= [n(n-1) - x^2][\alpha(\phi)/2 - bx], \\ \frac{dh}{d\tau} &= (1 - h^2)[(n-1)(nb-1) - bx^2], & b &= \frac{1-a}{2(n-1)}, \end{aligned} \quad (1.1)$$

где n - размерность пространства,

$$d\tau = \sqrt{H^2 + k} dt_c, \quad h = \frac{d \ln R}{d\tau} = \frac{H}{\sqrt{H^2 + k}}, \quad d\phi = 2\sqrt{-F_\phi} d\varphi, \quad (1.2)$$

t_c - конформная временная координата, R - масштабный фактор, $H = d \ln R / dt_c$ - параметр Хаббла, φ - поле дилатона, $k = 1, -1$ для моделей с пространствами положительной и отрицательной кривизны, соответственно. Функция $F_\phi(\varphi)$ выражается через функции связи $\bar{F}_k(\varphi)$ дилатона в лагранжиане (12.1) низкоэнергетической теории струн соотношением (12.6) (здесь и ниже римская цифра I перед номерами формул указывает на формулы из первой части работы). Величины a и α являются характеристиками негравитационного источника с лагранжианом L_m в E-представлении:

$$a = p/\epsilon, \quad \alpha = \frac{1}{\epsilon\sqrt{|G|}} \frac{\delta(L_m \sqrt{|G|})}{\delta\phi}, \quad (1.3)$$

где p и ϵ - эффективное давление и плотность энергии. Если для источника реализуемо представление Йордана, то функция α имеет вид

$$\alpha = (1 - na)A(\phi). \quad (1.4)$$

Систему уравнений (1.1) следует дополнить уравнением связи

$$\epsilon R^2 = (H^2 + k)[n(n-1) - x^2], \quad (1.5)$$

из которого, совместно с (1.2), следует, что фазовым пространством системы (1.1), соответствующим моделям с неотрицательной плотностью энергии, является область в пространстве (ϕ, x, h) определяемая неравенствами

$$-\infty < \phi < +\infty, \quad |x| \leq \sqrt{n(n-1)}, \quad |h| < 1 (> 1) \quad (1.6)$$

для моделей с $k = 1 (-1)$. Граница этой области $|h| = 1$ есть двумерное инвариантное многообразие системы (1.1) и представляет собой фазовое пространство плоской модели, которая исследовалась в первой части работы.

Если t , $dt = R dt_c$ синхронная в E-представлении временная координата, то из (1.1) получим

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{1}{R} \frac{dH}{dt_c} = \frac{b}{R} [(n-1)(n-1/b) - x^2], \quad (1.7)$$

и поэтому при $b > 1/n$ ($a < 2/n - 1$) в области $|x| < \sqrt{(n-1)(n-1/b)}$ имеем $d^2 R / dt^2 > 0$, и в этой области модели расширения имеют инфляционный характер. Заметим также, что динамическая система (1.1) инвариантна относительно следующих двух классов преобразований:

$$\tau \rightarrow -\tau, \quad x \rightarrow -x, \quad h \rightarrow -h, \quad (1.8)$$

$$\phi \rightarrow -\phi, \quad x \rightarrow -x, \quad \alpha \rightarrow -\alpha. \quad (1.9)$$

Первое из них связывает модели расширения и сжатия E-представления.

Второе же преобразование связывает модели для двух, вообще говоря, различных функций, $\alpha(\phi)$ и $-\alpha(-\phi)$.

Приведенные выше соотношения задают динамику модели в E-представлении. Величины в струнном представлении находятся конформным преобразованием метрики

$$\bar{R} = \Omega(\phi) R, \quad (1.10)$$

где функция $\Omega(\phi)$ определяется соотношением (12.4). Заметим, что временная координата t_c , в отличие от синхронной времени t , является конформно инвариантной величиной и поэтому одна и та же в струнном и E-представлениях.

Одним из наиболее важных частных случаев, когда динамическая система (1.1) допускает точное решение, являются радиационно-доминированные модели. Для них $a = 1/n$ и поэтому, согласно (1.4), $\alpha = 0$. Интегрируя последние два уравнения получим

$$x^2 = \frac{n(n-1)}{1+u}, \quad h^2 = 1 - \frac{k u_0 u^2}{1+u^2}, \quad u = \left(\frac{R}{R_0}\right)^{n-1}, \quad (1.11)$$

где u_0, R_0 - положительные постоянные интегрирования. Отсюда видно, что для моделей с $k=1$ область значений функции u (а поэтому и масштабного фактора) ограничена сверху: $u \leq u_m$, где максимальное значение выражается через постоянную u_0 посредством соотношения $u_m = (1 + \sqrt{1 + 4u_0})/2u_0$. В случае моделей расширения выражения для параметра Хаббла и дилатона имеют вид

$$H = \frac{\sqrt{1+u - k u_0 u^2}}{\sqrt{u_0 u}}, \quad \phi = \text{const} \mp \sqrt{\frac{n}{n-1}} \ln \left(1 + \frac{2}{u} + 2H \sqrt{u_0} \right). \quad (1.12)$$

Зависимость масштабного фактора от конформного времени определяется из

$$2u_0 u = k + \sqrt{4u_m + k} \begin{cases} \text{sh} [(n-1)(t_c - t_0)], & k = -1, u_0 > 1/4, \\ \text{ch} [(n-1)(t_c - t_0)], & k = -1, u_0 < 1/4, \\ \sin [(n-1)(t_c - t_0)], & k = 1 \end{cases} \quad (1.13)$$

(при $u_0 = 1/4, k = -1$ имеем решение $u = -2 + 2 \exp[(n-1)(t_c - t_0)]$). Через u можно выразить также синхронную в E-представлении временную координату t :

$$t = \frac{\sqrt{u_0} R_0}{n-1} \int \frac{u^{1/(n-1)} du}{\sqrt{1+u - k u_0 u^2}}. \quad (1.14)$$

Заметим, что отрезки $x = 0, |h| \leq 1$ для моделей $k=1$ и лучи $x = 0, |h| \geq 1$ для моделей с $k=-1$ являются решениями системы (1.1) и представляют собой соответствующие модели ОТО. Все радиационно доминированные модели

с переменным дилатоном начинают свою эволюцию из неустойчивых точек равновесия (y, x, h) , $y = e^h / (1 + e^h)$ с координатами $(0, \sqrt{n(n-1)}, 1)$ и $(1, -\sqrt{n(n-1)}, 1)$. Далее в ходе эволюции соответствующие траектории приближаются к решениям ОТО. В случае моделей с $k=1$ для заданной траектории моменту максимального приближения соответствует значение $u = u_*$, когда $H=0$. После этого расширение сменяется на сжатие и траектории снова начинают удаляться от решений ОТО и заканчивают свою эволюцию в точках $(0, -\sqrt{n(n-1)}, -1)$ и $(1, \sqrt{n(n-1)}, -1)$. При $k=-1$ начальная картина эволюции та же, однако теперь траектории с переменным дилатоном стремятся к решениям ОТО при $u \rightarrow \infty$ (см. также ниже). Если при вхождении в радиационную стадию значение величины $u = u_*$, то полное изменение поля ϕ в этой стадии равно

$$\phi_\infty - \phi_r = \pm \sqrt{\frac{n}{n-1}} \ln \frac{2 + u_r + 2\sqrt{1 + u_r + u_0 u_r^2}}{u_r(1 + 2\sqrt{u_0})}. \quad (1.15)$$

Отсюда следует, что если в начале радиационной стадии значение x , не слишком близко к значению $\sqrt{n(n-1)}$, то полное изменение поля дилатона порядка единицы.

2. *Искривленные модели древесного приближения.* Важным частным случаем, когда (1.1) сводится к системе меньшей размерности, являются модели древесного приближения. Для них функция $\alpha(\phi)$ является постоянной и ϕ не входит в последние два уравнения. Теперь мы имеем следующую автономную динамическую систему второго порядка:

$$\begin{aligned} \frac{dx}{d\tau} &= [n(n-1) - x^2](\alpha/2 - bhx), \\ \frac{dh}{d\tau} &= (1 - h^2)[(n-1)(nb-1) - bx^2], \end{aligned} \quad (2.1)$$

где моделям с неотрицательной плотностью энергии соответствует область фазовой плоскости (x, h) , ограниченная условием $x^2 \leq n(n-1)$, причем $h^2 < 1$ (> 1) при $k=1$ (-1). При качественном анализе динамических систем важным этапом является нахождение особых точек и исследование их характера. Рассмотрим особые точки системы (2.1).

а) Точки (x, h) с координатами

$$\left(\pm \sqrt{n(n-1)}, h_0 \right), \quad h_0 = -1, +1. \quad (2.2)$$

Соответствующие собственные числа и собственные векторы определяются из соотношений

$$\lambda_2 = \sqrt{n(n-1)} h_0 (\alpha_0 \mp h_0 \alpha), \quad \lambda_3 = 2h_0(n-1), \quad (2.3)$$

$$\bar{n}_2 = (1, 0), \quad \bar{n}_3 = (0, 1), \quad \alpha_0 \equiv 2b\sqrt{n(n-1)}. \quad (2.4)$$

Отсюда следует, что точки, представляющие модели расширения ($h_0 = 1$), всегда неустойчивы и имеют характер седла при $\alpha_0 < \pm\alpha$ и неустойчивого узла при $\alpha_0 > \pm\alpha$. Направления сепаратрис определяются собственными векторами (2.4). В случае узла в окрестности особой точки все траектории, кроме исключительных, касаются особого решения $h = 1$ (собственного вектора \bar{n}_2) при $\pm\alpha > \alpha_0 - 2\sqrt{1-1/n}$ и решения $x = \pm\sqrt{n(n-1)}$ (собственного вектора \bar{n}_1) в обратном случае. Поведение траекторий в окрестности точек (2.2) с $h_0 = -1$ получается преобразованием (1.8).

б) Точки

$$\left(\pm \frac{\alpha}{2b}, \pm 1\right) \quad \text{при} \quad |\alpha| < \alpha_0 \quad (2.5)$$

с собственными числами и векторами

$$\lambda_2 = -n(n-1)h h_0(1 - \alpha^2/\alpha_0^2), \quad \lambda_3 = -2n(n-1)bh_0(1 - 1/nb - \alpha^2/\alpha_0^2), \quad (2.6)$$

$$\bar{n}_2 = (1, 0), \quad \bar{n}_3 \sim \left(1, 2b/\alpha + 4/n\alpha(\alpha^2/\alpha_0^2 - 1)\right). \quad (2.7)$$

Точка с верхним знаком является седлом при $\alpha^2/\alpha_0^2 > 1 - 1/nb$, направление неустойчивой сепаратрисы которого определяется вектором \bar{n}_3 , и устойчивым узлом в противном случае. Характер точки с нижним знаком получается отсюда с учетом инвариантности относительно преобразований (1.8).

с) При $a < 2/n - 1$ особыми являются точки

$$\left(\pm \sqrt{(n-1)(n-1/b)}, \pm h_1(\alpha)\right), \quad h_1(\alpha) \equiv \frac{\alpha}{\alpha_0 \sqrt{1-1/nb}}, \quad (2.8)$$

собственные числа и векторы которых равны

$$\lambda_{2,3} = \pm \frac{n-1}{2} h_1 \left\{ -1 \pm \left[1 - 8(nb-1)(1-h_1^{-2}) \right]^{1/2} \right\}, \quad (2.9)$$

$$n_{2,3} \sim \left(1, -2b\lambda_{3,2}/\alpha(n-1)\right). \quad (2.10)$$

Заметим, что для закрытых моделей $h^2 < 1$ и из (2.9) следует, что собственные числа имеют разные знаки и точка является седлом. Для открытых моделей $h^2 > 1$ и точка (2.8) с верхним/нижним знаком при $\alpha > 0$ является устойчивым/неустойчивым узлом (фокусом) при

$$8(nb-1)(1-h_1^{-2}) < 1 (> 1). \quad (2.11)$$

В E-представлении точке (2.8) соответствует решение

$$R = R_1 |r|, \quad \phi = \text{const} + \phi_1 \ln |r|, \\ R_1 \equiv \left| 1 - h_1^{-2} \right|^{-1/2}, \quad \phi_1 = [2 - n(1+a)]/\alpha. \quad (2.12)$$

Это же решение в струнном представлении имеет вид

$$\bar{R} = R_1 \left(1 + \phi_1 / \sqrt{n-1}\right) |\bar{r}|, \quad \phi = \text{const} + \frac{\phi_1 \ln|\bar{r}|}{1 + \phi_1 / \sqrt{n-1}} \quad (2.13)$$

при $\phi_1 \neq -\sqrt{n-1}$, и

$$\bar{R} = \text{const}, \quad \phi \sim \bar{r} \quad (2.14)$$

при условии

$$\alpha = [n(1+a) - 2] / \sqrt{n-1}. \quad (2.15)$$

Заметим, что для значений α из (2.15) имеем $h^2 = 1 - (n-1)(1+a)/(1-a)$, и поэтому решение (2.14) соответствует закрытым моделям при $a > -1$ (напомним, что для точки (2.8) должно выполняться условие $a < 2/n-1$) и плоским моделям при $a = -1$. Условие (2.15) выполняется, например, в чисто грави-дилатонной модели некритических струн, когда в действии (I2.1) $\bar{L}_m = (D - D_{cr}) e^{-2\phi} / 3$, D_{cr} - критическая размерность ($= 10$ для суперструн). В этом случае $a = -1$, $\beta = 0$ и согласно (I3.11) $\alpha = -2/\sqrt{n-1}$, а поэтому решение (2.14) соответствует плоским моделям. Это решение было найдено в [5].

При условии

$$|\alpha| = \alpha_0 \sqrt{1 - 1/nb} \quad (2.16)$$

в (2.8) имеем $|h_1| = 1$ и особая точка (2.8) соответствует плоским моделям. При этом она сливается с точкой (2.5) и $\lambda_2 = 0$, т.е. является вырожденной особой точкой. Анализ качественного характера по стандартной схеме (см., например, [6]) показывает, что она представляет собой состояние равновесия с одним устойчивым узловым сектором и двумя седловыми. Сепаратрисами между этими секторами являются решения $x = \pm \sqrt{n(n-1)}$. Для узлового сектора $h^2 > 1$, соответствующие решения представляют открытые модели (для этого случая фазовую картину открытых моделей см. на рис.2d). Траектории же седловых секторов соответствуют закрытым моделям, а фазовая картина качественно эквивалентна случаю рис.1e. Для случая (2.16) соответствующее решение имеет вид

$$R = \text{const} \cdot |r|, \quad \phi = \text{const} + \frac{\alpha}{2b} \ln|r|, \\ \bar{R} = \text{const} \cdot |\bar{r}|, \quad \phi = \text{const} + \frac{(\alpha/2b) \ln|\bar{r}|}{1 + \alpha/2b \sqrt{n-1}}, \quad a \neq -1. \quad (2.17)$$

При $a = -1$ имеем решение (2.14). Поскольку мы рассматриваем древесное приближение, то поле дилатона можно найти из соотношения $\phi = \sqrt{n-1} \phi / 2$.

В конечной части фазовой плоскости система (2.1), кроме (2.2), (2.5), (2.8), других особых точек не имеет. Для закрытых моделей фазовое пространство системы (2.1) компактно и других особых точек нет. Для открытых моделей следует дополнительно исследовать поведение фазовых траекторий на бесконечности фазового пространства $h \rightarrow \pm\infty$. Рассмотрим фазовые картины для этих случаев по отдельности.

2.1. *Закрытые модели.* Траектории с неотрицательной плотностью энергии лежат в прямоугольной области

$$|x| \leq \sqrt{n(n-1)}, \quad |h| \leq 1 \quad (2.18)$$

фазовой плоскости (x, h) . Граничные отрезки $x = \pm\sqrt{n(n-1)}$ соответствуют чисто грави-дилатонным решениям, а $h = \pm 1$ - моделям с плоским пространством. С учетом предыдущего анализа можно построить фазовые картины для качественно различных случаев, причем из инвариантности динамической системы относительно преобразований (1.8) достаточно рассмотреть случай $\alpha \geq 0$.

1) Для значений $\alpha > \alpha_0$ единственными особыми точками являются точки (2.2) (для точек (2.8) получаем $h^2 > 1$ и поэтому они соответствуют открытым моделям). Соответствующие фазовые картины изображены на рис. 1a и 1d, соответственно для случаев $b < 1/n$ и $b > 1/n$. Во втором из этих случаев, как это следует из (1.7), существуют отрезки траекторий с инфляционным характером расширения в синхронном эйнштейновском времени. Все модели с $k = 1$ начинают свою эволюцию в некоторый конечный момент синхронного времени t E-представления из точки $(-\sqrt{n(n-1)}, 1)$ и заканчивают эволюцию в точке $(\sqrt{n(n-1)}, -1)$ в состоянии сжатия. Вблизи начального и конечного состояний модели асимптотически приближаются к соответствующим решениям с плоским пространством.

2) При $\alpha < \alpha_0$, $a > 2/n - 1$ особыми являются точки (2.2) и (2.5). Все они лежат на границе фазового пространства, и соответствуют моделям с плоским пространством. Фазовые картины этого случая изображены на рис. 1b. Видно, что существуют три качественно различных класса моделей, разделенных сепаратрисами седловых точек (2.5).

3) При $\alpha < \alpha_0$, $a < 2/n - 1$ нужно различать два случая. Когда $1 - 1/nb < \alpha^2/\alpha_0^2$, то для точек (2.8) имеем $h^2 > 1$ и они соответствуют открытым моделям. Для этого случая фазовая картина закрытых моделей качественно эквивалентна предыдущему случаю, с тем отличием, что теперь существуют инфляционные отрезки траекторий (рис. 1e). При условии $1 - 1/nb > \alpha^2/\alpha_0^2$ появляются новые седловые точки (2.8) и фазовая картина имеет вид рис. 1f. Заметим, что по сравнению с предыдущими случаями теперь появляются новые классы решений, являющиеся моделями чистого расширения или сжатия в E-представлении. Первому случаю соответствуют траектории, лежащие выше устойчивых сепаратрис седла (2.8) с верхним знаком, второму - лежащие ниже неустойчивых сепаратрис седла с нижним знаком.

4) Случай $\alpha = 0$ соответствует радиационно-доминированным моделям. Соответствующая фазовая картина изображена на рис. 1c.

2.2. *Открытые модели.* Для моделей с $k = -1$ в дополнение к проделанному выше анализу характера особых точек следует исследовать

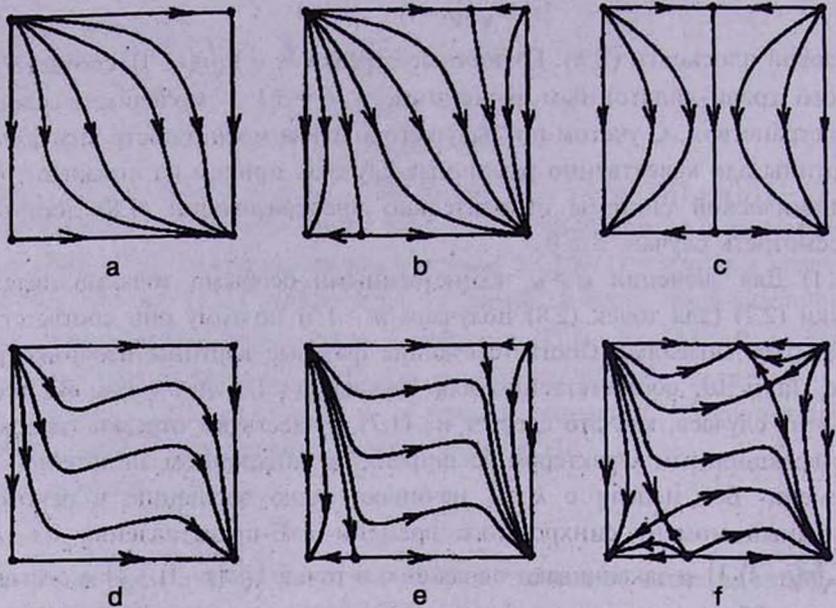


Рис.1. Фазовые портреты замкнутых моделей древесного приближения на плоскости (x, h) , $|x| \leq \sqrt{n(n-1)}$, $|h| \leq 1$, соответствующие решениям динамической системы (2.1) с неотрицательной плотностью энергии. Изображены качественно различные случаи значений параметров $\alpha \geq 0$ и a (см. текст). Картины для отрицательных α получаются отсюда с учетом инвариантности относительно (1.9).

также поведение фазовых траекторий на бесконечности фазового пространства, когда $h \rightarrow \pm\infty$. Вследствие инвариантности относительно преобразования (1.8) достаточно рассмотреть случай $h \geq 1$, соответствующий моделям расширения. Для компактификации фазового пространства введем новую переменную $z = 1/h$, $0 \leq z \leq 1$. В терминах независимой переменной $dT = h d\tau = H dt$ динамическая система (2.1) запишется в виде

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dT} &= [n(n-1) - x^2](\alpha z/2 - bx), \\ \frac{dz}{dT} &= z(1 - z^2)[(n-1)(nb-1) - bx^2], \end{aligned} \quad (2.19)$$

фазовым пространством которой является прямоугольник $|x| \leq \sqrt{n(n-1)}$, $0 \leq z \leq 1$. Помимо рассмотренных выше точек (2.2), (2.5) и (2.8) особыми для этой системы являются точки

$$x = \pm\sqrt{n(n-1)}, \quad z = 0 \quad (2.20)$$

с собственными числами

$$\lambda_2 = 2bn(n-1), \quad \lambda_3 = 1 - n \quad (2.21)$$

и точка

$$x = 0, \quad z = 0 \quad (2.22)$$

с собственными числами

$$\lambda_2 = -bn(n-1), \quad \lambda_3 = (n-1)(bn-1). \quad (2.23)$$

Особые точки (2.20) являются седлами с устойчивыми сепаратрисами $x = \pm\sqrt{n(n-1)}$ и неустойчивыми сепаратрисами $z=0$. Точка (2.22) является устойчивым узлом при $a > 2/n - 1$ и седлом в противном случае. Ниже при рассмотрении различных случаев параметров мы ограничимся значениями $\alpha \geq 0$. Фазовые картины для отрицательных α можно получить отсюда с учетом инвариантности системы (2.19) относительно замены $x \rightarrow -x, \alpha \rightarrow -\alpha$.

1) При $\alpha > \alpha_0, a > 2/n - 1$ все модели расширения начинают эволюцию в конечный момент эйнштейновского синхронного времени из точки $x = -\sqrt{n(n-1)}, z = 1 (H = \infty)$ и заканчивают ее в точке $x = 0, z = 0 (H = 1)$. Соответствующая фазовая картина изображена на рис.2а.

2) Для значений $\alpha < \alpha_0, a > 2/n - 1$ существует два класса решений, разделенных неустойчивой сепаратрисой узла (2.5) с верхним знаком. Траектории первого класса исходят из точки (2.2) с нижним знаком и $h=1$, а второго - из точки (2.2) с верхним знаком и с $h=1$. Конечной точкой всех моделей с $k=-1$ является точка (2.22). Фазовая картина изображена на рис.2б.

3) При $\alpha > \alpha_0, a > 2/n - 1$ особыми являются точки (2.2), (2.8), (2.20) и (2.22). Все модели заканчивают эволюцию в точке (2.8), которая является узлом или фокусом в зависимости от того, какое из условий (2.11) выполнено. На рис.2г изображен второй из этих случаев.

4) При условиях $\alpha < \alpha_0, a < 2/n - 1, |h_1| > 1$ фазовый портрет имеет вид рис.2е. Изображен случай, когда выполнено второе из условий (2.11), когда особая точка является фокусом.

5) В случае $\alpha < \alpha_0, a < 2/n - 1, |h_1| < 1$ фазовый портрет изображен на рис.2д.

6) На рис.2с изображена фазовая картина радиационно-доминированных открытых моделей ($\alpha = 0, b = 1/2n$).

3. *Качественный анализ в общем случае.* В этом разделе мы рассмотрим космологические модели для общего случая функции $\alpha(\phi)$, без конкретизации дилатонных функций связи в эффективном струнном лагранжиане. В E-представлении эти модели описываются динамической системой (1.1). Для этой системы особыми являются точки пространства (ϕ, x, h) с координатами

$$(\phi_0, 0, \pm 1), \quad \alpha(\phi_0) = 0, \quad (3.1)$$

где верхний/нижний знак соответствует моделям расширения/сжатия. Мы рассмотрим первый из этих случаев. Результаты для сжимающихся

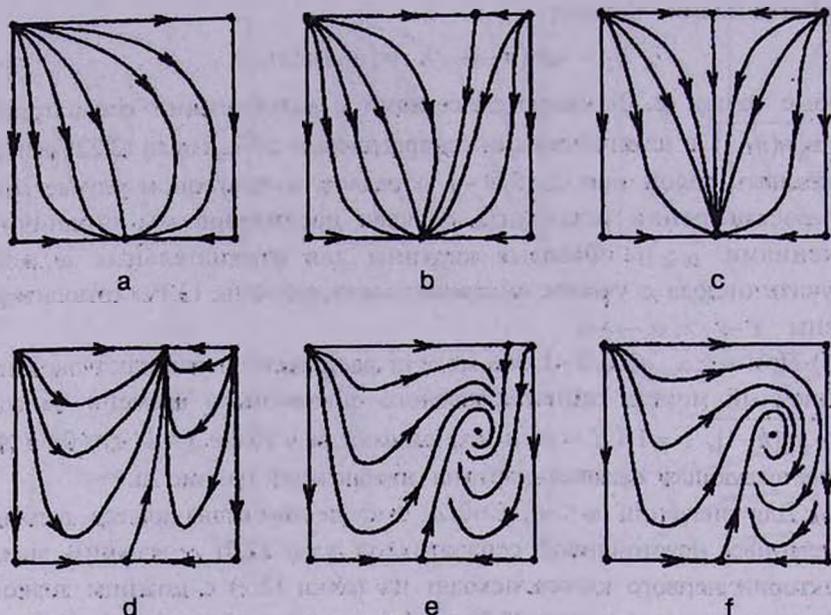


Рис.2. То же, что и на рис.1 для открытых моделей расширения на плоскости ($x, z = 1/h$). $|x| \leq \sqrt{n(n-1)}$, $0 \leq z \leq 1$. Картины для моделей сжатия получаются отсюда преобразованием (1.8).

моделей получаются отсюда преобразованием (1.8). Заметим, что точки (3.1) представляют собой решения ОТО при $k=0$. Соответствующие решения при $k=1$ представлены отрезками $\phi = \phi_0, x=0, |h| < 1$, а при $k=-1$ - лучами $\phi = \phi_0, x=0, |h| > 1$.

В окрестности особой точки (3.1) уравнение для h разделяется от двух остальных, и соответствующие собственные числа равны

$$\lambda_{1,2} = -k_1 \pm \sqrt{k_1^2 + n(n-1)\alpha'_0/2}, \quad \lambda_3 = n(1+a) - 2, \quad (3.2)$$

где $k_1 = n(1-a)/4$, $\alpha'_0 = (d\alpha/d\phi)_{\phi=\phi_0}$. Собственные числа $\lambda_{1,2}$ определяют характер особой точки для траекторий с $h=1$, соответствующих плоским моделям. Различные возможные варианты этого случая исследовались в первой части данной работы. Из (3.2) следует, что при $1+a > 2/n$ для моделей с $k=\pm 1$ точка равновесия является неустойчивой. Соответствующие решения ОТО при $t \rightarrow -\infty$ стремятся к решению с плоским пространством (точка (3.1) с верхним знаком). В случае же $1+a < 2/n$ (что выполняется, например, для потенциально доминированного источника, $a=-1$) решения ОТО с $k=\pm 1$ стремятся к решению (3.1) в пределе $t \rightarrow +\infty$ (модели инфляции). При $\text{Re}\lambda_{1,2} < 0$ точка равновесия является устойчивой и к решению (3.1) стремятся также решения струнной космологии с

переменным дилатоном.

Перейдем теперь к исследованию поведения траекторий динамической системы (1.1) на бесконечности фазового пространства. Для этого удобно компактифицировать фазовое пространство, дополнив его бесконечно удаленной границей. Для моделей с $k=1$ для этого достаточно произвести отображение

$$e^\psi = y/(1-y), \quad 0 \leq y \leq 1. \quad (3.3)$$

Соответствующая динамическая система отличается от (1.1) лишь первым уравнением, имеющем теперь вид

$$\frac{dy}{d\tau} = xy(1-y), \quad (3.4)$$

а фазовым пространством является прямоугольный параллелепипед

$$0 \leq y \leq 1, \quad |x| \leq \sqrt{n(n-1)}, \quad |h| \leq 1. \quad (3.5)$$

При $h=1$ (случай $h=-1$ получается отсюда преобразованием (1.8)) на границе области (3.5) точками равновесия являются точки (y, x, h) с координатами $(\alpha = \alpha(y))$

$$(j, \pm \sqrt{n(n-1)}, 1), \quad j = 0, 1, \quad (3.6)$$

$$(j, \alpha(j)/2b, 1), \quad |\alpha(j)| \leq \alpha_0. \quad (3.7)$$

Собственные числа $\lambda_{1,2}$ для этих точек те же, что и для плоских моделей (формулы (I4.26), (I4.27)), а

$$\lambda_3 = 2(n-1) \quad (3.8)$$

для точек (3.6) и

$$\lambda_3 = 2n(n-1)b \left[\frac{\alpha^2(j)}{\alpha_0^2} + \frac{1}{nb} - 1 \right] \quad (3.9)$$

для точек (3.7). Таким образом, для моделей с $k=\pm 1$ точки (3.6) всегда неустойчивы, а точки (3.7) устойчивы, если

$$(-1)^j \alpha(j) < 0, \quad 1 - \alpha^2(j) / \alpha_0^2 > \frac{2(n-1)}{n(1-a)} \quad (3.10)$$

Заметим, что второе из этих условий возможно только при $a < 2/n - 1$. Теперь, учитывая также (3.2), заключаем, что при $k=\pm 1$ все точки равновесия с $h=1$ неустойчивы при $a > 2/n - 1$.

При $a < 2/n - 1$ имеются также точки равновесия, лежащие на гранях $y=0, 1$ параллелепипеда (3.5):

$$(j, \pm \sqrt{(n-1)(n-1/b)}, \pm h_1(\alpha(j))), \quad j = 0, 1, \quad (3.11)$$

где функция $h_1(\alpha)$ определена соотношением (2.8), и соответствующие точкам (2.8) древесного приближения. Собственные числа $\lambda_{2,3}$ точек

(3.11) определяются соотношениями (2.9), а

$$\lambda_1 = \pm(-1)^j \sqrt{(n-1)(n-1/b)}. \quad (3.12)$$

При $h_1^2 < 1$ точки (3.11) соответствуют закрытым моделям и являются неустойчивыми, поскольку собственные числа λ_2 и λ_3 имеют разные знаки. При $h_1^2 > 1$ решения, описываемые точками (3.11), являются открытыми моделями. Для случая верхнего знака точка с $j=0$ неустойчива, а точка с $j=1$ устойчива при α ($y=1$) > 0 и соответствует моделям расширения. Таким образом, решение, соответствующее точке (3.11), может быть устойчивым только для открытых моделей расширения: $\pm \alpha(j) > 0$, $\pm(-1)^j < 0$, $h_1^2 > 1$.

Поскольку для открытых моделей $|h| > 1$, то для компактификации фазового пространства наряду с (3.3) произведем также отображение

$$z = 1/h, \quad |z| \leq 1. \quad (3.13)$$

Введя также новую независимую переменную $dT = hdt$, соответствующую динамическую систему запишем в виде

$$\begin{aligned} \frac{dy}{dT} &= xyz(1-y), & \frac{dx}{dT} &= [n(n-1) - x^2](\alpha z/2 - bx), \\ \frac{dz}{dT} &= z(1-z^2)[(n-1)(nb-1) - bx^2]. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Как и выше, будем рассматривать модели расширения (картина для сжимающихся моделей получается преобразованием $x \rightarrow -x$, $z \rightarrow -z$). Фазовым пространством системы (3.14) является параллелепипед

$$0 \leq y \leq 1, \quad |x| < \sqrt{n(n-1)}, \quad 0 \leq z \leq 1, \quad (3.15)$$

а точки равновесия лежат на гранях $z=1$ и $z=0$. В первом из этих случаев ($h=1$) особые точки и их характер те же, что и в случае $k=1$ и соответствуют моделям с плоским пространством. Поэтому рассмотрим второй случай. При $z=0$ ($h=\infty$) решениями системы (3.14) являются отрезки $z=0$, $y = \text{const}$. Все точки отрезков ($z=0$, $x=0$) и $(x = \pm\sqrt{n(n-1)}$, $z=0$) являются точками равновесия. Собственные числа, соответствующие оси z , равны

$$\lambda_3 = (n-1)(nb-1) \quad (3.16)$$

для точек $x=z=0$ и

$$\lambda_3 = 1-n \quad (3.17)$$

для точек $x = \pm\sqrt{n(n-1)}$, $z=0$. Во втором случае точки равновесия всегда неустойчивы. Точки же $x=z=0$ устойчивы при $a > 2/n-1$ и неустойчивы в противном случае. Учитывая также, что для первого из этих условий точки равновесия при $z=1$ неустойчивы, заключаем, что все модели с $k=-1$ заканчивают свою эволюцию на отрезке $x=0$, $z=0$. В окрестности соответствующей особой точки траектории динамической системы входят в

эту точку, находясь в плоскости (x, z) . В этой плоскости соответствующая точка равновесия является устойчивым узлом с собственными числами

$$\lambda_2 = -nb(n-1), \quad \lambda_3 = (n-1)(nb-1). \quad (3.18)$$

При $a < 2/n - 1$ конечной точкой эволюции моделей с $k = -1$ могут быть точки равновесия на грани $z = 1$, соответствующие моделям с $k = 0$, а также точки (3.11) при указанных выше условиях (см. абзац после формулы (3.12)).

На основе проведенного анализа можно построить фазовые картины космологических моделей для любой заданной функции $\alpha(\phi)$, определяемой функциями связи дилатона в эффективном струнном действии. На рис. 3 и 4 в качестве иллюстрации приведены фазовые картины замкнутых и открытых моделей для функции $\alpha(\phi)$, удовлетворяющей граничным условиям $0 < \alpha(-\infty) < \alpha_0$, $\alpha(+\infty) < -\alpha_0$ и с единственным нулем. Фазовым пространством моделей с неотрицательной плотностью энергии является параллелепипед (3.5) в случае $k = 1$ (рис.3) и (3.15) в случае $k = -1$ (рис.4). Траектории, лежащие на верхних гранях ($h = 1$), составляют инвариантное подмножество и соответствуют плоским моделям. Соответствующая двумерная фазовая картина приведена на рис.3b в первой части [3], с тем лишь отличием, что теперь мы предполагаем, что нуль функции является фокусом, тогда как в [3] изображен случай узла. На рис.3 нижняя грань также соответствует плоским моделям ($h = -1$, модели сжатия). Вертикальные отрезки $\phi = \phi_0$, $x = 0$, $|h| < 1$ и $0 < z < 1$ представляют соответствующие решения ОТО. Рассмотрим по отдельности изображенные фазовые картины.

1) $k = 1$, $a > 2/n - 1$ (рис.3a).

Функция $h(\tau)$ является монотонно убывающей. Единственной устойчивой неподвижной точкой является вершина $(0, -\sqrt{n(n-1)}, -1)$ нижней грани. Все модели, кроме особых, соответствующих сепаратрисам седловых точек, и решения ОТО начинают эволюцию в области слабой связи из точки $(0, \sqrt{n(n-1)}; 1)$ в некоторый конечный момент эйнштейновского синхронного времени и заканчивают ее также в конечный момент времени в области слабой связи в состоянии сжатия. Таким образом, чисто гравидилатонные решения являются аттракторами в начальных и поздних стадиях эволюции. Решение ОТО, соответствующее постоянному дилатону, неустойчиво. Фазовая картина на грани $y = 0$ ($y = 1$) качественно эквивалентна картине, приведенной на рис.1b (1a).

2) $k = 1$, $a < 2/n - 1$ (рис.3b).

Теперь существует область фазового пространства: $|x| < \sqrt{(n-1)(n-1/b)}$ с инфляционными отрезками фазовых траекторий, $dh/d\tau > 0$ (см. (1.7)). Кроме особых решений, соответствующих сепаратрисам седловых точек, существуют четыре качественно различных класса решений с переменным

дилатоном:

(i)-модели, начинающие и заканчивающие эволюцию в области слабой связи и подобные моделям рис.3а. Однако теперь существуют

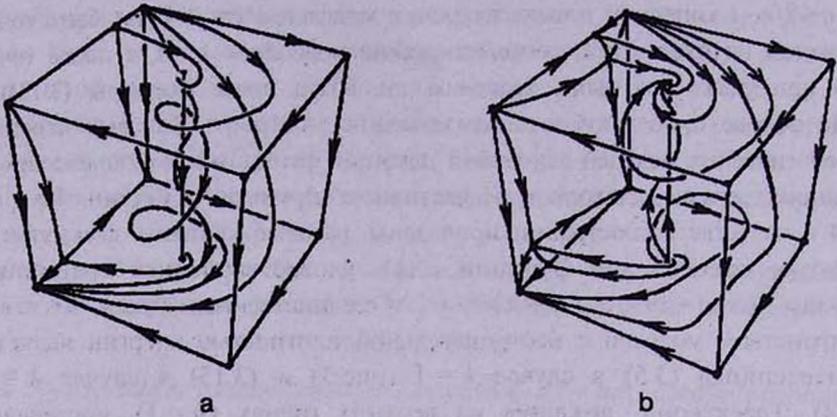


Рис.3. Фазовые картины замкнутых моделей с учетом петлевых поправок к дилатонным функциям связи в пространстве (y, x, h) , $0 \leq y \leq 1$, $|x| \leq \sqrt{n(n-1)}$, $|h| \leq 1$, соответствующие решениям системы (1.1) с неотрицательной плотностью энергии. Изображены случаи а) $a > 2/n - 1$; б) $a < 2/n - 1$.

отрезки траекторий с $dh/dt > 0$;

(ii)-модели, начинающие эволюцию в области слабой связи вблизи чисто гравидилатонного плоского решения расширения (точка $(0, \sqrt{n(n-1)}, 1)$). После начального неинфляционного расширения, в некоторый момент времени $dh/dt = 0$, эволюция входит в инфляционную стадию, $dh/dt > 0$, и заканчивается в точке (3.1) с $h = 1$ (переходы от $dh/dt < 0$ к $dh/dt > 0$ и наоборот могут произойти несколько раз). Все модели этого класса стремятся к соответствующим решениям ОТО, а эффекты, обусловленные кривизной пространства, быстро становятся несущественными. В этой схеме стремление к нулю вариаций дилатона происходит достаточно эффективно, чтобы не противоречить современным наблюдательным данным и является иллюстрацией механизма Дэмюра-Полякова;

(iii)-модели, начинающие сжатие из точки (3.1) с нижним знаком вблизи решения ОТО и заканчивающие эволюцию в точке $(0, -\sqrt{n(n-1)}, -1)$, вблизи чисто гравидилатонного решения сжатия. Заметим, что в промежуточных стадиях могут иметь место переходы сжатие-расширение-сжатие. Как и в первом случае, космологическая эволюция не приводит к фиксации дилатона.

(iv)-траектории, выходящие из точки (3.1) с нижним знаком и входящие в точку (3.1) с верхним знаком. Для этих моделей начальное сжатие в ходе эволюции переходит в расширение, эффекты кривизны пространства быстро становятся несущественными и модели стремятся

к соответствующим плоским моделям ОТО. Происходит эффективная фиксация дилатона.

3) $k = -1$, $a > 2/n - 1$ (рис.4а).

Изображены модели расширения E-представления. Фазовую картину моделей сжатия можно получить преобразованием (1.8) (заметим, что для динамической системы (3.14) переменная T при этом не меняет знак). Функция $h(\tau)$ является монотонно возрастающей, а функция $H(h)$ - монотонно убывающей. Все модели, кроме особых, начинают эволюцию в окрестности чисто гравидилатонного плоского решения и заканчивают ее на отрезке $x=0$, $z=0$ на нижней грани. Соответствующее предельное значение дилатона определяется начальными условиями. Фазовые картины на гранях $y=0$ и $y=1$ качественно эквивалентны картинам рис.2b и 2a соответственно.

4) $k = -1$, $a < 2/n - 1$ (рис.4б).

После начального неинфляционного расширения в окрестности чисто гравидилатонного плоского решения модели переходят в инфляционную стадию и приближаются к решению ОТО. Раздувание пространства приводит к быстрому подавлению эффектов кривизны и вариаций дилатона. Траектории быстро стремятся к плоской модели ОТО. Существует также класс моделей, начинающих эволюцию на отрезке $x=0$, $z=0$ (сепаратрисы вырожденных седел на этом отрезке). Таким образом, в отличие от случая закрытых

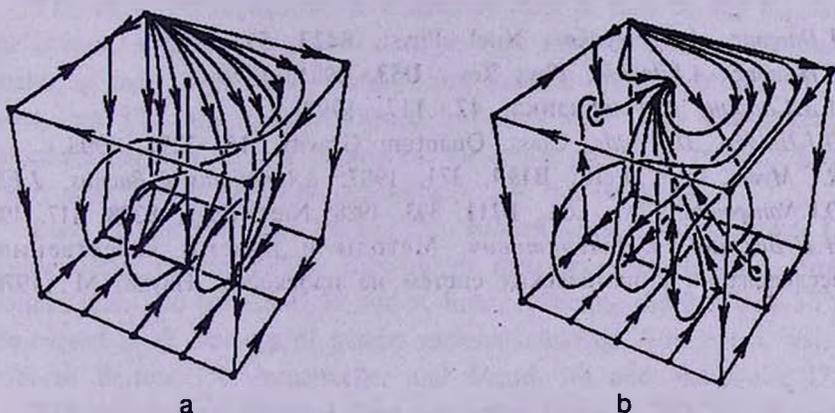


Рис.4. То же, что и на рис.3 для открытых моделей расширения в пространстве (y, x, z) $0 \leq y \leq 1$, $|x| \leq \sqrt{n(n-1)}$, $0 \leq z \leq 1$ (динамическая система (3.14)).

моделей (рис.3b), теперь фиксация дилатона происходит для всех моделей. Поскольку для рассматриваемого примера функции $\alpha(y)$, $\alpha(0) > 0$ и $\alpha(1) < 0$, то особые точки (3.11) не могут быть устойчивыми.

Работа выполнена в рамках гранта 96-855 Министерства науки и высшего образования Республики Армения.

QUALITATIVE ANALYSIS OF HIGHER-LOOP STRING COSMOLOGY.II

A.A.SAHARIAN

By using the qualitative methods the homogeneous and isotropic cosmological models with curved spatial sections are investigated within the framework of higher-loop effective string gravity. It is shown that for the radiation-dominated models the corresponding dynamical system is exactly integrable for the general case of dilaton coupling functions. At tree-level the two dimensional phase portraits are presented for both closed and open models. When higher-loop corrections are included the equilibrium points are found and their character is investigated. The results are illustrated for the concrete example. The different cases of dilaton stabilization are considered within the framework of Damour-Polyakov mechanism.

ЛИТЕРАТУРА

1. *T.Damour, A.M.Polyakov*, Nucl. Phys., **B423**, 532, 1994.
2. *T.Damour, A.Vilenkin*, Phys. Rev., **D53**, 2981, 1996.
3. *А.А.Саарян*, Астрофизика, **42**, 117, 1999.
4. *D.J.Holden, D.Wands*, Class. Quantum Gravity, **15**, 3271, 1998.
5. *R.C.Myers*, Phys. Lett., **B199**, 371, 1987; *I.Antoniadis, C.Bachas, J.Ellis, D.V.Nanopoulos*, Phys. Lett., **B211**, 393, 1988; Nucl. Phys., **B328**, 117, 1989.
6. *Н.Н.Баутин, Е.А.Леонтович*, Методы и приемы качественного исследования динамических систем на плоскости, Наука, М., 1976.

УДК: 524.338.5-62

Reviews

T ASSOCIATIONS IN X-RAYS

R. NEUHÄUSER¹, V. HAMBARYAN²

Received 20 May 1998

Accepted 15 December 1998

The X-ray emission properties of T Tau type stars and the basic results from the ROSAT X-ray mission are presented. The results of optical follow-up observations of ROSAT sources unidentified with known T Tau type stars are given. Surprisingly, some of them are located outside the classical borders of starforming regions, i.e. outside the dark clouds. Their kinematics and formation are discussed.

1. *Introduction: T Tauri stars and T associations.* The study of young stars is a step towards the understanding of star formation in the Galaxy and early phases of low-mass stellar evolution. Low-mass pre-main sequence (PMS) stars are referred to as T Tauri stars (TTS).

TTS were first recognized as a separate class of stars by Joy [1], studying the spectra of some bright RW Aurigae type stars. Soon, Ambartsumian [2] analyzing their high stellar density and unusual spectral properties, postulated that TTS are recently formed low-mass stars. This was a ground to introduce the new term T association for stellar groups of recently formed T Tauri stars having ages not exceeding a few million years.

Early definitions (e.g. Herbig [3], Bastian et al. [4]) describe TTS as young stellar objects (YSO) showing in their spectrum emission from the Balmer lines and the Ca II H and K lines, reflecting the fact that TTS were discovered in H_{α} surveys of nearby molecular clouds. For recent reviews we refer to Bertout [5], Appenzeller and Mundt [6] and Neuhäuser [7].

TTS with strong emission lines are called classical TTS (cTTS) and also show strong excess emission in the UV and in the infrared. TTS which show neither strong H_{α} nor strong infrared (IR) excesses are called weak-line TTS (wTTS). The ages of TTS range from $\sim 10^5$ to $\sim 10^7$ yrs. One of the best studied regions of on-going low-mass star formation is the Taurus (-Auriga) area, a T association at ~ 140 pc distance (Elias [8], Kenyon et al. [9], Preibisch and Smith [10], Wichmann et al. [11]).

The spatial extensions of star forming regions (SFR) is usually studied by CO surveys, e.g. Ungerechts and Thaddeus [12] for the Taurus area. Almost all TTS known prior to the ROSAT mission were situated in areas where molecular gas has been detected. Herbig [13] found that TTS share the radial

velocity of their parent cloud. Also, members of a T association share the same proper motion (Jones and Herbig [14]), so that kinematic membership of a TTS to an association can be studied by determining its space motion.

2. *Discovering new T Tauri stars with ROSAT.* Prior to the ROSAT mission, ~ 60 wTTS were known in Taurus, half of which were discovered by ground-based optical follow-up observations of previously unidentified Einstein Observatory X-ray sources (Feigelson et al. [15], Walter et al. [16]). See Herbig and Bell [17] and Neuhäuser et al. [18] for lists of TTS known prior to ROSAT. From their Einstein Observatory studies, Walter et al. [19] concluded that there should be as many as $\sim 10^3$ wTTS in the Taurus clouds.

These newly found wTTS from the Einstein Observatory were also called naked TTS as they lack all the IR and mm excess emission typical for cTTS [16]. Also, there was a discussion as to whether these newly found naked wTTS also were the long-sought post-TTS, which should be somewhat older TTS, more evolved than cTTS, expected to be present in star forming clouds if star formation is on-going for as long as $\sim 10^6$ yrs [20]. However, Walter et al. [19] found that the newly discovered wTTS are coeval with the cTTS, so that they called them naked (w) TTS.

Among the advantages of the ROSAT All-Sky Survey (RASS) mission [21] is the complete sky coverage with a flux limit sufficient to detect most TTS in nearby SFRs [22]. A total of ~ 70 lithium-rich stars - claimed to be wTTS - have been discovered among RASS sources in the central parts of the Taurus T association [23]. Most X-ray discovered TTS are wTTS located on or very close to molecular clouds, but they do show a more widespread spatial distribution compared to cTTS, which are still closely associated with their parent clouds.

Prior to follow-up observations of RASS sources, TTS candidates were pre-selected using the X-ray data of the unidentified RASS sources following [24]. With ground-based optical follow-up observations of previously unidentified RASS X-ray sources, many late-type stars with lithium 6708 Å absorption and H_α in emission (or filling in the absorption) were identified as optical counterparts. They were found in all of the star forming regions investigated: Taurus ([23, 25-27], Orion [28,29], Lupus [30-32], ScoCen [33], Chamaeleon [34-36], and CrA ([37], in preparation).

Most of the ROSAT counterparts with lithium detected in spectra with low resolution (a few Å) were classified originally wTTS. Surprisingly, some of the young stars are located even outside the commonly accepted borders of the star forming regions.

However, there are two major problems with this interpretation, i.e. the question of whether they really are PMS stars, namely:

1) In particular, for stars which can no longer be associated with their parent clouds (like wTTS), it is difficult to determine or assume a distance. However, knowing the distance is crucial for placing the stars onto the HR diagram for estimating their ages by comparison with theoretical isochrones. The usual practice is to adopt the same distance as the clouds. However, if the star is really foreground to the clouds, one would underestimate the age [35,38]. Since ZAMS stars such as the Pleiades also show a high level of X-ray activity and optical spectra (with lithium) similar to wTTS, it is clear that some (or many) of the lithium-rich ROSAT stars could be young ZAMS stars rather than PMS stars [38].

2) It is possible to overestimate the lithium equivalent width in spectra with low resolution (as used in most RASS follow-up studies) due to blends with nearby iron lines and the assumption on the continuum level. Hence, some (or many) of the 'lithium-rich' ROSAT counterparts may actually have very weak lithium or no lithium at all [38]. Even ZAMS stars show a wide range in lithium strength due to different masses and rotational velocities.

To overcome these two major problems, one should

a) investigate distance-independent age indicators (such as lithium, and perhaps even surface gravity), and one should observe the stars with high spectral resolution to determine whether lithium is indeed stronger than in ZAMS stars of the same spectral type;

b) investigate the three-dimensional space motion (proper motion and radial velocity) of the stars to check for kinematic membership to the associations;

c) make efforts to obtain trigonometric parallaxes which, although very difficult to do from the ground for stars more distant than 100 pc, may be possible for stars foreground to the clouds.

Covino et al. [36] have performed high-resolution spectroscopy for nearly all the lithium-rich ROSAT counterparts classified as 'wTTS' by Alcalá et al. [34]. Their comparison of high- and low-resolution lithium equivalent widths - as displayed in their Fig.3 - clearly shows that lithium can be overestimated in late-F and G-type stars by large amounts. The reasons are the low lithium equivalent width (so that the relative errors in Li equivalent widths from low-resolution spectra are large) and the strong iron lines in G-type stars. In K-type stars, the overestimate decreases in relative terms with decreasing effective temperature because the Fe/Li ratio in cooler stars get smaller, as the lithium equivalent width is much more sensitive to the temperature than the Fe lines. In absolute terms the effect is smaller than 0.1 \AA in K-type stars in any case. With two exceptions, lithium was not overestimated at all in M-type stars.

Hence, while it is difficult to estimate the true lithium equivalent width in G-type stars just from low-resolution spectra, this is very well possible for K- and M-type stars. Lithium data from low-resolution spectra are reliable

for K- and M-type stars, but not for G-type stars.

Covino et al. [36] also compare the lithium data for their stars with those of the Pleiades. They clearly show that many K-type ROSAT stars in Chamaeleon show stronger lithium than K-type ZAMS stars. Also, the M-type Chamaeleon stars with lithium are clearly younger than ZAMS stars, as they burn all their lithium quite rapidly (no M-type Pleiades show lithium; only the much cooler brown dwarfs do). However, G-type ZAMS stars still show primordial levels of lithium, just as G-type TTS do, so that it is not possible to confirm their pre-MS nature using the lithium data alone. In Chamaeleon, [36] find a bi-modal distribution in lithium: stars with much more lithium than ZAMS stars (bona-fide TTS), and stars with lithium as weak as in ZAMS stars (which are also ZAMS stars). Covino et al. [36] find no intermediate lithium stars, i.e. no post-TTS. Another interesting point is that most of the lithium-rich stars share the Chamaeleon radial velocity.

The spatial distribution of their stars is shown in their Fig.7 [36]. Obviously, many of the lithium-rich stars are located on or very close to the clouds. In addition, there are several TTS far off the clouds, including M-type stars with lithium, which must be younger than 10 Myr. These stars are too young to have traveled the distance from the nearest clouds in their short life-time, if one adopts the canonical velocity dispersion in T associations (1 to 2 km/s). Hence, they may either have formed locally (in small cloud-lets which have dispersed since then; c.f. [41]), or they may have been ejected from the clouds with high velocities, and would be so-called run-away TTS [42].

In Fig.1 we show a diagram of lithium equivalent width versus effective temperature of TTS newly discovered with ROSAT. We compare their lithium line strength with those of ZAMS stars in the Pleiades and IC 2602. All those stars with more lithium than ZAMS stars of the same spectral type (or effective temperature) are younger than ZAMS stars, i.e. PMS stars.

3. *Run-away T Tauri stars.* If the Li-rich stars (or at least some of them) found outside clouds, i.e. up to several degrees away from any nearby molecular cloud, are too young to have dispersed out of the Taurus clouds with velocities similar to the small velocity dispersions observed among TTS and clouds in central Taurus (2 to 3 km/s, Herbig [13], Jones and Herbig [14], Hartmann et. al [43]), then the question arises: how and where did these young PMS stars form? They may have formed locally (as suggested by Feigelson [41]), but we see no residual gas left over. Alternatively, they must have formed in the central cloud cores and were subsequently ejected with velocities larger than the typical dispersions in the radial velocities and proper motions (as suggested by [42]).

When Herbig [13] found that TTS usually share the radial velocity of their nearby parent clouds, he also listed six TTS with locations outside dense

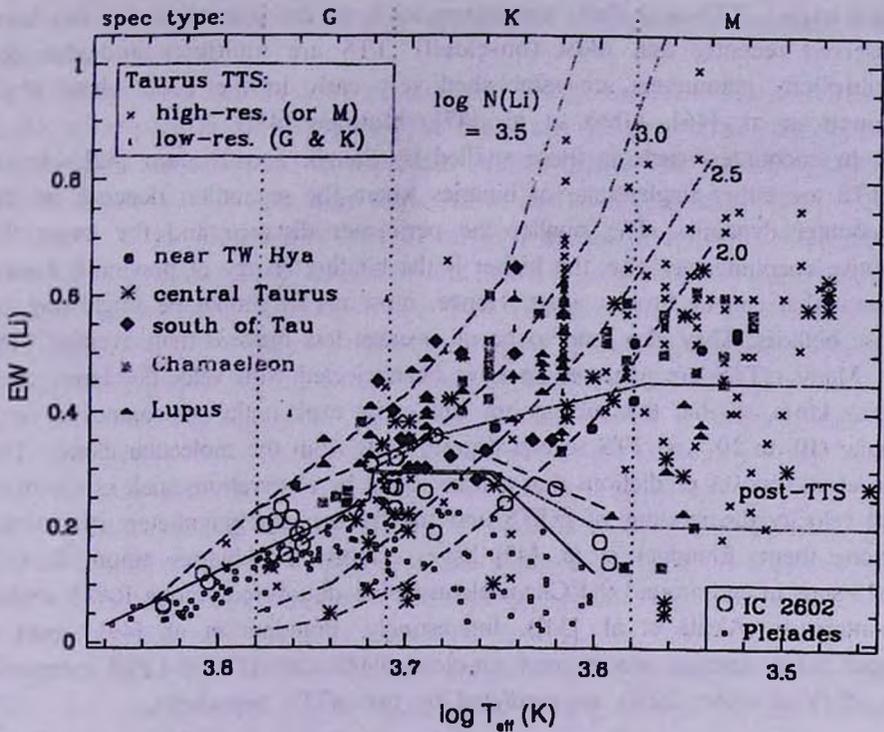


Fig.1. Lithium equivalent width (in Angstrom) versus log effective temperature for young low-mass stars.

clouds that have radial velocities off the Taurus mean. He suggested three possible explanations for this observation: either (a) some stars might be accelerated as part of their formation process, for instance, by ejection of one component of a multiple star system; or (b) there are many non-spherical cloud filaments with very low binding energy; or (c) the Taurus cloud geometry is not permanent. Ghorti and Bhatt [44] modeled the ejection of protostars in encounters of protostars with clouds, and found that some protostars can indeed be ejected in such a way. Kroupa [45] showed that several percent of the members of a cluster as rich as the Trapezium can be ejected by close encounters with velocities exceeding 5 km/s.

Sterzik et al. [24] suggested that PMS stars found in follow-up observations of RASS sources outside the Orion molecular clouds have been ejected from their birth clouds with high velocities and called such stars 'run-away TTS' (raTTS). Neuhauser et al. [25] showed that the (preliminary) radial velocity distribution of 15 Li-rich RASS source counterparts south of the Taurus clouds is consistent with (at least some of) them being such raTTS. Few-body encounters can happen early in the lifetime of a multiple protostellar system, so that they are also of relevance in establishing the fraction of binary

(and triple) TTS and their parameters such as the separation. It has been observed recently that most (on-cloud) TTS are multiples and that the multiplicity parameters are established very early in the PMS phase (e.g., Leinert et al. [46], Ghez et al. [47], Mathieu [48]).

In encounters such as those studied by Sterzik and Durisen [42], ejected raTTS are either single stars, or binaries where the separation depends on the encounter dynamics: The smaller the pericenter distance and the larger the relative encounter velocity, the higher is the binding energy of previously bound system that can be broken apart. Hence, most raTTS should be single stars or close binaries. They also tend to be on average less massive than average TTS.

Many raTTS are expected to have been ejected with velocities larger than a few km/s, so that this mechanism can easily explain the appearance of very young (10^5 to 10^7 yrs) TTS several degrees away from the molecular clouds. The model also makes predictions that can be tested by observations such as the mass and velocity distributions of raTTS and the fraction and parameters of binaries among them. Brandner et al. [49] have searched for binaries among Li-rich PMS stars in and around the Chamaeleon clouds discovered among RASS source counterparts (Alcalá et al. [34]). Interestingly, Brandner et al. [49] report a larger binary fraction among new on-cloud PMS stars ($18.0 \pm 4.2\%$) compared to off-cloud ($8.4 \pm 3.0\%$), as predicted by the raTTS hypothesis.

3.1. *RATTS as transition systems between cTTS and wTTS.*

Ejections of TTS from molecular clouds have also been studied by Armitage and Clarke [50]. They investigate in particular the effect of close encounters on circumstellar disks, which are frequent among very young low-mass protostars. Studying the encounter between a TTS without disk and a TTS with disk, they find that, the smaller the pericenter distance of encounter is, the more violent is the disruption of the disk, i.e. the smaller the outer radius of the surviving disk. E.g., for ejection velocities between 3 and 10 km/s implying pericenter distances of 2 to 25 AU, they find outer remnant disk radii of typically less than 10 AU. This effect reduces the viscous evolution of the disk, so that accretion rapidly ceases (Armitage and Clarke [50]). Hence, this mechanism turns TTS with accretion disks (most of which are cTTS) into TTS without observable disks (most of which are wTTS). For their subsequent studies, they distinguished between TTS with high and low magnetic fields. For ejected TTS with low magnetic field, the duration of the cTTS phase can still be relatively long, so that they predict the existence of ejected TTS (without accretion but with IR excess emission) located outside molecular clouds. For the case of strong stellar magnetic dipole fields, which can couple with the inner disk region effectively braking the stellar rotation rate (e.g., Bouvier [51]), the ejected cTTS will very rapidly turn into a wTTS without H_α and near - IR excess emission, which

however should still be detectable at wavelengths $> 5 \mu\text{m}$ due to emission from outer disk material.

Armitage and Clarke [50] predict that such transition systems should rotate with periods similar to cTTS. This can be tested by observation. While wTTS usually rotate with periods shorter than a few days, cTTS show rotation periods of four to nine days. All of the so-called 'naked' TTS found by Mundt et al. [52] and Walter et al. [19] among previously unidentified EO sources show weak H_{α} emission, and there is only one star also detected at mm wavelengths, namely V836 Tau (Skinner et al. [53]). With a rotation period of 7.0 days (Vrba and Rydgren [54]), this star is one of the slowest rotating wTTS. (The slow rotation of V836 Tau is probably not tidally forced by its companion, as the period of seven days is longer than the transition period between circular and eccentric orbits among PMS stars, which should also be the dividing line between synchronized and non-synchronized systems.) Hence, it may be possible to use the rotation period of a wTTS to estimate the time that has elapsed since the (inside-out) disk dispersal begun; a fast rotating wTTS has cleared its disk completely, while a slowly rotating wTTS is just dispersing its disk.

Alcalá et al. [34] have performed optical and IR photometry of Li-rich PMS stars among RASS source counterparts in and around the Chamaeleon clouds. Most of their stars show spectral energy distributions consistent with black bodies, i.e. could be called naked TTS. Two stars, however, show strong HKLM excess emission typical of cTTS, one with weak H_{α} emission and one with highly variable H_{α} emission [55,34]. Both of these stars lie on-cloud but may be transition systems - as described by Armitage and Clarke [50] - with low accretion but still strong emission from the outer disk.

Three other stars in Alcalá et al [34] show weak H_{α} emission, no near-IR excess, but L and/or M excess emission, one of which lies several degrees off the nearest cloud, namely RXJ1001.1-7913 with spectral type M0, i.e. a low-mass raTTS candidate. By comparing its locus in the H-R diagram (assuming a distance of 150 pc) with D'Antona and Mazzitelli [57] tracks, Alcalá et al. [35] found its age to be just $1.57 \pm 0.56 \cdot 10^6$ yrs. With high-resolution spectroscopy, C97 confirmed that this star shows lithium, i.e. is very young, irregardless of any distance assumption. Also, C97 measured its rotational velocity to be ~ 15 km/s, i.e. relatively low for a wTTS. Its radial velocity being ~ 12 km/s (C97) indicates that it slowly moves towards us relative to the Chamaeleon clouds [36]. Its proper motion relative to the other Chamaeleon TTS, when it becomes available, may be able to show whether it could have been ejected from any of the Chamaeleon clouds.

3.2. *Run-away TTS south of Taurus?* The new PMS stars found south of the Taurus clouds [25-27] are located as far as 10° south of the

southern border of the IRAS 100 μm contours, i.e. up to 24° south of the southern border of the known Taurus CO clouds (c.f. Fig.2). Their birth-place could be anywhere on the clouds in Taurus. To have moved 20° (i.e. 50 pc at a distance of 140 pc) in $\leq 10^7$ yrs implies a line-of-sight velocity dispersion $\geq 5/\sqrt{3}$ km/s ≈ 3 km/s, which is consistent with the observed radial velocity dispersion of 2.8 km/s. At a distance of 140 pc, a proper motion of 10 mas per year corresponds to 6.7 km/s.

Any ejected rTTS south of Taurus should have proper motions indicating that they are currently moving to the south relative to the motion of the Taurus cloud complex as a whole. Among the 17 Li-rich stars in the sample

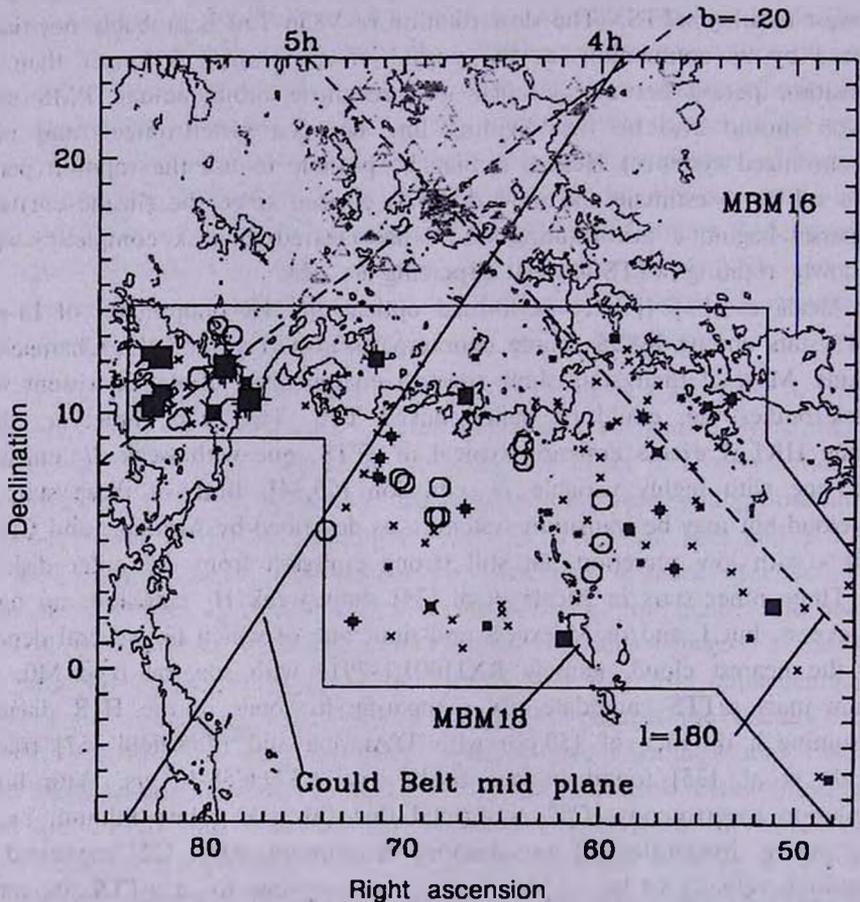


Fig.2. The area studied south of Taurus. Shown are two IRAS 100 μm contours overlapping with the area (black box) studied by Neuhäuser et al [27]. Symbols are as follows: New PMS stars (filled squares); new ZAMS stars (*); ROSAT counterparts with undetected lithium (\times); previously known bona-fide TTS (filled triangles); and TTS discovered by Wichmann et al. [23] (open triangles). The new PMS stars have symbol sizes proportional to their lithium excess above the ZAMS level. Those with radial velocity consistent with Taurus membership have a large + superimposed, and those consistent with Orion have a large \times . There are no lithium-rich stars in the strip indicated in the lower right, which extends out of the figure boundaries to $\delta = -17$. Lynds clouds (Lynds [56]) are also shown (black circles).

south of Taurus that have known proper motions from Frink et al. [58], none is moving south relative to Taurus. The catalogs from which these proper motions were extracted (STARNET and PPM) are magnitude-limited, and, hence, are biased against low-mass stars. However, raTTS should be more frequent among the lowest-mass TTS, but may be less frequent among G- and K-type TTS (Sterzik and Durisen [42]), which constitute the majority in the sample.

At face value, these data would therefore seem to suggest that there are not more than $\sim 10\%$ raTTS among PMS stars outside molecular clouds. Interestingly, Neuhäuser et al. [27] have shown that $\sim 10\%$ of the bona-fide TTS in central Taurus do show either proper motion or radial velocity inconsistent with kinematic membership. These stars may also be raTTS - just ejected.

Of the pre-MS stars south of Taurus with proper motions from [58], six have radial velocity very different from the Taurus mean, but all six share the Taurus proper motion. Hence, their 3D space motions are consistent with them having been ejected from Taurus along the line of sight. Interestingly, their radial velocities are all smaller than the mean of Taurus, indicating that they are moving towards us, relative to the clouds. The probability of this happening by chance is less than 2%. Instead, this is simply because if they had been ejected in the opposite direction, we would probably not have detected them, since their greater distance would have made them too faint for detection in the RASS.

One of the new PMS stars south of Taurus can be identified as a very promising raTTS candidate, namely RXJ0511.2+1031, c.f. Neuhäuser et al. [27].

3.3. Run-away TTS in Orion? Parenago [59] presented a list of Orion nebula stars which included star number 1724, now called P1724, that has subsequently been shown to be one of the most active TTS known, as evidenced by the detection of a very powerful X-ray flare (Gagné et al. [60]; Preibisch et al. [61]). P1724 is a relatively bright ($V \approx 10.6$ mag) star located only 15' north of the Trapezium cluster in Orion. There have been a number of studies of the proper motion of P1724, and the probability of membership to the Orion association according to different authors has ranged from 0% and 97%. Preibisch et al. [61] presented a low-resolution spectrum showing $W_\lambda(H_\alpha) = 4\text{\AA}$ and $W_\lambda(\text{Li}) = 0.47\text{\AA}$. P1724 does not show excess infrared emission, and there is no IRAS source in the vicinity (Weaver and Jones [62]). Hence, one can classify this star as wTTS.

Recently, Neuhäuser et al. [63] have studied this star in great detail, with the following results:

Based on deep R-band imaging, no companion is found down to a separation of $\sim 1''$ and a magnitude difference of $\Delta R = 7$ mag. With hundreds

of V , R , and I measurements obtained within twelve weeks, its rotation period is confirmed to be about 5.7 days. Repeated high-resolution spectra show very low amplitude radial velocity variability. This series of high-resolution, high S/N spectra exhibit variations in the line profiles that are common in spotted stars. Data reduction by Doppler-imaging techniques yields an image showing a pronounced dark feature at relatively low latitude. Its derived size and temperature indicate that it can easily produce the observed photometric and spectroscopic variability.

Multiple high-resolution spectra yield a rotational velocity $v \cdot \sin i = 71$ km/s, and a mean radial velocity of +23 km/s that is consistent with kinematic membership to the Orion star forming region. Therefore, the distance to P1724 is most likely also ~ 460 pc. Based on the proper motion of P1724 as listed in the STARNET catalog, the derived 3D space velocity shows that P1724 moves north relative to the Trapezium; in other words, its proper motion differs from most Trapezium stars, which is the reason why some earlier proper motion studies concluded that P1724 may not belong to the Orion star forming region.

Optical ($UBVR$) and infrared (JHK) photometry of P1724 as well as the spectral energy distribution are presented, showing that P1724 is a naked (weak-line) T Tauri star. The bolometric luminosity is estimated to be $51 L_{\odot}$, the spectral type to be K0, and the radius to be $9.0 R_{\odot}$ (from both the Stefan-Boltzmann law based on the luminosity and temperature, and from the Barnes-Evans relation, which is consistent with a nominal distance to P1724 of ~ 460 pc).

Although P1724 has lost all its circumstellar material, its bolometric luminosity places it very close to the birth-line at an age of only $\approx 2 \cdot 10^5$ years, with a mass of $\approx 3 M_{\odot}$ (consistently found from four different sets of pre-main sequence tracks and isochrones). This age is consistent with its present location and 3D space motion (~ 10 km/s relative to the Trapezium) under the assumption that it was ejected from the Trapezium $\approx 10^5$ yrs ago.

P1724 thus appears to be a single, very young, naked, weak-line TTS moving north relative to the Trapezium, but sharing the Orion radial velocity. All the observations are consistent with P1724 being a run-away TTS, ejected from its birth place, the Trapezium cluster, only $\approx 10^5$ years ago (Neuhäuser et al. [63]).

Although the relatively large mass of this star, neither the Sterzik and Durisen [42] nor the Kroupa [45] scenario rule out the ejection of such massive stars, they are just a priori less likely. However, due to observational biases, it may even be more likely to find such a massive (and, hence, luminous) rTTS.

One of the newly-discovered PMS stars south of Taurus, RXJ0511.2+1031, has been identified as a very promising rTTS candidate. It was identified as a TTS with follow-up observations of ROSAT sources south of the Taurus

clouds (Magazzù et al. [26], Neuhäuser et al. [27]). This star has a spectral type K7 with H_{α} emission (Magazzù et al. [26]) and $W_{\lambda}(\text{Li}) = 0.65\text{\AA}$ (which is the largest in the Magazzù sample). It is located on the λ Ori cloud. It originated in Orion, it is now moving towards us with a radial velocity of ~ 10 km/s relative to the Orion clouds. This velocity translates into ~ 10 pc per million yrs, so that one would still expect the star to be more distant than ~ 400 pc if it originated in λ Ori, at ~ 460 pc. Unfortunately, its proper motion has not yet been measured. Repeated high-resolution spectra show no indications of binarity (Neuhäuser et al. [27], and Sterzik et al. [64]) found no visual companions down to $0''.6$ separation and ΔR up to 7 mag. The small observed rotational velocity of only ~ 5 km/s for this star (Neuhäuser et al. [27]) is consistent with the predictions for recently ejected rTTS (Armitage and Clarke [50]). This star has $V \approx 14$ mag (from the GSC), while many other stars in the sample south of Taurus have $V \approx 11$ to 12 mag (Magazzù et al. [26]). Such a difference in brightness is consistent with the difference in distance between Taurus and Orion.

3.4. HIPPARCOS results for new TTS. More recently, Neuhäuser and Brandner [65] have cross-correlated the list of ROSAT-discovered TTS with the HIPPARCOS catalog. Out of ~ 500 lithium-rich ROSAT counterparts, which were presumed to be low-mass PMS stars, 21 stars have been observed by HIPPARCOS. These 21 stars include three wTTS from the Wichmann et al. [23] sample in central Taurus, and one new PMS star found south of Taurus by Magazzù et al. [26].

The proper motions of these four Taurus TTS are consistent with membership to the Taurus T association and also agree well with proper motion data from the STARNET (or PPM) catalogue (Frink et al. [58]). Also, the distances of these stars - based on HIPPARCOS parallaxes - are in agreement with the mean distance of the Taurus TTS and clouds, which is ~ 140 pc.

For one of these four stars (HD 283798) precise photometry is available, and Neuhäuser and Brandner [65] have combined the spectral type, the photometry and the HIPPARCOS parallax to compute its absolute bolometric luminosity in order to place it on the H-R diagram. By comparison with evolutionary tracks and isochrones (D'Antona and Mazzitelli [57]), they determined for HD 283798 a mass of $\sim 1.3 M_{\odot}$ and an age of ~ 12 Myr. It lies clearly above the ZAMS.

Using the available photometry, Neuhäuser and Brandner [65] were able to place a total of 15 ROSAT-discovered lithium-rich stars on the H-R diagram using the HIPPARCOS parallaxes. All of them lie above the ZAMS and thus are indeed PMS stars with ages ranging from 1 to 15 Myr. Only two of the stars are located on the Hayashi-tracks, whereas the other 13 are post-TTS, located on radiative tracks, with relatively low lithium abundance.

4. *On the origin of wide dispersed T Tau type stars.* X-ray surveys have proved to be a powerful tool for finding PMS stars. Moreover, X-ray surveys of star-forming regions over the last several years have detected a widely dispersed population of candidate T Tauri or post - T Tauri type stars. With the ROSAT All-Sky Survey (RASS) as well as pointed Position Sensitive Proportional Counter (PSPC) and High Resolution Imager (HRI) observations it is now possible to search and investigate possible candidates of PMS stars in the areas of star forming and their neighboring regions, in a relatively systematic way. Young populations of low-mass stars have been found spread over large areas mostly devoid of molecular gas in Taurus (Neuhäuser et al. [25], Wichmann et al. [23]), Chameleon (Alcala et al. [28,34]), Orion (Sterzik et al. [24], Alcala et al. [35]) and Lupus (Krautter et al. [30], Wichmann et al. [31]).

The wide dispersal of these young low-mass stars is difficult to reconcile with the standard picture of star formation, in which stars are formed in molecular clouds and are found to be associated with them over essentially their entire PMS stage.

Various explanations have been proposed to account for the spatial distribution of these stars, all assuming star formation occurring over short time scales, less than 10 million years (see, Neuhäuser et al. [25], Feigelson [41], Briceño et al. [38]).

One such scenario calls for dynamical ejection of wTTS from their parent clouds via stellar encounters in former multiple systems, thus producing so called "runaway TTS" (Neuhäuser et al. [25]).

An alternate approach has been taken by Feigelson [41] who proposed that star formation in short lived, rapidly moving cloudlets produces a widely dispersed population in time scales of order 10^7 yr and leave essentially no trace of molecular gas in association with those young stars.

Briceño et al. [38] proposed that the majority of these stars are not pre-main-sequence stars, but young main sequence stars of ages up to 10^8 yr.

The main criterion to establish the evolutionary status of these X-ray sources is the existence of strong Li absorption at 6708Å. Indeed, Li is dragged deeply inside low-mass stars by convection, and thus progressively disappears from the outer layers. While Li mixing is poorly known, in general terms a high Li line equivalent width ($> 0.5 \text{ \AA}$) argues in favor of a PMS status, and a low equivalent width is more typical of young main sequence stars (e.g., the Pleiades). The reliability of the measurement of the Li equivalent width depends however crucially on the spectral resolution.

Resuming all above mentioned it seems that accurate measure of the Li equivalent width with high spectral resolution ($< 0.1 \text{ \AA}$) of significant amount of candidate stars may overcome the problem.

5. *Concluding remarks.* The number of true pre-MS stars among lithium-rich ROSAT counterparts certainly varies from region to region. Four different types of regions must be distinguished:

- 1) On-cloud and on the Gould Belt, e.g. Taurus, Lupus, Orion,
- 2) On-cloud, off-Belt (i.e. outside of the Belt), e.g. Chamaeleon,
- 3) Off-cloud, on-Belt, e.g. south of Taurus,
- 4) And off-cloud, off-Belt, e.g. far south of Taurus, far off Lupus.

The Table below summarizes the fraction of the different kinds of stars

Area	Li > IC 2606 wTTS $\leq 10^7$ yr	Li ~ IC 2606 pTTS $\sim 10^7$ yr	Li ~ Pleiades ZAMS $\sim 10^8$ yr
on cloud, on Belt (1)	1/3	1/3	1/3
on cloud, off Belt (2)	2/3	-	1/3
off cloud, on Belt (3)	1/8	3/8	1/2
off cloud, off Belt (4)	1/20	1/20	9/20

Remarks: (1)

(truly young pre-MS stars, 30 Myr old post-TTS, and ZAMS stars) in the different regions. The numbers given are very rough estimates and do not take into account differences between the different star forming regions, like star formation efficiency and history. The estimates given are fractions found in the respective sample of ROSAT counterparts with detected lithium in low-resolution spectra. (1) On the Taurus, Lupus, and Orion clouds. (2) On the Chamaeleon clouds. (3) Slightly south of Taurus. (4) The areas and stars referred to here in the strips far south of the Taurus clouds (Neuhäuser et al. [25,27]) and near Lupus (Wichmann et al. [32]) are only the areas outside the relevant (Taurus or Lupus) clouds and outside the relevant part of the Gould Belt, i.e. the stars on the cloud and the Belt studied in those papers are not included.

To summarize, the most important results of the follow-up studies of the ROSAT sources in and around the star forming regions are:

1) In any of the regions investigated, we find lithium-rich stars among the optical counter-parts of ROSAT sources, a mixture of young pre-MS stars, ZAMS stars and young MS stars.

2) Hundreds of new T Tauri stars are found in star forming clouds in the ROSAT sample.

3) Few pre-main sequence stars are found far away from clouds (possibly ejected run-away T Tauri stars or born in cloudlets?).

4) Among the post-TTS, some may be low-mass Gould Belt members.

5) The ZAMS population expected from galactic models is also seen.

We refer to the recent review by Neuhäuser [7] for more details. One of the main results of the ROSAT mission is the fact that T associations

cover larger areas in the sky than previously thought.

¹ Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, Germany

² Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia

T-АССОЦИАЦИИ В РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧАХ

Р. НОИХОЙЗЕР¹, В. АМБАРЯН²

Представлены свойства рентгеновской эмиссии звезд типа Т Тельца и основные результаты, полученные с помощью рентгеновской миссии ROSAT. Представлены результаты последующих оптических наблюдений ROSAT-овских источников неидентифицированных с известными звездами типа Т Тельца. Удивительно, что некоторые из них расположены вне принятых классических границ очагов звездообразования, т.е. вне темных облаков. Обсуждается их кинематика и образование.

REFERENCES

1. *A.H.Joy*, *Astrophys. J.*, **102**, 168, 1945.
2. *V.A.Ambartsumian*, *Stellar Evolution and Astrophysics*, Acad. Sci. Armen., Yerevan, 1947.
3. *G.H.Herbig*, *Adv. Astron. Astrophys.*, **1**, 47, 1962.
4. *U.Bastian*, *U.Finkenzeller*, *C.Jascheck*, *M.Jascheck*, *Astron. Astrophys.*, **126**, 438, 1983.
5. *C.Bertout*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **27**, 351, 1989.
6. *I.Appenzeller*, *R.Mundt*, *Astron. Astrophys. Rev.*, **1**, 291, 1989.
7. *R.Neuhäuser*, *Science*, **276**, 1363, 1997.
8. *J.Elias*, *Astrophys. J.*, **224**, 857, 1978.
9. *S.Kenyon*, *D.Dobrzycka*, *L.Hartmann*, *Astron. J.*, **108**, 1872, 1994.
10. *T.Preibisch*, *M.Smith*, *Astron. Astrophys.*, **322**, 825, 1997.
11. *Wichmann et al.*, 1998, *Month. Notic. Roy. Astron. Soc.*, submitted.
12. *H.Ungerechts*, *P.Thaaideus*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **63**, 645, 1987.
13. *G.H.Herbig*, *Astrophys. J.*, **214**, 747, 1977.
14. *B.F.Jones*, *G.H.Herbig*, *Astron. J.*, **84**, 1872, 1979.
15. *E.D.Feigelson*, *J.M.Jackson*, *R.D.Mathieu*, *P.C.Myers*, *F.M.Walter*, *Astron. J.*, **94**, 1251, 1987.
16. *F.M.Walter*, *Astrophys. J.*, **306**, 573, 1986.

17. *G.H.Herbig, K.R.Bel*, Lick Observatory Bulletin, №1111, 1998.
18. *R.Neuhäuser, M.F.Sterzik, J.H.M.M.Schmitt, et al.*, Astron. Astrophys., **297**, 391, 1995.
19. *F.M.Walter, A.Brown, R.D.Mathieu, P.C.Myers, F.J.Vrba*, Astron. J., **96**, 297, 1988.
20. *G.H.Herbig*, 'The post T Tauri stars'. In: L.V.Mirzoyan (Hrsg.), Problems of Physics and Evolution of the Universe. Academy of Science of Armenia, Erevan, p. 171, 1978.
21. *J.Trümper*, Adv. Space Res., **2**, 241, 1983.
22. *R.Neuhäuser, M.F.Sterzik, J.H.M.M.Schmitt, et al.*, Astron. Astrophys., **295**, L5, 1995a.
23. *R.Wichmann, J.Krautter, J.H.M.M.Schmitt, et al.*, Astron. Astrophys., **312**, 439, 1996.
24. *M.F.Sterzik, J.M.Alcalá, R.Neuhäuser, J.H.M.M.Schmitt*, Astron. Astrophys., **297**, 418, 1995.
25. *R.Neuhäuser, M.F.Sterzik, G.Torres, E.L.Martín*, Astron. Astrophys., **299**, L13, 1995.
26. *A.Magazzù, E.L.Martín, M.F.Sterzik, et al.*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **124**, 449, 1997.
27. *R.Neuhäuser, G.Torres, M.F.Sterzik, S.Randich*, Astron. Astrophys., **325**, 647, 1997.
28. *J.M.Alcalá, L.Terranegra, R.Wichmann, et al.*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **119**, 7, 1996.
29. *J.M.Alcalá, C.Chavarría, L.Terranegra*, Astron. Astrophys., **330**, 1017, 1998.
30. *J.Krautter, R.Wichmann, J.H.M.M.Schmitt, et al.*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **123**, 329, 1997.
31. *R.Wichmann, J.Krautter, E.Covino, et al.*, Astron. Astrophys., **320**, 185, 1997.
32. *R.Wichmann, M.F.Sterzik, J.Krautter, A.Metanomski, W.Voges*, Astron. Astrophys., **326**, 211, 1997.
33. *T.Preibisch, et al.*, Astron. Astrophys., in press, 1998.
34. *J.M.Alcalá, J.Krautter, J.H.M.M.Schmitt, et al.*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **114**, 109, 1995.
35. *J.M.Alcalá, J.Krautter, E.Covino, et al.*, Astron. Astrophys., **319**, 184, 1997.
36. *E.Covino, J.M.Alcalá, S.Allain, et al.*, Astron. Astrophys., **328**, 187, 1997.
37. *R.Neuhäuser et al.*, Astron. Astrophys., in press, 1998.
38. *C.Briceño, L.W.Hartmann, J.R.Stauffer, M.Gagné, R.A.Stern*, Astron. J., **113**, 740, 1997.
39. *W.Hoff et al.*, in preparation, 1998.
40. *Ya.P.Pavlenko, A.Magazzù*, Astron. Astrophys., **311**, 961, 1996.
41. *E.D.Feigelson*, Astrophys. J., **468**, 306, 1996.
42. *M.F.Sterzik, R.Durisen*, Astron. Astrophys., **304**, L9, 1995.
43. *L.W.Hartmann, R.Hewett, S.Stahler, R.D.Mathieu*, Astrophys. J., **309**, 275, 1986.
44. *U.Ghori, H.C.Bhatt*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **278**, 611, 1996.

45. *P.Kroupa*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **277**, 1522, 1995.
46. *C.Leinert, H.Zinnecker, N.Weitzel et al.*, *Astron. Astrophys.*, **278**, 129, 1993.
47. *A.M.Ghez, G.Neugebauer, K.Matthews*, *Astron. J.*, **106**, 2005, 1993.
48. *R.D.Mathieu*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **32**, 405, 1994.
49. *W.Brandner, J.M.Alcalá, M.Kunkel, A.Moneti, H.Zinnecker*, *Astron. Astrophys.*, **307**, 121, 1996.
50. *P.J.Armitage, C.J.Clarke C.J.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **285**, 540, 1997.
51. *J.Bouvier, S.Cabrit, M.Fernandez, E.L.Martín, J.M.Matthews*, *Astron. Astrophys.*, **272**, 176, 1993.
52. *R.Mundt, F.M.Walter, E.D.Feigelson et al.*, *Astrophys. J.*, **269**, 229, 1983.
53. *S.L.Skinner, A.Brown, F.M.Walter*, *Astron. J.*, **102**, 1741, 1991.
54. *F.J.Vrba, A.E.Rydgren*, *Astrophys. J.*, **283**, 123, 1984.
55. *J.M.Alcalá, E.Covino, M.Franchini et al.*, *Astron. Astrophys.*, **272**, 225, 1993.
56. *B.T.Lynds*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **12**, 163, 1962.
57. *F.D'Antona, I.Mazzitelli*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **90**, 467, 1994.
58. *S.Frink, S.Röser, R.Neuhäuser, M.F.Sterzik*, *Astron. Astrophys.*, **325**, 613, 1997.
59. *P.P.Parenago*, *Trudy Gosud. Astron. Sternberga*, **25**, 1, 1954.
60. *M.Gagné, J.-P.Caillault, J.R.Stauffer*, *Astrophys. J.*, **445**, 280, 1995.
61. *Th.Preibisch, R.Neuhäuser, J.M.Alcalá*, *Astron. Astrophys.*, **304**, L13, 1995.
62. *W.B.Weaver, G.Jones*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **78**, 239, 1992.
63. *R.Neuhäuser, S.J.Wolk, G.Torres, Th.Preibisch, N.M.Stout-Batalha, A.Hatzes, S.Frink, R.Wichmann, E.Covino, J.M.Alcalá, W.Brandner, F.M.Walter, M.F.Sterzik*, *Astron. Astrophys.*, in press, 1998.
64. *M.F.Sterzik, R.H.Durisen, W.Brandner, J.Jurcevic, R.K.Honeycutt*, *Astron. J.*, **114**, 1555, 1997.
65. *R.Neuhäuser, W.Brandner*, *Astron. Astrophys.*, **330**, L29, 1998.

Книги

Г.С.Саакян. Физика нейтронных звезд. Издание Ереванского государственного университета, 1998г.

Монография является вторым, переработанным и дополненным вариантом первого издания: Объединенный Институт ядерных исследований, г. Дубна, 1995г. Ее цель - дать картину современной физической теории нейтронных звезд, охватывающей целый комплекс проблем (термодинамика вырожденной сверхплотной плазмы, теория звездных конфигураций, релятивистская теория гравитации, физика пульсаров и тесных двойных систем), которая за последние несколько десятков лет превратилась в бурно развивающееся направление на стыке между физикой и астрофизикой.

Она состоит из предисловия, десяти глав, обширного списка литературы (184 наименования) и предметного указателя. Приведены умело подобранные задачи с решениями, которые дополняют содержание основного материала. В книге 17 таблиц и 24 рисунка.

В главах I-III детально изложена теория вырожденного сверхплотного вещества с учетом современных представлений о кварковой структуре адронов. Выведено уравнение состояния сверхплотного звездного вещества для всего диапазона плотностей, представляющего интерес в теории нейтронных звезд и белых карликов.

В главе IV приведены основы релятивистской теории гравитации. Глава написана с большим мастерством на основе многолетних лекций автора на кафедре теоретической физики Ереванского государственного университета. Знание релятивистской теории гравитации необходимо для освоения материала последующих глав.

В главе V изложена теория внутреннего строения нейтронных звезд-звездных конфигураций с массой порядка солнечной и радиусом порядка 10 км.

Глава VI "Остывание вырожденных звезд" посвящена источникам внутренней энергии сверхплотных звезд (белые карлики, нейтронные звезды). Обсуждается роль вращения в этом вопросе. Обосновывается, что в сверхплотных звездах большие температуры не возможны благодаря интенсивным потерям энергии, прежде всего нейтринным.

Главы VII и VIII посвящены наиболее важным проявлениям нейтронных звезд - пульсарам. Приведены данные наблюдений и теория пульсаров, в частности, теория их радиоизлучения. Результаты теории сопоставляются с данными наблюдений. Обосновывается роль пульсаров в качестве уникальных зондов межзвездного пространства.

Глава IX посвящена нейтронным звездам в тесных двойных системах (нейтронная звезда + обычная звезда). Обсуждается физическая природа и механизм вспышек рентгеновского излучения в аккрецирующих нейтронных звездах (барстеры), а также причины истечения от центра аккрецирующей нейтронной звезды в диаметрально противоположных направлениях сравнительно узких струй вещества (объекты типа SS 433).

В последней главе "Космологические и космогонические аспекты нейтронных звезд" исследовано представление о том, что часть нейтронных звезд могла образоваться на ранней стадии расширения Вселенной непосредственно из сплошного космического вещества. Обосновывается вывод о том, что компактные ядра галактик в основном должны состоять из белых карликов и нейтронных звезд. Достаточно подробно изложена проблема электромагнитного излучения ядер галактик.

Монография написана одним из основоположников теории сверхплотных небесных тел, которому принадлежат многие из излагаемых в книге результатов. Ее особенностью является четкость и доступность изложения при значительном лаконизме. Наряду с монографией автора "Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс" (Москва, 1972г., в английском переводе Нью-Йорк, 1974г.), она еще раз подтверждает весомый вклад армянских физиков в развитие представлений о физике нейтронных звезд.

Новая монография Саакяна Г.С. может служить пособием для начинающих специалистов, справочником для ученых, занимающихся исследованием нейтронных звезд, пульсаров и их проявлений в тесных двойных системах и в компактных ядрах галактик.

Э.В. Чубарян

CONTENTS

Spectrum of V 350 Cep: Observations in 1978 - 1994 <i>T.Yu.Magakian, T.A.Movsesian, E.R.Hovhannesian</i>	165
New OB-association in Pup - CMA. <i>A.L.Gyulbudaghian, J.May</i>	179
Possible systematization of classic novae by types of light curves. II. Observed characteristics of novae and groups <i>A.E.Rosenbush</i>	189
Study of new sample of candidate blue compact dwarf galaxies. HI observations of 73 objects at Nancay radio telescope <i>G.Comte, A.R.Petrosian, G.A.Ohanian, J.A.Stepanian</i>	203
On the gamma-bursts distribution on celestial sphere <i>P.A.Tarakanov</i>	219
On the fluctuation mechanism of proton vortices appearance in the "npe"- phase of neutron star <i>D.M.Sedrakyan, K.M.Shahabasyan</i>	225
The stratified model of neutron star <i>S.I.Bastrikov, V.V.Papoyan, D.V.Podgainy</i>	235
The radiation of pulsars <i>G.S.Saakian</i>	253
Conservation laws for multilevel transfer problems <i>A.G.Nikoghossian, R.A.Krikorian</i>	269
Two-photon processes of annihilation and creation of electron-positron pairs. II. Kinetic equation for photons <i>D.I.Nagirner, V.M.Loskutov</i>	275
Qualitative analysis of higher-loop string cosmology. II <i>A.A.Saharian</i>	295
REVIEWS	
T associations in X-rays <i>R.Neuhäuser, V.Hambaryan</i>	311
BOOKS	327

700911

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ

Г.С.Саакян 253

ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ ДЛЯ МНОГОУРОВЕННЫХ ЗАДАЧ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

А.Г.Никогосян, Р.А.Крикорян 269

ДВУХФОТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ РОЖДЕНИЯ И АННИГИЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР. II. КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ФОТОНОВ

Д.И.Нагирнер, В.М.Лоскутов 275

КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ СТРУННОЙ КОСМОЛОГИИ С ПЕТЛЕВЫМИ ПОПРАВКАМИ. II.

А.А.Саарян 295

ОБЗОРЫ

T-АССОЦИАЦИИ В РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧАХ

Р. Ноихойзер, В.Амбарян 311

КНИГИ

327