ISSN - 0571 - 1712

ЦИЅՂԱՖԻՉԻԿԱ АСТРОФИЗИКА

TOM 49

МАЙ, 2006

ВЫПУСК 2

СТРУКТУРА ВНУТРЕННИХ ОБЛАСТЕЙ ОКОЛОЗВЕЗДНЫХ ГАЗОВЫХ ОБОЛОЧЕК МОЛОДЫХ ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД. I. ИЗОЛИРОВАННАЯ Ас-ЗВЕЗДА ХЕРБИГА WW Vul

О.В.Козлова, Д.Н.Шаховской, А.Н.Ростопчина, И.Ю.Алексеев 171 ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА И ПОЛЯРИЗАЦИИ W Сер

Т.А.Полякова 187

ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБЫХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД ИЗ ПЕРВОГО БЮРАКАНСКОГО СПЕКТРАЛЬНОГО ОБЗОРА НЕБА. II

К.С.Гигоян, А.М.Микаелян, Н.Маурон 197 РАДИОИСТОЧНИК Z0254+43: z = 4.067

В.Р.Амирханян, В.П.Михайлов 209 ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ МЕДЛЕННО ВРАЩАЮ-ЩИХСЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, М.К.Шахабасян 221 ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО ВРАЩАЮЩИХСЯ И ОСЦИЛЛИРУЮЩИХ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, М.К.Шахабасян 231 ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВЕЗДНЫХ КОНФИГУ-РАЦИЙ ИЗ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

А.А.Садоян 243

4

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

EPEBAH

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան) Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան) Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Քալլողլյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոգան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Ի.Գ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Դ.Կունտ (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչուկ (Ռուսաստան), Է. Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения) Заместители главного редактора: В.В.Иванов (Россия), Э.Е.Хачикян (Армения) Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)

Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), Ю.Н.Гнедин (Россия), В.П.Гринин (Россия-Украина), И.Д.Караченцев (Россия), Д.Кунт (Франция), А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США), А.М.Черепащук (Россия)

"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.

"ԱՍՏՂԱՖԻՋԻԿԱ"-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 աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով։ Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար։

Адрес редакции: Республика Армения, Ереван 19, пр. Маршала Баграмяна 24^г Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38 e-mail: astrofiz @ sci.am

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2006

АСТРОФИЗИКА

TOM 49

МАЙ, 2006

ВЫПУСК 2

УДК: 524.337-56

СТРУКТУРА ВНУТРЕННИХ ОБЛАСТЕЙ ОКОЛОЗВЕЗДНЫХ ГАЗОВЫХ ОБОЛОЧЕК МОЛОДЫХ ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД. І. ИЗОЛИРОВАННАЯ Ас-ЗВЕЗДА ХЕРБИГА WW Vul

О.В.КОЗЛОВА, Д.Н.ШАХОВСКОЙ, А.Н.РОСТОПЧИНА, И.Ю.АЛЕКСЕЕВ Поступила 23 ноября 2005 Принята к печати 17 февраля 2006

Представлены результаты одновременного спектрального и фотометрического мониторинга Ae-звезды Хербига WW Vul в окрестности линий На и резонансного дублета натрия Na I D. Показано, что спектральная переменность звезды в значительной мере обусловлена влиянием анизотропного дискового ветра, высокоскоростная компонента которого формируется во внутренней области аккрешионного диска. Околозвездный газ в основании ветра демонстрирует значительную переменность плотности и скорости, что хорошо согласуется с результатами моделирования аккреции и истечения у молодых звезд, управляемых магнитным полем звезды и/или диска. Анализ переменности параметров эмиссионной линии На показал также, что плотность газа во внутренней области аккреционного диска меняется на шкале времени более 10 лет.

1. Введение. Молодые звезды, еще не вышедшие на Главную последовательность, окружены протяженными газопылевыми оболочками. которые можно обнаружить по ИК-избыткам, связанным с излучением горячей околозвездной (CS) пыли. Внутренние области этих оболочек представляют собой аккреционные диски, над которыми расположена более высокоширотная область звездного ветра (см. работы [1-3]). Структура этих областей в общих чертах хорошо согласуется с результатами моделирования процесса магнитосферной аккреции [4-6] и наиболее полно исследована у маломассивных молодых звезд типа Т Тельца. Исследование внутренней структуры CS газовых оболочек молодых горячих звезд, или Ае/Ве звезд Хербига, до сих пор сталкивается с рядом проблем при попытке создать физическую модель процесса аккреции и истечения газа у этих звезд. В значительной мере это обусловлено отсутствием поверхностной магнитной активности у звезд спектральных классов А и В, что сильно затрудняет возможность математического моделирования этой задачи. Вот почему решение этой проблемы зависит в первую очередь от накопления наблюдательных данных и исследования свойств молодых горячих звезд.

В представленной работе приводятся результаты одновременных

29235735

Filter

15-15-69-0

спектральных и фотометрических наблюдений изолированной Ае-звезды Хербига WW Vul (Sp A3e) в области эмиссионной линии На и линий резонансного дублета натрия Na I D. WW Vul принадлежит к группе фотометрически активных молодых звезд (звезды типа UX Ori), околозвездные диски которых ориентированы с ребра или под небольшими углами по отношению к наблюдателю, в результате чего околозвездные пылевые облака могут время от времени пересекать луч зрения и вызывать затмение звезды. Это обуславливает присутствие у звезд типа UX Ori признаков нестационарной газовой аккреции в спектрах и существование связи между спектральной и фотометрической переменностью (подробно эти свойства описаны в работах [7-9]).

Полученные результаты позволили сопоставить фотометрическую и спектральную переменность WW Vul на шкале времени около 10 лет и исследовать наблюдаемые свойства и структуру ее околозвездной газовой оболочки.

2. Наблюдения. Спектральные наблюдения проводились в Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) на 2.6-м телескопе в период с 1993 по 2003гг. Все спектры получены в фокусе Куде на 2.6-м телескопе КрАО (ЗТШ), оснащенном ПЗС-камерой. Спектральное разрешение менялось от 0.4 до 0.8 Å. Всего было получено 37 спектров в области эмиссионной линии На и 19 спектров в области линий резонансного дублета натрия. Данные о датах наблюдений, отношении сигнала к шуму в континууме S/N и эквивалентной ширине EW(Ha) приведены в табл.1.

Одновременно со спектральными наблюдениями на 1.25-м телескопе КрАО АЗТ-11 проводилась оценка блеска WW Vul с помощью UBVRIфотометра-поляриметра [10]. Средняя ошибка в полосе U составила 0^{°°}.04. Блеск звезды в полосе V приведен в табл.1 (значения, когда оценка блеска делалась не в ночь наблюдений, а в соседние с ней даты, отмечены звездочкой).

Обработка спектров (вычитание фона неба, удаление следов космических частиц, приведение к уровню непрерывного спектра и коррекция за линии поглощения земной атмосферы) выполнялась с помощью пакета программ SPE, разработанного С.Г.Сергеевым и используемого в КрАО. При определении эквивалентной ширины проводилось вычитание фотосферного профиля, который рассчитывался с помощью программы SYNTH Пискунова [11] и Венской базы атомных линий VALD [12]. При расчете были приняты следующие параметры: $T_{s\phi\phi} = 8500$ K, log g = 3.5, $V\sin i = 150$ км/с (см. [9]). Результирующая ошибка определения *EW* для большинства спектров составила около 1 Å, ошибки определения лучевых скоростей - около

10 км/с, для интенсивности эмиссионных компонент линии Нα ошибка не превышала 0.1.

Таблица 1

ДАННЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ WW Vul

Дата	V	Спектр. область	S/N	EW(Ha)	Спектр. разрешение
1	2	3	4	5	6
13.07.93	10".66	Ηα	14	22.8	0.6
15.07.93	10.68	Ηα	12	20.5	0.6
		Na I D	38		0.6
23.08.93	10.71	Ηα	17	21.2	0.8
27.08.93	10.83	Ηα	17	17.3	0.6
8.10.93	10.65	Na I D	42		0.6
9.10.93	10.65*	Ηα	30	19.3	0.6
10.10.93	10.65	Ηα	35	23.0	0.6
10.00		NaID	48		0.6
17.06.94	-	Ηα	18	20.0	0.3
30.06.94	-	Ηα	20	22.3	0.4
1.10.94	10.62	NaID	25	1 121-2-	0.3
2.10.94	10.64	NaID	24		0.3
3.10.94	11.09	NaiD	23	12.1	0.3
29.08.95	10.80	Ha No L D	30	13.1	0.4
16.06.06		NA I D	30	17.0	0.4
10.00.90	-		15	17.0	0.0
19.06.06	10.46	Na I D	21	15.0	0.4
14.09.06	10.40	Ha	31	17.0	0.0
14.08.90	10.55	Na L D	75	17.7	0.0
19 09 06	10.51	Halb	31	16.7	0.0
27 07 09	10.51	Ha	30	. 12.2	0.0
21.01.70	10.55	NeLD	40	12.2	0.4
20.08.08	10.72	Ha I D.	29	19.4	0.4
21.08.98	10.72	Ha	28	19.1	0.4
21.00.70	10.70	NaID	28		0.4
22 08 98	10.63	Ha	40	16.5	0.4
22.00.70	10.05	NaID	84	10.0	0.4
24.08.98	10.68	Ha	35	16.1	0.4
21.00.70	10.00	Na I D	70		0,4
13.04.99	10.65	Ha	32	16.0	0.4
20.0	10.05	Na I D	50		0.4
20.08.99	10.57	Ha	35	17.0	0.4
11.09.99	10.61	Ηα	28	14.6	0.4
18.09.01	10.38"	Ηα	24	17.7	0.4
05.07.02	10.47	Ηα	29	18.7	0.4
06.07.02	10.51	Ηα	63	19.1	0.4
07.07.02	10.49	Ηα	52	17.9	0.4
		Na I D	43		0.4
24.08.02	10.38	Ha	23	19.9	0.4
		Na I D	39		0.4
	1				and the second se

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6
26.08.02	10.38'	Ηα	36	17.1	0.4
		Na I D	40		0.4
27.08.02	10.38	Ηα	37	19.7	0.4
		Na I D	43		0.4
29.08.02	10.38"	Ηα	48	23.8	0.4
01.09.02	10.4*	Ηα	40	19.3	0.4
		Na I D	37		0.4
02.11.02	10.60	Ηα	26	15.7	0.4
27.04.03	10.60"	Ηα	43	18.7	0.4
23.05.03	-	Ηα	28	14.8	0.4
08.06.03	10.90	Ηα	22	18.4	0.4
20.06.03	10.86	Ηα	18	17.3	0.4
17.08.03	10.33	Ηα	19	15.2	0.4
19.08.03	10.81	Ηα	51	15.2	0.4

Результаты были также дополнены данными, полученными на Nordic Optical Telescope (NOT) [9] и обработанными по той же схеме.

3. Результаты наблюдений.

3.1. Линия На. Наиболее полное исследование переменности профилей этой линии в зависимости от состояния блеска звезды, включая глубокие минимумы, было проведено Колотиловым в [13]. Им было показано, что эмиссия в линии На у WW Vul всегда имеет 2-х компонентный профиль и сильно переменна, в результате чего при



Рис.1. Профили эмиссионной линии На, наблюдаемые в спектре WW Vul.

околозвездные газовые оболочки. І

значительных ослаблениях блеска эквивалентная ширина эмиссии увеличивается, а поток падает. Характер эмиссионного профиля указывает на истечение вещества (а не аккрецию, как в случае других звезд типа UX Ori). Это хорошо видно на рис.1, где показаны все наблюдавшиеся спектры WW Vul (предварительно из них был вычтен фотосферный профиль звезды). Для удобства они наложены друг на друга и сглажены, шкала лучевых скоростей приведена в систему координат звезды, где за лучевую скорость WW Vul принята лучевая скорость межзвездной линии резонансного дублета натрия (определение лучевых скоростей по фотосферным линиям из-за больших значений величины vsini может



Рис.2. Пример определения лучевых скоростей синего V (На) и красного V (На) эмиссионных компонент эмиссионной линии На (рис.2а) и лучевых скоростей синей V (Na) и красной V (Na) границ CS абсорбционных компонент линий резонансного дублета натрия (рис.2b).

175

привести к значительным ошибкам, а использование межзвездных линий резонансного дублета натрия, как показано в [14], обеспечивает хорошее согласие с лучевой скоростью, определенной по фотосферным линиям, не превышающее 5 км/с).

Как видно из рисунка, линия Н α имеет 2-х компонентный эмиссионный профиль с центральной абсорбцией, параметры которой меняются от ночи к ночи. Отношение интенсивностей синего (V) и красного (R) компонент в 80% полученных спектров оказывается меньше единицы и характерно для истечения вещества.

Связь наблюдаемой переменности профиля На с изменением блеска звезды. Из табл.1 видно, что полученные профили соответствуют разным уровням блеска. И хотя диапазон его изменения за все время наблюдений оказался невелик (с добавлением спектров, полученных на NOT, он составляет 0^m.82 в полосе V), представляет интерес исследование связи наблюдаемой переменности профиля с изменением



Рис.3а. Зависимость от блеска в полосе *R* выбранных параметров эмиссионной линии На : интенсивностей синего и красного эмиссионных компонент *I* и *I* и значения их лучевых скоростей *V* и *V* (черные кружки). Открытыми кружками отмечены данные [9]. Звездочками обозначены точки, фотометрия для которых была получена в соседние ночи.

блеска звезды. С этой целью были выбраны несколько параметров: интенсивности синего (I_{bbas}) и красного (I_{red}) эмиссионных компонент, их лучевые скорости $(V_{bbas}$ и $V_{red})$, лучевая скорость центральной абсорбции (V_{abs}) , ее интенсивность (I_{abs}) , а также эквивалентная ширина эмиссии (EW) и поток в линии (F), который рассчитывался исходя из значений блеска в полосе R (эта же полоса использовалась при построении зависимости перечисленных параметров от блеска звезды). Лучевые скорости эмиссионных компонент определялись по положению бисектора эмиссионного компонента, на 0.1 ниже максимального значения интенсивности I_{abs} и I_{red} (см. рис.2а).

Все полученные зависимости показаны на рис.За и 3b. Они показывают, что связь между спектральной переменностью и блеском выражена достаточно слабо. Некоторые величины, такие как I_{blue} , вообще не зависят от уровня фотометрической активности звезды. В определен-



Рис.3b. Зависимость от блеска в полосе R выбранных параметров эмиссионной линии На : интенсивности центральной абсорбции I_{abs} , лучевой скорости центральной абсорбции V_{abs} , эквивалентной ширины эмиссии EW и потока в линии F (черные кружки). Открытыми кружками отмечены данные [9]. Звездочками обозначены точки, фотометрия для которых была получена в соседние ночи. ной мере это может быть обусловлено небольшим диапазоном изменения блеска, однако полностью объяснить этим фактом полученные результаты нельзя. Кроме того, из рисунков видно, что некоторые величины, такие как V_{abs} и V_{bbs} , показывают разный характер зависимости при $m_R < 10^{\circ}.2$ и при $m_R > 10^{\circ}.2$ (коэффициент корреляции для V_{abs} составляет 0.84 ± 0.18 и -0.15 ± 0.15 соответственно, достоверность результата вблизи максимума превышает 99%): вблизи максимума блеска наблюдается увеличение скорости истечения газа.

В результате этого в максимуме блеска происходит смещение центральной абсорбции в синюю область, а сама абсорбция становится шире. Это хорошо видно на рис.4, где приведены результаты усреднения спектров звезды, сделанные с интервалом 0^m.2 Они показывают, что



Рис.4. Пример изменения профилей эмиссионной линии Нα от состояния блеска звезды. Тонкой линией показаны профили в наиболее ярком состоянии блеска (блеск в полосе *R* менялся от 10^m.0 до 10^m.2), толстой - при ослаблении до 10^m.2-10^m.4 и точками - спектры, соответствующие блеску от 10^m.4 до 10^m.6.

в максимуме блеска усредненный эмиссионный профиль указывает на истечение газа со скоростями –40 км/с и более, а при ослаблении блеска тип профиля становится характерным для вращающихся кеплеровских дисков.

Как известно, связь между переменностью параметров эмиссии Hα и блеском у звезд типа UX Ori обусловлена ориентацией их CS-дисков относительно наблюдателя и является характерной чертой спектральной переменности этих звезд (см. работы [1,7-9,13,15]). Это вызвано тем, что при ослаблении блеска уровень континуума звезды уменьшается, а относительный вклад CS-эмиссии растет, так что в моменты минимумов значения эквивалентной ширины и интенсивности увеличиваются, а в максимуме блеска они минимальны. На рис.3 этого не наблюдается.

Характер многолетней переменности эмиссионной линии $H\alpha$. Значительная фотометрическая активность звезд типа UX Огі обычно не позволяет исследовать многолетнюю переменность в линии $H\alpha$. Однако в случае WW Vul диапазон фотометрической переменности, как отмечалось выше, оказался небольшим, а параметры эмиссии не показали значимой зависимости при ослаблении блеска. Это делает возможным рассмотрение поведения профиля на многолетней временной шкале.

На рис.5 показана зависимость некоторых параметров от JD. Для сравнения на рисунке показано поведение блеска звезды в полосе *R*. Хорошо видно, что интенсивность центральной абсорбции демонстрирует многолетний тренд с характерным временем, превышающим 10 лет. Это означает, что во внутренней области CS-диска плотность газа на луче зрения может меняться со временем. Аналогичный тренд заметен и в поведении *EW* и *F*, однако он искажен влиянием фотометрической





179

переменности звезды, в результате которой эти величины показали рост значений в момент максимума блеска, а *EW* - также и в момент минимума. Поскольку плотность газа в аккреционном диске обычно связана с темпом аккреции, полученные результаты могут указывать на изменение темпа аккреции на многолетней временной шкале.

3.2. Линии резонансного дублета натрия Na I D. Исследования WW Vul в области резонансного дублета Na I D впервые были проведены в КрАО в 1993г. (см. [16]). Они показали, что глубины и эквивалентные ширины CS абсорбционных компонент WW Vul оказываются систематически ниже, чем у остальных звезд типа UX Ori (см., например, работы [8,16]).

На рис.6 показаны все наблюдавшиеся профили линий Na I D. Для удобства они наложены друг на друга и сглажены, а лучевые скорости межзвездных компонент приняты за лучевую скорость звезды. Как видно из рисунка, линии дублета представляют собой бленду, состоящую из двух компонент (как показано в [9], расширенной вращением фотосферной линией можно пренебречь): узкой межзвездной абсорбции и смещенной в красную (либо в синюю) сторону переменной околозвездной компоненты.

Частота появления CS-компонент заметно отличается от сезона к сезону. Из-за больших перерывов в наблюдениях сложно сказать,



Рис.6. Профили линий резонансного дублета натрия Na ID, наблюдаемые в спектре WW Vul.

существует ли в этих изменениях какая-либо закономерность, однако можно отметить, что наиболее глубокие, смещенные в синюю сторону абсорбционные компоненты наблюдались в максимуме блеска звезды. Следует также отметить, что появление смещенных в синюю и красную сторону абсорбционных компонент показывает, что признаки ветра и аккреции в линиях натрия время от времени сменяют друг друга.

Анализируя характер смещенных в синюю и красную сторону абсорбционных компонент, показанных на рис.6, можно также отметить, что истекающий газ имеет неоднородную структуру, благодаря чему смещенные в синюю сторону абсорбционные компоненты демонстрируют быструю переменность, с характерным временем около суток и имеют систематически большую глубину по сравнению с компонентами, смещенными в красную сторону. Таким образом, колонковая плотность атомов нейтрального натрия в ветре может значительно превышать аналогичный параметр для вещества аккреционного диска.

Это позволяет нам в случае WW Vul говорить об анизотропном звездном ветре, формирующимся во внутренней области CS-газовой оболочки.

3.3. Связь между переменностью эмиссионной линии На и CS-компонентами линий резонансного дублета Na I D. Как известно, центральная абсорбция эмиссионной линии На формируется во внутренней области аккреционного диска, проецирующейся на диск звезды. Таким образом, лучевые скорости эмиссионных компонент На являются, фактически, границами центральной абсорбции и, следовательно, аналогичны синей и красной границам CS абсорбционных компонент линий резонансного дублета NaID. Исследование возможных взаимосвязей между переменностью этих линий может дать ответ на вопрос о том, насколько связаны друг с другом области их формирования. С этой целью были построены следующие зависимости: лучевых скоростей эмиссионных компонент V_{им}(Ha) и V_м(Ha) линии На друг от друга, синей V (Na) и красной V (Na) границ CS абсорбционных компонент линий NaID, а также $V_{\rm the}$ (H α) от $V_{\rm the}$ (Na) и V_(На) от V_(Na). Все они показаны на рис.7 (пример определения величин V_{ми}(Na) и V_м(Na) показан на рис.2b).

Как видно из показанных зависимостей, величины $V_{bhe}(Na)$ и $V_{bhe}(H\alpha)$, а также $V_{red}(Na)$ и $V_{red}(H\alpha)$ хорошо коррелируют друг с другом (коэффициенты корреляции составляют соответственно $r = 0.79 \pm 0.3$ и $r = 0.75 \pm 0.24$). Это означает, что области формирования CS абсорбционных компонент этих линий близки, хотя и не совпадают полностью. Обнаруживается и связь между переменностью самих границ абсорбционной линии натрия $V_{bhe}(Na)$ и $V_{red}(Na)$ ($r = 0.69 \pm 0.22$),

отражающая отмеченные выше сезонные изменения линий дублета. В линии Нα такой корреляции нет.





4. Характеристика звездного ветра WW Vul по данным наблюдений. Характер переменности эмиссионной линии Hα и смещенных в синюю сторону CS абсорбционных компонент линий резонансного дублета натрия показывает, что в случае WW Vul мы имеем дело с редким случаем, когда вещество аккреционного диска и истекающий околозвездный газ практически одновременно проецируются на диск звезды. При этом угол наклона диска к лучу зрения остается небольшим и позволяет наблюдать ослабления блеска, вызываемые пылевыми облаками. Это означает, что связь между спектральной и фотометрической переменностью WW Vul отражает структуру как аккреционного диска, так и звездного ветра.

Таким образом, мы можем сопоставить характер переменности, вызываемый ветром, с изменением блеска звезды и исследовать свойства истекающего CS-газа (следует заметить, что ни для других звезд типа UX Ori, ни для фотометрически спокойных Ае-звезд Хербига с признаками истечения вещества в спектрах это сделать невозможно).

Как уже упоминалось выше, у звезд типа UX Огі при ослаблении блеска происходит уменьшение глубины центральной абсорбции На и рост эквивалентной ширины эмиссии (в моменты наиболее глубоких минимумов центральная абсорбция полностью исчезает, и профиль становится однокомпонентным).

У WW Vul не было обнаружено связи между эквивалентной шириной и блеском. Зависимость интенсивности центральной абсорбции от фотометрической переменности звезды показала рост лишь верхней границы наблюдавшихся значений I_{abs} , тогда как нижняя граница оставалась практически неизменной. Это означает, что при экранировании звезды пылевым облаком на луче зрения может оставаться значительная часть CS-вещества, ответственного за формирование абсорбционного профиля линии. При этом параметры газа, проецирующегося на луч зрения, меняются на шкале времени от суток и более, что указывает на его сильную неоднородность.

В целом, полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что процесс истечения газа у WW Vul носит не постоянный характер, а происходит в некоторые активные фазы, во время которых резко усиливаются скорость и плотность истечения. В максимуме блеска вклад звездного ветра оказывается наиболее заметным. Это выражается в появлении глубоких, смещенных в синюю сторону абсорбционных компонент в линиях резонансного дублета натрия Na I D, а также увеличении лучевой скорости центральной абсорбции и синего эмиссионного компонента в линии Hα.

5. Обсуждение. Полученные результаты показали, что наклон околозвездного диска WW Vul относительно наблюдателя несколько больше, чем у остальных звезд типа UX Огі, в результате чего на луче зрения может наблюдаться как аккрецирующее вещество, так и звездный ветер. Это позволило сопоставить свойства истекающего газа с уровнем фотометрической активности звезды и сделать следующие выводы:

1. Звездный ветер WW Vul формируется в прилегающей к звезде области аккреционного диска, поэтому его вклад в спектральную переменность наиболее заметен в максимуме блеска, когда внутренние слои CS-диска оказываются наиболее открытыми для наблюдателя.

2. Параметры истечения, такие как скорость и плотность, показывают значительную переменность со временем. Это означает, что у звезды существуют фазы активности, во время которых ветер усиливается.

3. Плотность газа во внутренней области аккреционного диска оказывается переменной и показывает медленные изменения на шкале времени более 10 лет.

Эти результаты хорошо согласуются с данными по моделированию аккреции и истечения у молодых звезд, управляемых магнитным полем звезды и/или диска (см., например, работы [17,18]) и позволяют нам говорить об обнаружении у WW Vul переменного анизотропного дискового ветра.

Другим важным результатом является обнаружение изменения плотности околозвездного газа на шкале времени более 10 лет. Такая переменность может быть вызвана изменением темпа аккреции во внутренней области околозвездного диска.

Полученные результаты полностью аналогичны выводам, сделанным для фотометрически спокойной Ас-звезды Хербига HD 31648 с признаками истечения вещества в спектре [2,19], что позволяет рассматривать эту звезду как близкий аналог WW Vul, отличающийся от нее, фактически, только наклоном CS-диска к лучу зрения.

Авторы выражают искреннюю благодарность П.П.Петрову и М.А.Погодину за ценные замечания, сделанные при обсуждении работы. Работа выполнена при поддержке гранта INTAS 03-51-6311.

Крымская астрофизическая обсерватория, Украина, e-mail: oles@crao.crimea.ua

THE STRUCTURE OF INNER REGIONS OF CIRCUMSTELLAR ENVELOPES AROUND YOUNG HOT STARS. I. THE ISOLATED Ae HERBIG STAR WW Vul

O.V.KOZLOVA, D.N.SHAKHOVSKOI, A.N.ROSTOPCHINA, I.Yu.ALEKSEEV

The results of simultaneous long-term spectral and photometric monitoring of Herbig Ae star WW Vul in the region of emission H α line and the sodium resonance doublet Na I D are presented. It is shown that the spectral variability of the star is caused mainly by the anisotropic disk wind, high-velocity component of which is formed in the internal region of accretion disk. The circumstellar gas in footpoint of the wind shows the variability of the density and velocity, that is in good agreement with the results of modeling of an accretion and outflows around young stars controlled by the stellar and/or disk magnetic field. The analysis of H α emission parameters variability showed also the changing of gas density in the inner region of accretion disk on the time scale more than 10 years.

Key words: (stars:)circumstellar matter - individual:WW Vul

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В.П.Гринин, А.Н.Ростопчина, Астрон. ж., 73, 194, 1996.
- 2. В.П.Гринин, О.В.Козлова, Г.А.Чунтонов, Астрофизика, 46, 265, 2003.
- 3. L.B.F.M. Waters, C. Waelkens, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 36, 233, 1998.
- 4. A.Konigl, Astrophys. J., 370, L.39, 1991.
- 5. F.Shu, J.Najita, E.Ostraiker et al., Astrophys. J., 429, 781, 1994.
- 6. L.Hartmann, R.Hewett, N.Calvet, Astrophys. J., 426, 669, 1994.
- 7. V.P.Grinin, P.S.The, D. de Winter, M.Giampapa et al., Astron. Astrophys., 292, 165, 1994.
- 8. О.В.Козлова, В.П.Гринин, А.Н.Ростопчина, Астрон. ж., 44, 36, 2000.
- 9. V.P.Grinin, O.V.Kozlova, A.Natta et al., Astron. Astrophys., 379, 482, 2001.
- 10. V. Piirola, Ann. Acad. Sci., 418, 61, 1975.
- 11. N.E. Piskunov, "Stellar Magnetism", eds. Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, Nauka, St. Petersburg, 1992, p.92.
- 12. F.Kupka, N.E.Piskunov, T.A.Ryabchikova et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 138, 119, 1999.
- 13. Е.А.Колотилов, Астрофизика, 13, 33, 1977.
- 14. U.Finkenzeller, I.Yankovich, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 57, 285, 1983.
- 15. V.P. Grinin, L.V. Tambovtseva, Astron. Astrophys., 293, 396, 1995.
- V.P.Grinin, O.V.Kozlova, P.S.The, A.N.Rostopchina, Astron. Astrophys., 309, 474, 1996.
- 17. A.P. Goodson, K.H.Böhm, R.M. Wingle, Astrophys. J., 524, 142, 1999.
- 18. A.P. Goodson, R.M. Wingle, Astrophys. J., 524, 159, 1999.
- 19. О.В.Козлова, Астрофизика, 49, 81, 2006.

АСТРОФИЗИКА

TOM 49

МАЙ, 2006

ВЫПУСК 2

УДК: 524.35-38

ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА И ПОЛЯРИЗАЦИИ W Сер

Т.А.ПОЛЯКОВА

Поступила 20 декабря 2005 Принята к печати 17 февраля 2006

На основе наших фотометрических и поляриметрических наблюдений W Сер за 1983 -2003гг. обсуждается предположение о затменном характере ее изменений. В статье сделана попытка, отделив медленные изменения блеска, построить по нашим наблюдениям W Сер среднюю кривую блеска с элементами: JD_{min} = 2448105^d + 2090^d Е. При этом обнаруживается сильная переменность от периода к периоду в области фаз 0.1-0.3, вызываемая, возможно, переменным потоком вещества между компонентами.

1. Введение. Переменность блеска W Сер (HD 214369, BD+57 2568) открыл Эстин [1] в 1855г. Он заподозрил, что эта звезда имеет короткий период, в несколько дней, и впоследствии многие наблюдатели безуспешно пытались его определить [2]. Из всех наблюдений, накопившихся более чем за 100 лет, в каталоге ОКПЗ [3] был сделан вывод, что у W Сер "на медленные колебания с $P \approx 2000^{d}$ накладываются колебания с $P \approx 350^{d}$ ".

Спектральные наблюдения этой звезды были редкими и непродолжительными и в совокупности позволили отнести ее к типу звезд VV Сер, то есть к сверхгигантам, имеющим слабый спутник, часто раннего спектрального класса, окруженный мощной оболочкой [4]. Холодный сверхгигант у W Сер, по-видимому, сам является переменной звездой, о чем говорят и медленные изменения уровня среднего блеска, и различия в определениях в разное время спектрального класса сверхгиганта: (К0ер - M2ер)Ia + B0/B1 [3]. Надо отметить, что спектральный класс спутника нельзя считать хорошо определенным [5]. И, наконец, в 1997г. спеклинтерферометрические наблюдения четко показали двойственную природу W Сер [6].

2. Наблюдения. Наши фотометрические и поляриметрические наблюдения W Сер проводились с конца 1983г. по 1993г. в основном на телескопе A3T-14 (48 см) в Армении на Бюраканской наблюдательной базе Астрономического института СПбГУ с одноканальным поляриметром, установленным в кассегреновском фокусе. В периоды нижних кульминаций Цефея они дополнялись наблюдениями на 9-дюймовом телескопе в Петербурге с подобной аппаратурой А с'1996г. мы имеем наблюдения,

ALARANE AL

выполняемые только с этим телескопом в Петербурге. Среднеквадратичная ошибка поляризационных измерений для W Сер на A3T-14 составляет: σ = 0.08%, а на девятидюймовом: σ = 0.18%.

При фотометрических измерениях звездой сравнения служила BD+57°2562, для которой, путем привязки к звездам из фотоэлектрического каталога [7], мы определили $V = 7^m.23$, $B - V = +1^m.71$. Оценки блеска W Сер с фильтрами B и V имеют внутреннюю ошибку $\varepsilon = 0^m.03$. Результаты наших наблюдений W Сер за 1983-1986гг. опубликованы в журнале Переменные звезды [8], а за 1987-2003гг. - приведены здесь в табл.1. Результаты наблюдений блеска W Сер на телескопе - спутнике НІРРАRCOS вполне совпадают с нашими результатами там, где они перекрываются (1989-1991).

Таблица 1

ID 244	V	B-V	P%	θ	Фаза	JD 244	V	B - V	P%	θ	Фаза
1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
6823 28	7.53	+2.11	2.33	56.9	0.387	7493.28	7.44	2.18	2.35	69.8	0.707
6862.27	7.54	2.06	2.72	37.3	0.405	7528.36	7.40	2.10	2.46	68.1	0.724
6886.45	7.59	2.05	3.39	39.5	0.417	7551.39	7.44	2.17	3.35	71.2	0.735
6907.51	7.55	2.09	3.57	47.5	0.427	7567.27	7.40	2.16	4.19	60.8	0.743
6922.50	7.55	2.11	3.78	48.2	0.434	7632.54	7.46	2.07	3.06	63.4	0.774
6929.50	7.55	2.10	3.61	49.8	0.437	7664.49	7.50	2.09	2.48	63.0	0.789
6941.51	7.53	2.10	3.48	51.6	0.443	7672.50	7.40	2.07	2.55	68.2	0.793
6953.49	7.51	2.10	4.11	52.8	0.449	7683.50	7.48	2.14	2.19	67.8	0.798
6973.51	7.42	2.11	4.07	53.9	0.458	7700.42	7.51	2.13	1.99	73.9	0.806
6986.44	7.39	2.10	4.07	54.1	0.465	7708.48	7.52	2.11	2.11	65.4	0.810
7002.40	7.32	2.06	4.11	58.4	0.472	7732.33	7.54	2.13	2.03	67.0	0.822
7014.35	7.35	2.08	3.86	58.8	0.478	7764.39	7.54	2.12	2.02	69.2	0.837
7040.30	7.34	2.10	3.89	62.3	0.490	7788.49	7.49	2.12	2.45	66.3	0.848
7047.45	7.35	2.08	3.84	62.8	0.494	7811.29	7.57	2.09	2.75	69.0	0.859
7054.44	7.35	2.11	3.51	64.3	0.497	7834.19	7.65	2.08	2.78	67.6	0.870
7069.28	7.39	2.10	3.71	66.0	0.504	7865.27	7.83	2.02	2.90	65.7	0.885
7099.48	7.43	2.14	3.39	69.2	0.519	7901.19	7.80	2.00	3.61	60.8	0.902
7144.50	-	-	2.96	66.9	-	7918.19	7.74	2.02	3.84	58.3	0.910
7161.44	7.41	2.10	3.12	68.0	0.548	7967.57	7.71	2.00	4.12	56.9	0.934
7168.16	7.40	2.10	3.36	67.6	0.552	7971.54	7.72	2.03	3.82	58.8	0.936
7258.38	7.44	2.11	4.71	54.8	0.595	8015.48	7.84	2.00	4.85	58.8	0.957
7260.52	7.46	2.10	4.72	56.6	0.596	8030.47	7.88	2.01	5.12	59.6	0.964
7266.41	7.43	2.16	4.48	52.7	0.598	8039.49	7.94	2.00	4.55	56.8	0.968
7280.41	7.46	2.12	5.01	63.1	0.605	8053.42	8.04	1.91	4.17	60.8	0.975
7307.42	7.39	2.07	5.76:	55.8	0.618	8065.48	8.06	1.97	4.82	59.0	0.981
7338.47	7.36	2.08	5.37:	53.7	0.633	8076.40	8.08	1.95	4.58	61.3	0.986
7340.47	7.34	2.11	5.01	54.4	0.634	8088.39	8.14	1.97	4.79	59.4	0.992
7346.42	7.36	2.11	4.87	56.9	0.637	8107.38	8.15	1.90	4.33	59.8	0.001
7379.51	7.33	2.15	4.33	55.0	0.653	8121.51	8.13	1.95	4.79	60.9	0.008
7424.25	7.40	2.15	3.20	61.9	0.674	8139.46	8.08	1.96	4.19	59.8	0.016
7441.50	7.42	2.18	3.00	68.6	0.682	8148.40	8.02	1.99	4.00	60.8	0.020

РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОМЕТРИИ И ПОЛЯРИМЕТРИИ W Сер

ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА И ПОЛЯРИЗАЦИИ W Сер

189

Таблица 1 (продолжение)

	2	2	4	5	6	1	2	2		5	6
1	2	3	4		0	1	2	3	4	3	0
8161.33	7.98	1.95	-	-	0.027	0884.34	7.07	2.05	-	-	0.330
8162.24	-	-	3.76	60.6	-	0892.27	7.17	2.11	3.98	65.2	0.333
8166.44	7.85	2.03	3.99	59.2	0.029	0897.41	7.16	2.03	-		0.336
8266.18	7.37	2.08	3.30	63.9	0.077	0906.46	7.17	2.12	4.30	54.4	0.340
8280.21	7.38	2.01	3.46	59.2	0.084	0935.43	7.28	2.06	4.16	60.8	0.354
8342.50	7.23	2.11	3.03	57.7	0.113	1038.48	7.05	2.08	-	-	0.403
8366.52	7.31	2.06	3.61	33.7	0.125	1058.48	0.9/	2.00		-	0.413
8416.48	7.43	2.01	3.79	58.0	0.149	1000.49	7.03	2.05	3.09	54.4	0.417
8418.51	7.43	2.04	3.83	33.2	0.150	10/0.51	0.98	2.10	3.33	55.8	0.419
8429.52	7.51	2.00	- 12	-	0.155	1001.29	7.07	2.07	3.00	54.0	0.420
8461.40	7.55	1.90	3.13	55.7	0.170	1112 40	7.03	2.07	3.30	50.2	0.429
8500.32	7.55	1.95	2.01	50.7	0.109	112.40	7.02	2.09	2.00	39.2	0.439
8510.27	7.59	1.95	2.30	61 A	0.150	1120.34	7.00	2.00	2.25	55 1	0.451
8320.31	7.01	1.95	2.20	50.2	0.201	11/2 28	7.11	2.09	2.50	55.0	0.451
8/98.40	7.29	2.04	2.01	50.0	0.332	1160 30	7.11	2.08	3.10	59.5	0.455
0001 47	7.24	2.04	2.31	50.0	0.330	1171 28	7.10	2.00	3.54	50.5	0.400
0007 40	7.22	2.05	2.14	52.7	0.345	1187 24	7.20	2.11	3 83	59.1	0.407
0020 57	7.15	2.04	2.70	53.5	0.351	1200 21	7.20	2.09	4 10	64.0	0.475
0100 50	7.15	2.04	2.37	AQ A	0.476	1202.21	7 23	2.07	4.00	61.8	0.487
0100.30	7.51	2.05	2.30	63.4	0.566	1212.22	7.26	2.10	4.00	60.8	0.407
9209.30	7.51	2.01	2.32	05.4	0.500	1220.27	7 22	2.07	4.26	63.8	0.495
0164 48	7 82	1 08	4 78	51 4	0.985	1236 25	7 25	2.05	4.02	70.2	0.495
0104.40	7.65	2.00	4.70	50.9	0.001	1242 25	7 20	2.05	3 71	75.5	0.501
0170.42	7.58	2.00		50.5	0.008	1246 23	7.18	2.11	4.56	65.2	0.503
0212.45	7.24	2 04	_	_	0.060	1252.25	7.17	2.05	3.85	69.2	0 506
0322 31	7 19	2.08	-	_	0.061	1253 27	7.13	2.08	4.14	70.1	0.506
0343 48	7 08	2.08	3.42	54.6	0.071	1282.43	7.07	2.12	3.53	66.0	0.520
0374.40	7.04	2.06	2.73	56.6	0.086	1289.46	7.07	2.12	3.51	71.1	0.523
0459.24	6.84	2.10	2.86	66.0	0.126	1294.40	7.02	2.14	4.75	64.5	0.526
0465.35	-	_	3.00	62.3	-	1306.44	7.06	2.15	3.64	64.3	0.532
0478.17	6.85	2.12	-	-	0.135	1311.41	7.05	2.15	4.30	65.6	0.534
0486 22	6.83	2.10	2.92	64.6	0.139	1393.44	7.12	2.12	4.28	64.6	0.573
0497.20	6.84	2.13	2.68	64.8	0.144	1415.36	7.07	2.12	3.86	71.9	0.584
0513.50	6.86	2.13	3.15	64.0	0.152	1423.37	7.08	2.12	4.22	64.8	0.588
0515.24	6.85	2.12	-	-	0.153	1444.34	7.05	2.13	3.82	62.2	0.598
0518.22	6.89	2.14	3.02	60.7	0.154	1483.49	7.05	2.09	-	-	0.616
0522.24	6.85	2.12	3.28	65.2	0.156.	1490.36	7.06	2.13	3.74	68.6	0.620
0546.35	7.00	2.07	3.42	66.0	0.168	1513.16	7.03	2.11	3.62	65.8	0.631
0555.38	7.04	2.08	4.41	66.5	0.172	1538.24	7.00	2.05	3.40	70.6	0.642
0574.37	7.12	2.12	2.53	64.3	0.181	1566.19	6.89	2.03	3.46	71.8	0.656
0683.39	7.58	2.05	-	-	0.233	1575.24	6.90	2.05	3.03	67.2	0.660
0693.40	7.56	2.07	-		0.238	1585.19	6.90	2.03	-	-	0.665
0749.33	7.49	1.95	-	-	0.265	1590.22	6.90	2.04	-	-	0.667
0757.36	7.44	1.98	2.11	78.4	0.269	1596.22	6.91	2.05	3.60	68.7	0.670
0797.37	7.16	1.98	1.91	71.3	0.288	1599.25	6.91	2.05	-	-	0.672
0838.23	7.15	1.98	3.37	63.1	0.308	1616.24	6.94	2.04	-		0.680
0862.26	7.14	2.01	3.06	69.0	0.319	1626.28	6.96	2.06	3.57	71.8	0.685
0880.28	7.17	2.06	2.38	68.4	0.328	1630.46	6.98	2.04	3.26	70.4	0.687

Таблица 1 (окончание)

								_			
1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
1650 46	7.00	2.11	3.80	63.9	0.696	2252.27	7.27	2.07	2.94	56.9	0.984
1656 46	6 99	2.08	4.98	66.9	0.699	2264.41	7.49	2.11	-	2.0-1	0.990
1782 49	7.01	2.12	-	-	0.759	2268.22	7.58	2.10	2.25	68.9	0.992
1785 35	7.04	2.13	2.87	65.6	0.761	2321.54	7.50	2.13	-	-	0.017
1794 48	7 03	2.04		-	0.765	2342.24	7.35	2.10	- 1	-	0.027
1795 45	7.02	2.06	2.92	58.4	0.766	2348.33	7.26	2.11	-	-	0.030
1806 32	6.96	2.06	-	-	0.771	2351.27	7.22	2.10	1.0-	-	0.032
1814.27	6.94	2.13	2.76	62.5	0.775	2358.36	7.24	2.08	-	-	0.035
1819.47	6.92	2.11	3.98	64.0	0.777	2367.36	7.22	2.10	3.48	52.4	0.039
1836.26	6.92	2.10	3.10	60.7	0.785	2380.46	7.18	2.11	3.46	56.9	0.045
1838.29	6.95	2.11	-		0.786	2390.47	7.12	2.04	- 1	-	0.050
1866.35	6.99	2.10	2.87	65.8	0.800	2519.39	7.42	2.04	3.74	45.4	0.112
1874.17	7.00	2.06	2.88	68.2	0.803	2537.48	7.35	2.05	-	-	0.120
1906.23	7.00	2.09	2.68	60.2	0.819	2561.43	7.33	2.05	-	-	0.132
1931.21	7.12	2.07	2.71	68.7	0.831	2608.22	7.31	2.00	-	- 1	0.154
1933.23	7.09	2.10	1.95	73.3	0.832	2625.21	7.30	2.09	-	-	0.163
1957.22	7.16	2.04	-	-	0.843	2698.25	7.26	2.07	-		0.198
1976.30	7.21	2.14	-	-	0.852	2701.27	7.26	2.05	-	-	0.200
1989.27	7.25	2.08	2.99	60.5	0.858	2714.28	7.23	2.04	-	-	0.205
2145.36	7.18	2.06	1.91	62.1	0.933	2719.26	7.21	2.05	-	-	0.208
2170.47	7.13	2.13	1.65	61.2	0.945	2754.35	7.26	2.04	-		0.224
2173.31	7.15	2.06	2.13	68.8	0.946	2937.23	7.55	2.11	-	-	0.312
2178.49	7.13	2.08	2.24	59.7	0.949	2982.27	7.47	2.07	-	-	0.333
2202.23	7.11	2.06	1.36	71.5	0.960	2997.20	7.42	2.02	-	-	0.341
2217.31	7.16	2.08	2.30	63.6	0.967	3006.18	7.45	2.08	-		0.345
2228.20	7.19	2.10	2.12	62.7	0.973	3029.17	7.36	2.03		-	0.356
2235.18	7.20	2.10	2.34	68.6	0.976	3055.30	7.31	2.06	-	- 1	0.368

3. Обсуждение результатов.

3.1. Фотометрия. Периодичность изменений блеска W Сер с $P \approx 2000^d$ всегда проявлялась в виде довольно глубоких минимумов блеска, около 1^m.0 [9-11]. По результатам наших наблюдений величину этого периода можно определить как $P = 2090^d \pm 20^d$ или примерно 5.7 лет. Между этими глубокими минимумами происходят еще пять заметных понижений блеска (от 0^m.5 до 0^m.3). Средний уровень блеска тоже медленно изменяется с периодичностью около 20-25 лет и с амплитудой приблизительно 0^m.5. Для того, чтобы свести результаты наших наблюдений в одну кривую блеска с периодом 2090^d, уберем медленное изменение среднего блеска, которое примем таким, как показано на рис.1. Полученная в результате кривая блеска по элементам: $JD_{mh} = 2448105 \pm 2090 E$ приведена на рис.2. Ее вид заставляет нас сделать следующие замечания: 1) глубокий минимум окружен с обеих сторон менее глубокими минимумами. 2) Если предположить, что W Сер

ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА И ПОЛЯРИЗАЦИИ W Сер

может быть затменной переменной, то среди остальных минимумов можно обнаружить вторичный минимум, тоже обрамленный с обеих сторон понижениями блеска. При этом в первый из наблюдавшихся



Рис.1. Результаты наблюдений блеска W Сер за 1983-2004гг. Плавная кривая, проведенная от руки, представляет медленное изменение блеска.

нами периодов (1984-1990) вторичный минимум обнаруживается на фазе примерно 0.43, в период 1990-1996 наблюдения на этих фазах отсутствуют, а в третьем периоде (1996-2001) вторичный минимум



Рис.2. Кривая блеска W Сер, сведенная с периодом 2090⁴, за вычетом медленных изменений блеска. Использованы следующие обозначения: точки – для наблюдений в период JD 2445500-2447799, кружки – для периода JD 2447800-2449300, квадраты – для JD 2450100-2451700, треугольники – для JD 2451750-2453060.

191

оказался примерно около фазы 0.48. 3) Продолжительности глубокого минимума с окружающими его понижениями блеска и вторичного вместе с небольшими минимумами по обе его стороны приблизительно равны и составляют около 0.35 от периода 2090^d. Если предположить, что понижения блеска, обрамляющие глубокий и вторичный минимумы, связаны с околозвездной материей, окружающей одну из компонент двойной системы, то придется признать, что этой материи здесь очень много. Быть может, эта звезда подобна звездам типа W Змеи, то есть имеет столь быстрый обмен массой между компонентами, что звездаприемник не успевает эффективно аккрецировать все вещество и значительное его количество образует вокруг нее толстое тороидальное кольцо [12]. 4) Самые большие расхождения между наложенными частями кривой блеска обнаруживаются сразу после выхода из глубокого минимума, в области фаз 0.1-0.3. Возможно, при этих фазах нам открывается вид на поток вещества между компонентами, нестационарность которого может быть связана, в первую очередь, с переменностью сверхгиганта. Кроме того, отметим одно совпадение. Маммано и Мартини [13] производили спектральные наблюдения W Сер 12 декабря 1967г. Вблизи этой даты JD 2439837 происходил глубокий минимум W Сер с центром около даты JD 2439785. Разница в 50 лней невелика (при средней ширине глубоких минимумов примерно в 200 дней). Если предположить, что минимум вызван затмением, то измеренная этими авторами средняя скорость -38 км/с должна быть близка к скорости центра масс двойной системы. Тогда скорость +30 км/с, отмеченная ими для эмиссионных компонент у линий Нв. Ну. Нб. может означать, что межзвездная материя в системе движется со скоростью $V_{-} = +68 \text{ км/с}$ и $\log V_{-} = 1.83$. А по эмпирической формуле для зависимости между / и орбитальным периодом для двойных систем. обнаруживающих эмиссионные структуры[13]: 4.6log V = 11.9 - log P, получаем log V = 1.87. Такое совпадение может поддержать предположение о затменной переменности звезлы.

Сильная эмиссионная линия Нα всегда присутствовала в спектре W Сер и была переменной по интенсивности [13], иногда она наблюдалась раздвоенной, как, например, 1 августа 1996г. (фаза 0.05) на спектрограмме, полученной И.Ю.Савановым на 2.6-м телескопе Крымской обсерватории (не опубликовано).

3.2. Поляриметрия. В табл.1 приведены наблюдаемые значения *p* и θ для W Сер за 1987-2002гг., а в работе [8] - за 1983-1986гг. На рис.3 приведены параметры поляризации *p_x*, *p_y* по всем этим наблюдениям. По принадлежности W Сер к ассоциации Сер OB1 [15] расстояние до нее составляет около 3 кпк. Из-за такой удаленности определить

193

межзвездную составляющую поляризации для нее по окрестным звездам возможно лишь очень приблизительно. В каталоге Хильтнера [16] в пределах одного градуса от W Сер имеются только две звезды, а в пределах двух градусов - 14 звезд: По этим данным мы уже определяли в [8] параметры межзвездной поляризации: $p_x = -0.5\%$, $p_y = +2.6\%$. На рис.3 точка с этими координатами обозначена M_1 . Такие параметры характеризуют в среднем межзвездную поляризацию для очень общирной области, а для ближайших



Рис.3. Параметры Стокса по наблюдениям поляризации W Сер в 1983-2002гг. М₁ межзвездная составляющая поляризации, определенная в [8] по окрестным звездам из каталога Хильтнера, М₂ - межзвездная поляризация, с учетом предположения о затменной переменности W Сер и результатов спекл-интерферометрии [6].

окрестностей W Сер их можно было бы уточнить, используя дополнительные сведения об излучении звезды. Например, можно использовать то положение, что плоскость поляризации света от затменной системы в среднем перпендикулярна плоскости орбиты и угол собственной поляризации не должен сильно отклоняться от этого значения. Если использовать значение межзвездной составляющей, даваемое точкой M₁, то такой картины мы не получаем: угол собственной поляризации иногда непрерывно изменяется на 80-90 градусов. Но попробуем использовать результат спекл-интерферометрии из [6]: если предположить, что полученный в июне 1997г. угол 88°.3 представляет собой позиционный угол плоскости орбиты этой двойной системы, то угол собственной поляризации должен быть приблизительно 180°. Ближайшее к этому времени определение поляризации W Сер было

нами произведено в мае 1997г. при фазе 0.18 и получилось: p=2.5% при $\theta = 64^{\circ}$, то есть: $p_x = -1.5\%$, $p_y = +2\%$. Так как собственная поляризация должна при $\theta \approx 180^{\circ}$ иметь $p_{\nu} \approx 0\%$, то для межзвездной поляризации будет p_v ≈ +2%. Кроме того, на кривой блеска W Сер эти наблюдения приходятся приблизительно на середину расстояния между первичным и вторичным минимумами. При этом, судя по полученному изображению двумерной автокорреляционной функции для W Сер [6], компоненты двойной находились в 0".262 друг от друга, изображения звезд имели приблизительно одинаковый диаметр, спутник был на 1[™].3 слабее главной звезды и имел вид туманного пятна. В такой момент поляризация света от системы, скорее всего, должна быть значительной, так как при этих фазах может быть открыт для наблюдателя поток вещества между компонентами. В дальнейшем мы используем значение межзвездной поляризации $p_x = -4.0\%$ и $p_y = 2.0\%$, (точка M, на рис.3), понимая при этом, что р, определяется значительно менее уверенно. Вычтем эту поляризацию из наблюдаемых для W Сер значений и получим отклонения позиционного угла собственной поляризации в пределах примерно 20° от среднего значения θ ≈ 10°, что кажется вполне удовлетворительным при всех сделанных округлениях и допущениях (рис.4). При этом большая величина межзвездной поляризации не должна особенно смущать, так



Рис.4. Изменения собственной поляризации W Сер при использовании межзвездной составляющей М,. как в этой области встречаются голубые звезды с поляризацией и больше, чем 5% [16].

В заключение отметим, что, если дальнейшие наблюдения подтвердят предположение о затменной переменности W Сер, то придется учесть и тот факт, что вторичный минимум наблюдался не точно на фазе 0.5, то есть у системы имеется некоторый эксцентриситет. Это обстоятельство настолько усложняет понимание процессов переноса вещества между компонентами [17], что для их выяснения, по-видимому, стоит дальше наблюдать такую неудобную (из-за большого периода) звездную систему, как W Сер.

Автор считает своим приятным долгом выразить благодарность И.Ю.Саванову за предоставленную спектрограмму W Сер, а также В.М.Ларионову за полезное обсуждение этой статьи.

Астрономический институт им. В.В.Соболева Санкт-Петербургского государственного университета, Россия, с-mail: ai@astro.spbu.ru

THE BRIGHTNESS AND POLARIZATION VARIATIONS OF W Cep

T.A.POLYAKOVA

The subject under discussion in the paper is a supposition about eclipse character of W Cep variations on the basis of our observations of its brightness and polarization in 1983-2003. We tried here to separate slow light changes and to bring all our results into one light curve with elements: $JD_{min} = 2448105^d + 2090^d E$. There are very strong differences in the light curve from one period to another, in particular about the phases 0.1-0.3, which may be happened from unstable flow of the matter between components in the system.

Key words: stars: photometry: polarization - individual: W Cep

195

Т.А.ПОЛЯКОВА

ЛИТЕРАТУРА

- 1. T.E.Espin, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 46, 293, 1886.
- 2. A.Severny, Перемен. звезды, 4, H7, 232, 1933.
- 3. Б.В.Кукаркин и др., Общий каталог перемен. звезд, Наука, М., 1985.
- 4. A.P. Cowley, Publ. Astron. Soc. Pacif., 81, N481, 297, 1969.
- 5. P.Swings, O.Struve, Astrophys. J., 91, 546, 1940.
- J.L.Prieur, E.Aristidi, B.Lopez, M.Scardia, F.Mignard, M.Carbillet, Astrophys. J. Suppl. Ser., 139, 249, 2002.
- 7. V.M.Blanco et.al., Photoelectric Catalogue, Publ. Naval Observ., 21, 1970.
- 8. Т.А.Полякова, Перемен. звезды, 23, 281, 1994.
- 9. Н.Ф.Флоря, Тр. ГАИШ, 16, 187, 1949.
- 10. H.Zeipel, Astron. Nachrich., 177, 377, 1908.
- 11. П.П.Паренаго, Тр. ГАИШ, 12, 103, 1938.
- 12. П.П.Игглтон, сб. "Взаимодействующие двойные звезды", гл.2, Наука, М., 1993.
- 13. A.Mammano, A.Martini, Comm. of the Konkoly Observatory, No. 65 (Vol. VI, 1), 415, 1969.
- 14. А.Бэттэн, Двойные и кратные звезды, гл.9, Мир, М., 1976.
- 15. R.A. Stothers, Publ. Astron. Soc. Pasif., 84, N499, 373, 1972.
- 16. W.A. Hiltner, Astrophys. J. Suppl. Ser., 2, 389, 1956.
- 17. Дж. Е. Прингл, сб. "Взаимодействующие двойные звезды", гл.1, Наука, М., 1993.

АСТРОФИЗИКА

TOM 49

МАЙ, 2006

ВЫПУСК 2

УДК: 524.7

INVESTIGATION OF FAINT GALACTIC CARBON STARS FROM THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. II

K.S.GIGOYAN¹, A.M.MICKAELIAN¹, N.MAURON² Received 8 January 2006 Accepted 2 March 2006

Using recent astronomical databases, we investigate the characteristics of a list of new Galactic carbon (C) stars. These stars were discovered on the First Byurakan Spectral Sky Survey (FBS) plates and constitute the second part of our search for such objects. This second list of FBS C stars contains 44 objects. Slit spectra obtained by us with the BAO 2.6-m telescope confirm the carbon-rich nature of all of them. The list comprises 12 N-type carbon stars, and 32 CH-type stars. We consider spectral types, B and R magnitudes retrieved from the USNO-B1.0 catalog, and JHK, near-infrared photometry for stars extracted from the 2MASS point-source catalog. The R magnitudes of our objects are in the range 10 to 14. We derive distance estimates for all objects and find that most of the stars are located between approximately 3 and 20 kpc from the Sun. Their heights above or below the Galactic plane are in the range 1.5 to 13.0 kpc.

Key words: stars: carbon

1. Introduction. Stars showing a carbon-rich atmosphere are generally either cool giants evolving at the Asymptotic Giant Branch (AGB) or binary giants having carbon material gained from a companion. Carbon (C) stars are easily recognizable thanks to their pronounced molecular bands and consequently can be found in optical prism-objective surveys. In addition, thanks to their relatively high luminosity, C stars are valuable objects for investigating the kinematics and the stellar populations of our Galaxy and of nearby external systems (see for instance the review paper by Wallerstein and Knapp [1] and Groenewegen [2], as well as papers [3-8], devoted to C stars in external systems). C stars found in the Galactic halo are of specific interest and they can be detected up to large distances from the Sun and the Galactic center. The importance of investigations of these faint high-latitude C stars (FHLCs) are mentioned by the authors of paper [9], as well as by us in our first paper of this series [10].

Recently, 251 very faint FHLC stars were discovered by the authors of papers [11,12] by using the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) optical data. These faint objects are either dwarf C stars located close to the Sun, or CH-type distant objects. The works of Mauron et al. [13,14] extend the search of N-type FHLC stars to rather astonishing distances, up to 130 kpc. Their objects are selected from the 2MASS infrared survey database, and the result

was the discovery of 50 new faint and distant N-type C stars in Galactic halo [13,14].

Many-sided investigations of various classes of C stars, such as the early R-type objects, the CH-type ones or the N-type stars are important. Their distances and their heights from the Galactic plane can help to know the origin of these objects. From this point of view, the C stars discovered on the First Byurakan Spectral Sky Survey (FBS) plates at high galactic latitudes undoubtedly represent a valuable material although that they are comparatively bright objects compared to the objects discovered in surveys mentioned above. Comprehensive data for the first part of the FBS detected C stars containing 35 objects are presented in Paper I of this series [10], where data about FBS survey and criteria of selection of R- and N-type C stars, as well as of M-type stars, were also described. In this paper, we present the second part of our studies on C stars found in the FBS plates.

2. Second list of FBS C stars. The FBS survey covers on the sky a total area of 17000 deg² segmented in 28 parallel zones (Markarian et al. [15]). In Table 1 we present the spectroscopically confirmed C stars of the second part of FBS with their photometric data. The sky area that we surveyed for this second part is nearly 10000 deg². A total of 44 C stars are presented in Table 1. Late M-type stars were also discovered on FBS plates as four separate lists, and preliminary spectral types, coordinates and finding charts were published in papers [16-19].

Table 1 present the following quantities. Column 1: running number; column 2-6: photometric data from the USNO-B1.0 [20] catalogue, i.e. its B1, R1, B2 and R2 magnitudes extracted from red and blue plates taken in the last 50 years (data available at the web site http://cdsweb.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?-source = I/284); columns 7-9: 2MASS J, H and K, near-infrared magnitudes (http://irsa.ipac.caltech.edu/cgi-bin/Gator/nph-dd); and column 10: corresponding references.

Table 1

N₂	FBS	B1	R1	B2	R2	Ĵ	H	K,	Ref.
	Number	mag.							
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
36	0318+238	12.72	10.26	11.78	10.18	8.567	8.023	7.816	[19]
37	0502+088	15.99	13.30	16.51	13.26	8.741	7.181	6.036	[18]
38	0520+029	15.70	11.60	14.78	11.11	8.347	7.330	6.757	[18]
39	0707+270	19.08	12.07	15.87	12.66	8.222	6.663	5.448	[19]
40	0707+310	16.53	11.36	15.15	11.98	8.167	7.131	6.598	[19]
41	0729+269	15.17	11.35	14.46	11.23	9.886	8.852	8.155	[19]
42	0731+274	16.33	11.62	15.15	12.47	9.273	8.188	7.539	1191
43	0826+185	15.56	10.99	14.86	12.78	8.748	7.709	7.067	[19]

THE USNO-BI.0 AND 2MASS PSC DATA FOR 44 FBS C STARS

				_					
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
44	0826+109	20.21	13.73	16.83	12.34	10.260	9.008	8.138	[18]
45	0900+034	14.32	11.31	13.81	12.09	10.005	9.316	9.131	[18]
46	0904+213	13.31	11.04	13.27	11.14	9.707	9.087	8.955	[19]
47	0916+029	13.14	10.78	13.16	10.88	9.267	8.652	8.471	[18]
48	1043+213	15.55	10.89	14.13	10.92	9.347	8.671	8.472	[19]
49	1043+253	15.51	12.45	14.45	12.28	10.657	9.913	9.722	[19]
50	1140+038	13.58	11.26	13.04	11.43	9.857	9.288	9.175	[18]
51	1145-000	14.86	12.18	14.73	12.37	10.911	10.240	10.006	[17]
52	1152-039	13.95	11.00	13.40	11.04	9.339	8.665	8.429	[16]
53	1225+077	14.79	12.40	15.14	12.91	11.541	10.990	10.852	[18]
54	1238-046	15.25	12.78	15.53	13.11	11.817	11.224	11.072	[16]
55	1305+015	14.70	12.42	14.42	12.33	10.621	9.994	9.814	[18]
56	1406+027	14.18	12.85	14.11	12.70	11.133	10.555	10.391	[18]
57	1418-031	14.91	12.11	14.33	12.41	10.505	9.767	9.505	[16]
58	1418+018	14.21	11.50	13.76	11.61	9.988	9.356	9.127	[18]
59	1440+263	14.78	11.76	14.34	12.02	9.959	9.255	9.061	[19]
60	1451+075	14.54	12.30	14.11	13.76	10.352	9.581	9.380	[18]
61	1516+151	15.44	11.31	14.06	11.59	8.973	7.845	7.342	[19]
62	1524+046	16.56	12.98	18.54	11.98	10.159	9.020	8.127	[18]
63	1547+046	14.44	12.79	13.39	11.35	10.539	9.967	9.786	[18]
64	1552-002	13.58	11.17	13.42	11.60	9.932	9.395	9.152	[17]
65	1553+119	14.23	12.63	14.89	13.12	11.292	10.724	10.557	[18]
66	1609-058	14.58	11.77	14.13	11.73	9.719	8.996	8.746	[16]
67	1612+262	15.26	13.13	15.45	12.92	11.698	11.069	10.900	[19]
68	1615-048	15.18	12.36	15.43	12.23	9.862	8.943	8.629	[16]
69	1619+160	15.18	12.53	14.73	12.33	9.946	9.170	8.852	[19]
70	1715+172	14.88	12.88	14.26	12.19	10.775	10.205	10.030	[19]
71	1728+216	13.77	10.86	13.03	10.87	9.089	8.371	8.137	[19]
72	1756+226	15.64	12.66	15.98	12.38	9.516	8.632	8.073	[19]
73	1825+272	14.40	12.59	13.94	12.45	11.149	10.693	10.498	[19]
74	2029+101	14.29	11.08	13.08	11.46	9.698	8.925	8.690	[18]
75	2100+123	15.77	12.72	14.62	12.07	9.899	9.053	8.723	[18]
76	2107+109	15.17	12.29	15.15	12.70	10.411	9.508	9.013	[18]
77	2158+197	14.47	12.04	14.33	12.15	10.916	10.432	10.290	[19]
78	2203+198	15.93	12.65	15.44	12.91	11.180	10.513	10.313	[19]
79	2217+100	15.13	12.51	14.83	12.42	11.054	10.054	10.251	[18]

Notes to Table 1: The objects FBS 0826+185, FBS 0826+109, and FBS 1524+046 were presented by us in lists [18,19] as N-type C star candidates. They were confirmed spectroscopically at the ESO NTT telescope and are included in the paper by Mauron et al. [14] where spectra covering the domain 6300-7900 Å are presented. These halo C stars are named 2MASS J082915.12+182307.2, J082929.03+104624.1, and J152723.59+042827.8 in [14]. On the contrary, observations did not confirm the carbon-rich nature for the objects FBS 0018+213, FBS 0300-030, and FBS 1058+081 presented as C stars in the lists [16,18,19]. It is interesting to note that information on proper motions and near-infrared *I*-band magnitude from the USNO-B1.0 catalogue are available for all objects from Table 1: all our objects do not show any detectable proper motion. 3. Observations. Spectroscopic observations for objects in Table 1 were carried out at the 2.6-m telescope of Byurakan Astrophysical Observatory (BAO, Armenia). The instrument was the SCORPIO spectrograph with a 600 g mm⁻¹ grating. The detector was a Lick 3 2063 x 2058 CCD with $15 \times 15 \mu m$ pixels. The resulting dispersion is 1.7 Å per pixel [21], and the spectral resolution is 8Å. The wavelength calibration and data reduction were performed with the ESO-MIDAS software.

The spectra allowed us to confirm the carbon-rich nature for objects of





FAINT GALACTIC CARBON STARS. II



Table 1, based on the presence in the wavelength range 4000-7000 Å of C_2 and CN molecule spectral strong features. Moreover, we detect the G-band of the CH molecule (at λ 4300Å) in the spectra of 29 stars, allowing to distinguish them definitely as a subgroup of CH-type C stars. 12 objects are N-type C stars, out of which 5 objects show Balmer lines in emission, indicating that they belong to the group of Mira-like variables [22]. The remaining 3 objects are most probably CH-type stars too. Data from the journal of observations are presented in Table 2. Fig.1 (a, b) displays the

201

K.S.GIGOYAN ET AL.



FAINT GALACTIC CARBON STARS. II



2.6-m BAO telescope spectra of selected N-type and CH-type C stars from Table 1 in the wavelength range 4000-7000Å.

4. Distances and luminosities. We estimate the distances and luminosities for objects of Table1 in two ways. First, we use the calibration of absolute K-band magnitude as a function of J - K color index derived by Totten et al. [23] for C stars. The second estimate of distances is based on papers [13,14,23,24], where $M_{p} = -3^{m}.5$ for N-type and $M_{p} = -2^{m}.5$ for CHtype C stars are adopted. As for the R magnitude, we use the mean value of USNO-B1.0 R1 and R2, presented in Table 1. The distance estimates, based on the two methods, the absolute K-band 2MASS magnitude, spectroscopically confirmed types, and other data are presented in Table 2. In this table, the columns have the following meaning: column 1: running number (as in Table 1); column 2: journal of observations (date and total exposure time); column 3: spectroscopically confirmed types of objects; column 4: the distance estimate based on R-magnitude (d_{p}) ; column 5: distance estimate based on 2MASS J - K, color index (d_{J-K}) ; column 6: final distance adopted by us, d_{disc} , as a mean value of $d_{J,E}$ and d_{R} ; column 7: height (Z) above or below the Galactic plane; column 8: 2MASS K-band

absolute magnitude derived for each object as a function of J-K, color index [23], and column 9: note for individual objects.

5. Discussion. The absolute K_r -band luminosities presented in Table 2 are typical for CH and N-type C stars. As we can see from Table 2, the distance estimations, based on two methods, are consistent in most cases for CH-type C stars. These estimations are not in good agreement for only

Table 2

No	Data of	f 1	Sp.	d_{R}	d(J-10)	destept	Z	$M(K_{j})$	Note
	Observatio	ons	Туре	(kpc)	(kpc)	(kpc)	(kpc)	mag.	
1	2		3	4	5	6	7	8	9
36	14/11/2004	1200 [*]	CH?	3.40	2.90	3.15	-1.47	-4.51	
37	14/11/2004	600	N	9.09	9.10	9.10	-2.93	-8.75	
38	14/11/2004	600	N	7.90	7.85	7.85	-2.44	-7.72	
39	21/02/2005	1200	N	7.00	6.95	6.95	1.90	-8.78	Ηα
40	21/02/2005	1200	N	11.00	7.20	9.10	2.71	-7.68	
41	22/02/2005	1800	N	9.09	16.60	12.84	4.45	-7.96	Ηα,Ηδ
42	22/02/2005	1200	N	12.80	12.60	12.70	4.52	-7.96	Ηα
43	15/03/2005	1200	N	11.50	9.50	10.50	5.18	-7.88	
44	15/03/2005	1800	N	20.30	20.40	20.35	9.11	-8.42	Ηα
45	15/03/2005	1800	CH	6.90	7.60	7.25	3.69	-5.25	
46	15/03/2005	1800	CH	5.01	4.90	4.95	3.11	-4.52	-
47	15/03/2005	1800	CH	4.60	5.01	4.80	2.66	-4.80	
48	29/04/2003	1200	CH	4.80	5.50	5.15	4.49	-5.25	
49	29/04/2003	1800	CH	9.50	11.00.	10.25	9.04	-5.60	
50	29/04/2003	1800	CH	5.70	4.36	5.03	4.41	-4.02	
51	29/04/2003	1800	CH	9.00	12.30	10.65	9.12	-5.43	- 13 T
52	11/04/2003	1800	CH	5.10	5.70	5.40	4.46	-5.46	Sec. Sec. S.
53	11/04/2003	1800	CH	10.50	10.00	10.25	9.60	-4.10	
54	11/05/2000	1200	CH	12.30	12.80	12.55	10.63	-4.47	
55	11/04/2003	1200	CH	9.30	8.70	9.00	8.27	-4.87	111.00
56	01/05/2003	1200	CH	11.00	9.50	10.25	8.80	-4.45	
57	11/05/2000	900	CH	9.00	12.00	-10.50	8.34	-5.90	
58	11/05/2000	900	CH	6.60	7.25	6.92	5.78	-5.20	
59	11/06/2002	600	CH	7.60	8.00	7.80	7.07	-5.40	
60	01/05/2003	1200	CH	12.60	11.00	11.80	9.65	-5.77	
61	12/06/2002	600	N	9.50	9.00	9.25	7.45	-7.42	1
62	15/03/2005	1800	N	15.80	19.50	17.65	12.80	-8.34	Ηα
63	01/05/2003	1200	CH	8.00	7.25	7.62	5.08	-4.52	
64	01/05/2003	600	CH	5,80	5.90	5.85	3.60	-4.70	3
65	04/05/2003	1200	CH	11.75	10.00	10.87	7.58	-4.40	12110.000
66	04/05/2003	1200	CH	7.25	8.00	7.62	3.96	-5.78	
67	04/05/2003	1800	CH	14.00	13.80	13.90	9.80	-4.81	
68	11/05/2000	1800	CH	9.10	11.50	10.30	5.25	-6.57	
69	11/05/2003	1200	CH?	9.50	6.75	8.12	5.25	-6 30	
0,	11/05/2005	1200	UII.	1.50	0.75	0.12	5.20	-0.50	

DISTANCES AND ABSOLUTE KS-BAND LUMINOSITIES FOR 44 FBS C STARS

204

1	2	-	3	4	5	6	7	8	9
70	11/05/2003	1800	CH	10.00	7.94	8.97	4.24	-4.47	
71	19/07/2002	240	CH?	4.80	5.75	5.27	2.38	-5.68	
72	25/07/2004	600	N	15.80	12.60	12.20	5.16	-7.40	
73	25/07/2004	1200	CH	10.00	7.25	8.62	2.52	-3.78	
74	23/07/2001	3000	CH	5.70	8.50	7.10	-2.05	-5.95	1
75	23/07/2001	3600	CH	9.50	11.75	10.65	-3.96	-6.62	
76	26/10/2005	1800	N	16.60	18.20	17.40	-7.09	-7.30	
77	23/09/2004	2400	CH	8.33	6.03	7.18	-3.30	-3.60	
78	24/09/2004	1200	CH.	11.50	12.60	12.05	-5.65	-5.22	
79	09/10/2004	1200	CH	10.00	10.50	10.25	-6.25	-4.85	

Table 2 (the end
-----------	---------

Note to Table 2:

The J, H and K, 2MASS magnitudes for objects FBS 0502+088 (J050500.23+085607.8) and FBS 0707+270 (J071047.94+265902.7) are also presented in our paper [25] devoted to infrared properties of all FBS red stars, where the mass-loss rate for this objects is estimated.

three objects of Table 2, namely the N-type objects FBS 0707+310, FBS 0729+269, and FBS 1756+226. These 3 objects need to be studied in detail. It is also the case of the objects having $J - K_s > 2^m \cdot 0$, which are possibly surrounded by optically thick circumstellar envelopes [26,27]). Note also that for 26 objects of Table 1, the Galactic latitude is $|b| > 30^\circ$, and the distance values presented in Table 2 are reddening free, i. e. we did not consider the interstellar extinction in R band and on $J - K_s$ color index.

Fig.2 displays $J-K_s vs R-K_s$ (Fig.2a) and $J-H vs H-K_s$ (Fig.2b) diagrams for objects of Table 1. As can be seen on both diagrams, the CHtype stars occupy a specific region, where in fact normal giants are located. The N-type C stars occupy another redder region, where AGB C stars are usually situated [13,14,23,24]. Two of the three doubtful objects (CH?) are located in the region of genuine CH stars, and should be considered as CH stars as well. The other one (FBS 1619+160), and three CH-type stars, namely FBS 1451+075, FBS 1615-048, and FBS 2100+123, are well separated from the main region in Fig.2a (as well as partly in Fig.2b), and might have an intermediate classification between CH and N types.

6. Conclusion. We have observed spectroscopically 44 candidate carbon stars from the second part of FBS with the BAO 2.6-m telescope and classified them into CH- either N-type C stars. Based on data retrieved from the recent astronomical catalogs, i.e. the USNO-B1.0 and the 2MASS point-source catalog, we have estimated the distances, 2MASS K_r -band absolute magnitudes, and heights from Galactic plane for these objects. 12 objects are N-type AGB C stars, and the remaining objects are CH-type giants. In spite of the fact that they are comparatively bright objects, they
surely deserve more detailed investigations in the future. High-dispersion spectra are needed to determine the radial velocity for both types of FBS



Fig.2.a, b. Color-color J - K, $v \le R - K$, (Fig.2a) and $J - H v \le H - K$, (Fig.2b) diagrams for objects of Table 1. The *R*-magnitude is the mean value of *R1* and *R2*. The symbols indicate: asterisks - CH-stars, filled circles - possible CH stars, and open squares - N-type stars.

C stars. More detailed investigations are also needed to find the possible binary nature for CH-type giants, as well as the space distribution in Galaxy of both types of C stars at high galactic latitudes.

Acknowledgements. This research has made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France, and Two Micron All-Sky Survey, a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center (IPAC, Caltech).

K.S.G. wishes to express his sincere thanks to Hovanes Carabetian and Andranik Harutyunyan (French-Armenian Development Foundation, Paris, France) for a financial support during the preparation of this paper, as well as to Prof. Elma S.Parsamyan for a constant attention on works devoted to the search for FBS late-type objects.

 V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia, e-mail: kgigoyan@bao.sci.am, aregmick@apaven.am
 ³ Groupe d'Astrophysique, CNRS & University de Montpellier, France, e-mail: mauron@kevin.graal.univ-montp2.fr

ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБЫХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД ИЗ ПЕРВОГО БЮРАКАНСКОГО СПЕКТРАЛЬНОГО ОБЗОРА НЕБА. II

К.С.ГИГОЯН¹, А.М.МИКАЕЛЯН¹, Н.МАУРОН²

Используя современные астрономические базы данных, изучены характеристики выборки новых галактических углеродных (С) звезд. Эти звезды были открыты на пластинках Первого Бюраканского спектрального обзора неба (FBS) и составляют вторую часть нашего поиска подобных объектов. Второй список С звезд FBS содержит 44 объекта. Щелевые спектры, полученные нами на 2.6-м телескопе БАО, подтверждают принадлежность всех этих звезд к группе углеродных. Список состоит из 12 углеродных звезд типа N и 32 звезд типа CH. В работе даны спектральные классы, B и R величины из каталога USNO-B1.0 и ближняя ИК-фотометрия *JHK*, из каталога точечных источников 2MASS. Звездные величины R наших объектов находятся в интервале 10 и 14. Выведены приблизительные расстояния до всех объектов: большинство объектов расположено в интервале приблизительно 3 и 20 кпк от Солнца. Их высота от плоскости Галактики меняется между 1.5 и 13.0 кпк.

K.S.GIGOYAN ET AL.

REFERENCES

- 1. G. Wallerstein, G. Knapp, Annual Rev. Astron. Astrophys., 36, 369, 1998.
- 2. M.A.T. Groenewegen, IAU Symp., No. 191, 1999.
- 3. S.Demers, P.Battinelli, B.Letarte, Astron. Astrophys., 410, 795, 2003.
- 4. S.Demers, P.Battinelli, B.Letarte, Astron. J., 125, 3037, 2003.
- 5. S.Demers, P.Battinelli, Astron. J., 123, 238, 2000.
- 6. W.E.Kunkel, S.Demers, M.J.Irwin, Astron. J., 119, 2789, 2000.
- 7. P.Battinelli, S.Demers, Astron. J., 120, 1801, 2001.
- 8. L.Albert, S.Demers, W.E.Kunkel, Astron. J., 119, 2780, 2000.
- 9. G.L.Bothun, J.H.Elias, G.MacAlpine et al., Astron. J., 101, 2220, 1990.
- 10. K.Gigoyan, N.Mauron, M.Azzopardi et al., Astron. Astrophys., 371, 560, 2001.
- 11. B. Margon, S.F. Anderson, H.G. Harris et al., Astron. J., 124, 1651, 2002.
- 12. R.A. Downes, B. Margon, S.F. Anderson et al., Astron. J., 127, 2838, 2004.
- 13. N.Mauron, M.Azzopardi, K.Gigoyan, T.R.Kendall, Astron. Astrophys., 418, 77, 2004.
- 14. N.Mauron, T.R.Kendall, K.Gigoyan, Astron. Astrophys., 438, 867, 2005.
- B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian et al., Commun. Spec. Astrophys. Observ., 62, 5, 1989.
- 16. K.S. Gigoyan, H.V. Abrahamyan, M.Azzopardi, D.Russeil, Astrofizika, 44, 111, 2001.
- 17. K.S. Gigoyan, H.V.Abrahamyan, M.Azzopardi, D.Russeil, Astrofizika, 44, 405, 2001.
- 18. K.S.Gigoyan, H.V.Abrahamyan, M.Azzopardi, D.Russeil, Astrofizika, 45, 397, 2002.
- 19. K.S.Gigoyan, H.V.Abrahamyan, M.Azzopardi, D.Russeil, Astrofizika, 46, 577, 2003.
- 20. D.Monet, S.E.Levine, B.Canzian et al., Astron. J., 125, 984, 2003.
- 21. T.H.Movsessian, J.Boulesteix, J.-L.Gach, S.V.Zaratsian, Baltic Astronomy, 9, 652, 2000.
- 22. Z.Alksne, A.A.Alksnis, U.Dzervitis, Properties of Carbon Stars of the Galaxy, Riga: Zinatne, 1983.
- 23. E.J. Totten, M.J. Irwin, P.A. Whitelock, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 314, 630, 2000.
- 24. E.J. Totten, M.J. Irwin, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 294, 1, 1998.
- 25. K.S. Gigoyan, N. Mauron, M. Azzopardi, D. Russeil, Astrophysics, 48, 383, 2005.
- 26. T. Le Bertre, Astron. Astrophys., 324, 1059, 1997.
- 27. T. Le Bertre, J.M. Winters, Astron. Astrophys., 334, 173, 1998.

АСТРОФИЗИКА

МАЙ, 2006

ВЫПУСК 2

УДК: 524.3-56

TOM 49

РАДИОИСТОЧНИК Z0254+43: z = 4.067

В.Р.АМИРХАНЯН¹, В.П.МИХАЙЛОВ² Поступила 22 сентября 2005 Принята к печати 17 февраля 2006

В январе 2005г. на БТА САО РАН проведены спектральные наблюдения радиоисточника Z0254+43 и определено его красное смещение z=4.067. Рассчитаны звездные величины в *BVRI*-фильтрах: 22.68, 21.19, 19.94 и 19.23, соответственно. Фотометрические наблюдения в декабре 2005г. на Цейсс-1000 САО РАН не показали значимого изменения оптического излучения объекта по прошествии года. О переменности на часовой шкале пока мы можем говорить с большой осторожностью. Переменность потока Z0254+43 наблюдалась на РАТАН-600 в широком диапазоне частот с 1990 по 2005гг. Оказалось, что амплитуда переменности минимальна на частоте ~8 ГГц. Построена модель переменности, из которой сделана оценка ориентации джета Z0254+43 к лучу зрения наблюдателя ~28°. Светимость Z0254+43 в оптическом диапазоне ~ 2 · 10²⁶ Вт/Гц, в радио ~ 2 · 10²⁷ Вт/Гц

1. Введение. С 2001г. весьма успешно ЛСФВО САО РАН и лаборатория "РАТАН-600" ГАИШ ведут работу по оптическому отождествлению и определению красного смещения радиоисточников Зеленчукского обзора ГАИШ [1-2].

Продолжая эти наблюдения, 12/13 января 2005г. на БТА с редуктором SCORPIO [3] авторы получили оптический спектр радиоисточника Z0254+43. Объект был впервые обнаружен в октябре-ноябре 1990г. в зенитной (неопубликованной) области Зеленчукского обзора ГАИШ. Обзор проведен одновременно на частотах 3.9 ГГц и 7.5 ГГц в зените РАТАН-600, прямое восхождение 0-24 часа, диапазон склонений 43°38' - 44°02' [2]. На эпоху обнаружения в этих диапазонах объект имел следующие потоки

 $S_{3.9} = 108 \pm 7.5 \,\mathrm{mSh}$ $S_{7.5} = 148 \pm 12.5 \,\mathrm{mSh}$

Координаты объекта: $\alpha_{2000} = 02^{h}57^{m}59^{s}.1$, $\delta_{2000} = 43^{\circ}38'37''$.

Его позиция на небесной сфере отмечена на рис.1, полученном на Цейсс-1000 САО РАН в фильтре V за 240 с экспозиции.

2. Оптические наблюдения. Спектральные наблюдения проведены в двух диапазонах: 4000 Å -7500 Å (гризма VPHG550G) и 6000 Å -9000 Å (гризма VPHG550R). Спектральное разрешение ~15 Å. В каждом диапазоне сделано четыре 600 секундных экспозиции. Для калибровки "голубого" спектра наблюдался стандарт AGK81D266, для "красного" спектра - G191B2B. Обработка спектральных данных выполнена пакетом



Рис.1. Изображение поля Z0254+43 размером 3.2' x 3.2'. Получено на Цейсс-1000 в V-фильтре.

программ, написанным В.Р.Амирханяном при активных консультациях В.Л.Афанасьева и С.Н.Додонова. Полученный спектр объекта приведен на рис.2. Спектр демонстрирует стандартные широкие линии далеких квазаров: мощная Lya, SiIV+OIII, CIV. Узкая полузапрещенная OIII, по-видимому, связана с внешними областями объекта. Линия FeII 1636 вызывает сомнения. Сквозь "лес" линий поглощения пробивается Lyg.



Рис.2. Оптический спектр Z0254+43.

Рассчитанное по этим линиям красное смещение объекта равно 4.067. Наблюдаемая эффективная ширина Lya ~ 120Å.

Умножив известные спектральные характеристики *BVRI*-фильтров системы Джонсона-Каузинса на полученный спектр и вычислив соответствующие им звездные величины объекта, получим: $m_g = 22.68$, $m_v = 21.19$, $m_R = 19.94$, $m_I = 19.23$. Цветовой индекс B - R = 2.74 соответствует "паломарскому" $O - E \sim 3$ для объектов с z > 4 [4-5].

Изучение данных первого (POSS-1) и второго (POSS-2) Паломарских обзоров позволило предположить переменность блеска этого объекта.

Каталог USNO-1В [6] на эпоху 1957 (POSS-1) дает $m_R = 19.22$, на эпоху 1989.8 (POSS-2) $m_R = 19.67$. Первый Паломарский обзор не



Рис.3. Кривые блеска: a) получена на БТА в *R*-фильтре, b) получены на Цейсс-1000 в *BVRI*-фильтрах.

зафиксировал этот объект в фильтре *B*. А на "голубой" карте второго Паломарского обзора объект уверенно наблюдается и USNO-1B дает величину 20^m.04 на эпоху 1993.7. И хотя ошибки в USNO довольно большие, а *B*-величина в POSS-2 по-видимому завышена, нами сделана попытка оценить возможную переменность.

Во-первых, мы обработали пять прямых изображений в *R*-фильтре, полученных на ВТА в процессе спектральных наблюдений. Оказалось, что за четыре часа блеск Z0254+43 возрос на 0^m.1 (рис.3а).

Мы оценили изменение блеска объекта за год, прошедший с момента получения его спектра, а также на временах в десятки минут.

В ночь 29/30 декабря 2005г. нами проведены фотометрические наблюдения Z0254+43 в *BVRI*-фильтрах на телескопе Цейсс-1000 САО РАН. Атмосфера была очень спокойная, с прекрасной прозрачностью и качеством изображения 1.2 угл. с. Выполнена серия из 9 экспозиций в каждом фильтре, с последовательной сменой фильтра после каждой экспозиции. Время экспозиции в *BVRI*-фильтрах 300 с, 240 с, 180 с и 180 с, соответственно. Для абсолютной калибровки в середине серии наблюдались фотометрические стандарты поля NGC 1275. Это поле расположено близко как по склонению, так и по прямому восхождению к положению Z0254+43.

В результате обработки получены следующие значения звездных величин для Z0254+43:

 $m_B = 22.58 \pm 0.05, \ m_V = 20.04 \pm 0.05, \ m_R = 19.84 \pm 0.1, \ m_I = 19.42 \pm 0.08.$

Эти наблюдения позволили откалибровать объекты поля и к ним привязать прямые снимки БТА. В результате мы получили фотометрическую оценку звездной величины Z0254+43 на 12 января 2005г. - $m_{g} = 19.83 \pm 0.1$, которая отличается от "спектральной" оценки на 0^{те}.09. Приведенные ошибки в основном определяются ошибками стандартов поля NGC1275. Чтобы снизить их и попытаться оценить переменность объекта в течение ночи, мы построили в каждом фильтре относительную кривую блеска, как это описано в [7]. При взаимной калибровке каждой пары изображений использовано более ста объектов поля. На рис.3b приведены кривые блеска в *BVRI*-фильтрах, полученные в результате обработки наблюдений 29 декабря 2005г. на Цейсс-1000. На этом графике для кривых блеска в фильтрах *R* и *I* масштаб по оси ординат изменен в 4 раза.

Полученные цифры показывают, что значимого изменения блеска объекта по прошествии года не зафиксировано. Авторы также считают, что делать вывод из полученных кривых блеска о реальной быстрой переменности объекта можно с большой осторожностью. Надежду дает кросс-корреляционная функция между кривыми блеска в V и В-фильтрах, достигающая в максимуме 0.85 (рис.4.). Ширина ее соответствует переменности на временах ~2 часов. На этом же рисунке для сравнения приведена автокорреляционная функция в V-фильтре. Так как наблюдения в двух фильтрах - процессы независимые, то связь между кривыми блеска



Рис.4. Автокорреляционная функция кривой блеска в V-фильтре (белые кружки) и кросс-корреляционная функция между кривыми блеска V и В диапазонов (черные кружки).

может быть аргументом в пользу переменности. Вариации блеска в *R*диапазоне по наблюдениям на БТА и на Цейсс-1000 значимо превосходят ошибки. Однако настораживает, что корреляция между *V* и *R* диапазонами неубедительна.

Можно сделать очень простое и очень смелое предположение, объясняющее активность объекта в голубой части спектра, а именно, что мы наблюдаем переменность излучения не самого объекта, а вариации оптической толщи, поглощающей основную часть энергии на длинах волн короче 1216 Å.

Очевидно, наблюдения надо продолжать и анализировать более длинные ряды.

3. Радионаблюдения. Чтобы выяснить современное состояние объекта в радиодиапазоне, по нашей просьбе М.Г.Мингалиев наблюдал его на РАТАН-600 2-3 марта 2005г. на пяти частотах: 2.3 ГГц, 4.8 ГГц, 7.7 ГГц, 11.2 ГГц и 21.7 ГГц. Кроме того, Ю.А.Ковалев в своем архиве нашел многочастотные наблюдения Z0254+43 на РАТАН-600 за ноябрь 2001г., апрель и июнь 2003г. и март 2005г., которые он проводил по программе мониторинга радиоспектров активных объектов. Всю наблюдательную информацию М.Г.Мингалиев и Ю.А.Ковалев любезно

В.Р.АМИРХАНЯН, В.П.МИХАЙЛОВ

передали нам. Информация была обработана авторской программой Амирханяна. Эти результаты весьма важны, так как позволяют построить мгновенные спектры объекта за несколько эпох в широком диапазоне частот. Найденные в литературе данные по этому радиоисточнику [8-12] и мгновенные спектры (соединены линиями), полученные на РАТАН-600, показаны на рис.5. Так как ни в одной из наблюдательных серий на частоте 21.7 ГГц обнаружить объект не удалось, мы смогли оценить только верхний предел потока в этом лиапазоне ~0.09 Ян.



Рис.5. Радиоспектр Z0254+43 за 1990-2005гг. Обозначения: --о- ГАИШ, октябрь 1990г., --- Ковалев, ноябрь 2001г., --о- Ковалев, апрель 2003г., --- Ковалев, июнь 2003г., --- Мингалиев+Ковалев, март 2005г., • из литературы, × верхнее ограничение на 21.8 ГГц.

4. Модель переменности радиоисточника. Воспользуемся наблюдениями Z0254+43 с 1990г. по 2005г. и оценим переменность его потока как функцию частоты. Для этого разобъем диапазон наблюдаемых частот на четыре интервала и рассчитаем традиционный индекс переменности

$$V = \frac{S_{max} - S_{min}}{S_{max} + S_{min}}$$

который, правда, не учитывает ошибку измерений. В каждом интервале используем критерий χ^2 и рассчитаем вероятность P, что поток объекта постоянен и равен его средневзвешенному по всем измерениям значению, а

$$\langle S \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{n} S_i / \sigma_i^2}{\sum_{i=1}^{n} 1 / \sigma_i^2},$$

где S_i - измеренный поток, σ_i - ошибка измерений, его разброс определяется только ошибками измерений.

$$\chi^2 = \sqrt{\sum_{l=1}^n \frac{(S_l - \langle S \rangle)^2}{\sigma_l^2}} .$$

Результаты вычислений приведены в табл.1. Здесь f_{max} - диапазон частот, в котором определялась переменность, N - число наблюдений в интервале, $\langle S \rangle$ - средний поток в диапазоне f_{max} - f_{max} , $\langle \sigma \rangle$ - средняя ошибка потока, P - вероятность стабильности потока, V_{max} - индекс переменности. Мы видим, что индекс переменности уменьшается с ростом частоты и на 8 ГГц проходит через минимум. Значения Pподтверждают, что мы наблюдаем реальную переменность потока.

Таблица 1

ЗАВИСИМОСТЬ ПЕРЕМЕННОСТИ Z0254+43 ОТ ЧАСТОТЫ

f _{min} - f _{max}	N	$\langle S \rangle$	(σ)	χ²	P	V
1.4-2.3 ГГц	4	0.137 Ян	0.005 Ян	58.2	1.44 E-12	0.6
3.9-4.8 ГГц	6	0.129 Ян	0.009 Ян	61.7	5.4 E-12	0.3
7.5-8.4 ГГц	6	0.147 Ян	0.005 Ян	11.7	0.039	0.148
11.2 ГГц	4	0.13 Ян	0.007 Ян	14.6	0.002	0.24

Как показывает практика, у большинства объектов индекс переменности растет с увеличением частоты. Например, в работе [13] показано увеличение среднего, по 379 квазарам, индекса переменности от 0.14 до 0.24 с изменением частоты от 2.3 ГГц до 22 ГГц. Но в этой же работе приведены и мгновенные спектры объектов, полученные в период 1997-2001гг., из которых видно, что радиоисточники 0007+10, 0906+01, 2121+05 имеют обратный ход зависимости переменностьчастота. А радиоисточник 1741-03 демонстрирует минимум переменности на частоте ~ 6 ГГц.

Такое поведение индекса переменности получает естественное объяснение в модели [14], которая рассматривает эволюцию спектра излучения облака релятивистских электронов, двигающегося под углом θ к лучу зрения наблюдателя в радиальном магнитном поле.

Мы построили версию этой модели, в которой центральная машина выбрасывает непрерывную серию облаков, случайные моменты рождения которых с равной вероятностью распределены по оси времени. Наблюдатель регистрирует излучение ансамбля облаков, находящихся на разной стадии развития, среднее число которых можно регулировать. Чтобы учесть пространственную анизотропию излучения радиоисточника, светимость ансамбля облаков умножается на диаграмму излучения джета и суммируется со сферически-симметричным излучением нормальной компоненты. Параметры диаграммы направленности взяты из работы [15].

Так как рождение облаков и их выход из поля зрения наблюдателя есть случайный процесс, то наблюдаемое число облаков может значительно колебаться относительно средней величины. Порождаемая этим процессом переменность потока также есть случайный процесс. Многократные модельные вычисления показали, что если число наблюдаемых облаков задано в диапазоне 0.1-40, то спектр мощности кривой блеска имеет степенную зависимость с показателем ~-1, как у фликкер-шума. Такой тип спектра переменности характерен для многих внегалактических радиоисточников [16].

На рис.6 показана одна из реализаций эволюции спектров, генерируемых моделью для угла $\theta = 28^{\circ}$, энергетическом спектре электронов ~E^{-2.5} и числе одновременно наблюдаемых облаков ~0.4 (потоки и частоты приведены в условных единицах). Соответствующий численному эксперименту индекс переменности на этом же рисунке отмечен пунктиром. Вычисления показали, что значения и позиция экстремумов индекса в основном зависят от угла ориентации и в гораздо меньшей степени от плотности облаков. С увеличением угла



Рис.6. Эволюция спектра излучения ансамбля облаков релятивистских электронов. Пунктирная линия - зависимость индекса переменности от частоты. Точечная вертикальная линия - положение минимума индекса переменности.

ориентации экстремумы смещаются к высоким частотам, а индекс переменности как в максимуме, так и в минимуме уменьшается.

Естественно попытаться использовать эту зависимость для оценки ориентации джета радиоисточника относительно луча зрения наблюдателя.

Чтобы получить модельную зависимость значений индекса переменности в минимуме И в максимуме И от ориентации, для каждого значения угла в проводилось десять численных экспериментов и определялись средние значения V_{min} , V_{max} , а также $\langle S_{min} \rangle / \langle S_{max} \rangle$ отношение средних потоков на частотах минимума и максимума (рис.7). На этом же рисунке пунктирными линиями отмечены минимальное (0.15), максимальное (0.6) значения индекса переменности Z0254+43, взятые из табл.1 и отношение потоков (1.07). В результате получаем три близкие оценки угла ориентации для этого объекта: 30, 28 и 26 градусов. Конечно, можно использовать зависимость V_/V_ от θ . Но столь благоприятная ситуация, когда в диапазон наблюдений попадают оба экстремума, складывается далеко не всегда и в основном для объектов с большим красным смещением. Чаще мы будем фиксировать только максимум индекса, который определяется, к сожалению, менее четко, чем минимум. Если угол ориентации $\theta < 5^{\circ}$, то экстремумы выражены очень слабо и индекс монотонно растет с увеличением частоты. Если $\theta > 70^\circ$, то экстремумы "убегают" вверх по частоте, а переменность столь мала, что измерить ее параметры из-за ошибок измерения становиться сложно.



Рис.7. Зависимость минимального и максимального значения индекса переменности, а также отношения средних потоков на частотах минимума и максимума от ориентации радиоисточника к лучу зрения наблюдателя. На рис.8 показан спектр светимости объекта (оптический и радиодиапазоны). Светимость рассчитана по стандартным формулам

$$L_{f(1+z)} = 4\pi \left(\frac{c}{H}\right)^2 l_b^2 S_f (1+z)^{-1}$$

где S_f - поток на частоте наблюдения f, $L_{f(1+a)}$ - светимость в сопутствующих координатах на частоте f(1+z), $l_b = 2 \frac{\Omega z + (\Omega - 2)(\sqrt{1 + \Omega z} - 1)}{\Omega^2}$ - болометрическое расстояние.



Рис.8. Спектр светимости объекта на z = 4.067.

Вычисления выполнены для $H = 75 \text{ км/с/Мпк и } \Omega = 1$. Светимость в радиодиапазоне ~ $2 \cdot 10^{27}$ Вт/Гц. Светимость в оптике на порядок меньше. Возможно, во время вспышки 1993г. оптическая светимость сравнялась с радио. Эти цифры получены в предположении сферическисимметричной диаграммы излучения. Если учесть анизотропию диаграммы [15] и ее угол ориентации 28°, то светимость объекта в радиодиапазоне уменьшится в 2.5 раза.

5. Выводы. Получен оптический спектр и определено красное смещение радиоисточника Z0254+43, равное 4.067. На спектре присутствуют мощная и широкая Lya, за которой спектр резко обрывается и на фоне линий поглощения видна Lyß. В "красной" части спектра уверенно видны широкие SiIV+OIII и CIV, а также узкая полузапрещенная OIII. Определен спектр светимости объекта в оптическом и радиодиапазонах. Нам не удалось уверенно зафиксировать переменность объекта в оптическом диапазоне как на масштабе года, так и на коротких временах. Возможным признаком оптической переменности остается "голубая" карта POSS-II, на которой в USNO величина Z0254+43 оценивается в 20^m.04, что на 2^m.6 превышает

218

наши цифры. В красном фильтре разница между нашими измерениями и Паломарскими обзорами существенно меньше и ее можно отнести как к переменности Z0254+43, так и к ошибкам USNO-1B.

Переменность объекта в радиодиапазоне сомнений не вызывает. Здесь мы столкнулись с редким случаем, когда амплитуда переменности в наблюдаемом диапазоне частот проходит через минимум. Нам удалось согласовать наблюдения с моделью радиоисточника, в которой центральное ядро постоянно впрыскивает в дипольное магнитное поле компактные облака релятивистских электронов и, по экспериментальным значениям минимума и максимума индекса переменности, оценить угол ориентации джета к лучу зрения наблюдателя ~26-30°.

Авторы благодарят В.Л.Афанасьева и С.Н.Додонова за большую помощь при написании программ обработки спектральных наблюдений, а также приносят благодарность М.Г.Мингалиеву и Ю.А.Ковалеву за наблюдения этого объекта на РАТАН-600 и передачу нам всей оригинальной наблюдательной информации.

Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга,

Россия, с-mail: amir@sao.ru

² Специальная астрофизическая обсерватория, Россия

THE RADIO SOURCE Z0254+43: z = 4.067

V.R.AMIRKHANYAN¹, V.P.MIKHAILOV²

In January 2005 on BTA SAO RAS the spectral observations of the radio source Z0254+43 are carried out and its red shift z = 4.067 is determined. Magnitudes in *BVRI*-filters are 22.68, 21.19, 19.94 and 19.23 respectively. The photometric observations in December 2005 on Zeiss-1000 SAO RAS have not shown significant change of optical radiation of object on a scale per one year. About variations on a hour scale we can speak with a large caution now. The variations of the radio flux density were observed on RATAN-600 in a wide range of frequencies in the period 1990-2005. The variation's amplitude reaches minimum at frequency ~8 GHz. The model of variation is constructed, of which the estimation of jet's orientation Z0254+43 to the observer direction ~28° is made. The optical luminosity Z0254+43 is ~ $2 \cdot 10^{26}$ W/Hz, radio luminosity ~ $2 \cdot 10^{27}$ W/Hz.

Key words: Radio sources: spectrum: redshift - individual: Z0254+43

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В.Л.Афанасьев, С.Н.Додонов, А.В.Моисеев и др., Письма в Астрон. ж., 29, 656, 2003.
- 2. В.Р.Амирханян, В.Л.Афанасьев, С.Н.Додонов, А.В.Моисеев, В.П.Михайлов, Письма в Астрон. ж., 30, 915, 2004.
- 3. В.Л.Афанасьев, А.В.Моисеев, Письма в Астрон. ж., 31, 214, 2005.
- 4. A.G.Snelen, R.G.McMahon, J.Dennett-Thorpe et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 325, 1167, 2001.
- 5. C.R.Benn, M.Vigotti, M.Pedani et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 329, 221, 2002.
- 6. D.G.Monet, S.E.Levine, B.Canzian et al., Astron. J., 125, 984, 2003.
- 7. В.Р.Амирханян, Астрон. ж., 83, 1, 2006.
- 8. R.L. White, R.H. Becker, Asrophys. J., 79, 331, 1992.
- P.C.Gregory, W.K.Scott, K.Douglas, J.J.Condon, Astrophys. J. Suppl. Ser., 103, 427, 1996.
- 10. J.J. Condon, W.D. Cotton, E.W. Greisen et al., Astron. J., 115, 1693, 1998.
- J.M. Wrobel, A.R.Patnaik, I.W.A.Browne, P.N.Wilkinson, Bull. Am. Astron. Soc., 30, 1308, 1998.
- 12. R.B.Rengelink, Y.Tang, A.G. de Bruyn et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 124, 259, 1997.
- 13. Y.Y.Kovalev, Y.A.Kovalev, N.A.Nizhelsky, A.B.Bogdantsov, PASA, 19, 83, 2002.
- 14. Ю.А.Ковалева, В.П.Михайлуца, Астрон. ж., 24, 400, 1980.
- 15. В.Р.Амирханян, Астрон. ж, 70, 16, 1993.
- 16. В.Ю. Теребиж, Анализ временных рядов в астрофизике, Наука, М., 1992.

АСТРОФИЗИКА

TOM 49

МАЙ, 2006

ВЫПУСК 2

УДК: 524.354.6-423

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ МЕДЛЕННО ВРАЩАЮЩИХСЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН, М.К.ШАХАБАСЯН Поступила 26 октября 2005

Рассмотрено гравитационное излучение медленно вращающихся пульсаров с шероховатой поверхностью. Источником излучения гравитационных волн принимается энергия, которая передается коре звезды во время нерегулярных изменений угловой скорости вращения. Показано, что одиночные пульсары, угловая скорость которых регулярно претерпевает скачки, излучают периодический гравитационный сигнал, который можно выделить из шумов детекторами нового поколения. Одновременная регистрация гравитационного сигнала и скачка угловой скорости пульсара обеспечит достоверность детектирования гравитационного излучения.

1. Введение. Как известно, наблюдение сближения компонентов двойной системы PSR 1913+16 из-за гравитационных эффектов послужило косвенным доказательством существования гравитационных волн [1]. Возможными источниками гравитационных волн могут быть также столкновения или тесные сближения астрофизических объектов, а также гравитационный коллапс массивной звезды, приводящий к образованию нейтронной звезды или черной дыры [2]. Однако эти явления достаточно редки и непредсказуемы, следовательно мала вероятность детектирования гравитационного излучения от них. Поэтому в последнее время все больше внимания уделяется возможности гравитационного излучения от одиночных компактных объектов: нейтронных звезд и белых карликов, за которыми можно проводить непрерывные наблюдения. С учетом этого, современные детекторы гравитационного излучения на основе земных (LIGO и VIRGO) и космических (LISA) интерферометров имеют цель именно прямого детектирования гравитационных волн.

Общеизвестно, что одиночная нейтронная звезда будет излучать гравитационные волны, если ее квадрупольный момент зависит от времени. В работах [3-9] рассмотрены различные механизмы, которые приводят к временной зависимости квадрупольного момента звезды. Квазирадиальные пульсации сплюснутой из-за вращения звезды рассмотрены в работе [3], где вычислены интенсивность и характерное время затухания пульсаций. Было показано, что квазирадиальные пульсации нейтронных звезд будут затухать через несколько секунд,

следовательно для непрерывного их поддержания и излучения гравитационных волн необходимо наличие источника энергии в звезде. В работе [4] принималось, что источником гравитационного излучения может служить энергия, обусловленная деформацией вращающейся нейтронной звезды. Деформационная энергия звезды выделяется при замедлении из-за магнитодипольного излучения звезды. Замедление не является непрерывным и сопровождается накоплением критических напряжений и "звездотрясением", которое и возбуждает квазирадиальные пульсации в звезде. В этой же работе указан еще один источник генерации и поддержания квазирадиальных пульсаций - энергия. выделяемая при скачках и флуктуациях угловой скорости пульсаров. Предполагалось, что при нерегулярных изменениях угловой скорости часть энергии вращения передается коре нейтронной звезды путем возбуждения квазирадиальных пульсаций. Оценки амплитуды гравитационной волны h для земного наблюдателя от пульсаров Vela и Crab показывают, что ее значение пока ниже предела чувствительности существующих детекторов гравитационного излучения, что подтверждается недавними измерениями [10].

Изучались также различные моды пульсаций и прецессии нейтронной звезды с учетом сверхтекучести внутренних слоев звезды [5-9]. Согласно результатам работы [8], где изучались долгоживущие прецессии трехосной нейтронной звезды, амплитуда гравитационной волны для земного наблюдателя оказывается не выше 10⁻³⁰, что существенно ниже порога чувствительности планируемых детекторов. В работах [6,7] рассматривалась возможность гравитационного излучения на различных модах пульсаций двухкомпонентной сверхтекучей системы в нейтронной звезде. Но, как показано в [9], рассмотренные в [6,7] моды пульсаций вещества не могут вызывать изменения квадрупольного момента звезды, следовательно эти пульсации не могут сопровождаться излучением гравитационных волн.

В работе [5] рассматривалась возможность гравитационного излучения от нейтронной звезды в форме трехосного эллипсоида вращения. Такую форму звезда может приобрести из-за напряжений, возникающих в кристаллической коре при замедлении звезды, и изза шероховатости в виде "гор", появляющихся при кристаллизации поверхности звезды. Но, как показывают расчеты (см. далее), характерные размеры неоднородностей на поверхности нейтронной звезды не могут превышать 10⁻¹ см из-за сильного гравитационного поля звезды. Размеры неоднородностей малы, и если принять, что звезда излучает гравитационные волны за счет энергии вращения или энергии деформации, то рассмотренные в работах [4,5] механизмы

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД 223

гравитационного излучения могут быть достаточно эффективными только для миллисекундных пульсаров. Благодаря быстрому вращению эти звезды наиболее сплюснуты и обладают большим запасом энергии вращения и энергии деформации. Преобразование этих видов энергии в гравитационное излучение в течение всего времени жизни может обеспечить такую интенсивность излучения, которую можно измерить детекторами гравитационных волн. Таким образом, миллисекундные пульсары являются одним из вероятных источников гравитационных волн для детекторов нового поколения.

Олнако основная популяция пульсаров имеет угловые скорости врашения значительно меньше, чем у миллисекундных пульсаров. От мелленно вращающихся нейтронных звезд можно ожидать гравиташионные волны с измеряемыми амплитудами в случае более мощного источника, т.е. преобразование энергии источника в гравитационное излучение должно происходить за короткое время. Такое может произойти во время скачков и флуктуаций угловой скорости вращения, при которых угловая скорость претерпевает изменения порядка $\Delta\Omega/\Omega \sim 10^{-6} - 10^{-9}$, а ее производная - порядка $\Delta\Omega/\Omega \sim 10^{-2} - 10^{-4}$. При замеллении звезды в нем накапливается неустойчивость, при снятии которой часть энергии вращения внутренних слоев звезды передается коре. За счет этой энергии кора звезды внезапно ускоряется, а в звезде возбуждаются квазирадиальные пульсации. В дальнейшем в звезде устанавливаются незатухающие квазирадиальные пульсации за счет постоянных флуктуаций угловой скорости, которые сопровождаются непрерывной передачей энергии вращения коре звезды.

Цель данной статьи - изучить гравитационное излучение медленно вращающихся нейтронных звезд, испытывающих квазирадиальные пульсации. При этом источником энергии гравитационного излучения принимается энергия, выделяемая во время нерегулярных изменений угловой скорости - скачков угловой скорости и "шумов" между скачками. Далее в разделе 2 вычислены интенсивность гравитационного излучения и амплитуда гравитационных волн для наблюдателя на Земле при квазирадиальных пульсациях нейтронной звезды с шероховатой поверхностью, т.е. с наличием "гор" на поверхности. В разделе 3 приводятся оценки размеров шероховатостей на поверхности нейтронной звезды, а в разделе 4 обсуждается возможность детектирования гравитационных волн от медленно вращающихся пульсаров при скачках и дальнейшей релаксации угловой скорости.

Гравитационное излучение пульсирующей нейтронной звезды
 с шероховатой поверхностью. Рассмотрим медленно вращающуюся
 с угловой скоростью Ω << Ω_{кр} нейтронную звезду с шероховатой

поверхностью, где $\Omega_{\kappa p}$ - максимальное значение угловой скорости вращения для данной конфигурации, соответствующее истечению вещества из экватора. При вращении нейтронная звезда сплющивается из-за центробежных сил так, что ее полярный радиус отличается от экваториального. Мы предполагаем, что из-за наличия гор на поверхности сечение нейтронной звезды экваториальной плоскостью представляет собой эллипс. Такой объект обладает отличным от нуля квадрупольным моментом. Если принять также, что изза постоянных флуктуаций угловой скорости вращения и качания в нейтронной звезде возбуждается главная мода пульсаций вещества квазирадиальные пульсации, то квадрупольный момент звезды зависит также от времени. Таким образом, нейтронная звезда с шероховатой поверхностью и испытывающая квазирадиальные пульсации, является источником гравитационного излучения. Интенсивность гравитационного излучения определяется формулой [11]:

$$J = \frac{G}{45c^5} \,\overline{D}_{\alpha\beta}^2 \,, \tag{1}$$

где

$$D_{\alpha\beta} = \int \rho (3 x_{\alpha} x_{\beta} - r^2 \delta_{\alpha\beta}) dV \qquad (2)$$

тензор квадрупольного момента масс. При подобных пульсациях координаты x_{α} меняются по закону

$$\mathbf{x}_{\alpha} = \mathbf{x}_{\alpha}^{0} (1 + \eta \sin \omega t), \qquad (3)$$

где η - относительная амплитуда этих колебаний, ω - их частота. Предполагается, что $\eta << 1$ и не зависит от радиальных и угловых координат. Подставляя (3) в (2), получим зависящий от времени квадрупольный момент пульсирующей звезды:

$$D_{\alpha\beta}(t) = D_{\alpha\beta}^{0} (1 + 2\eta \sin \omega t), \qquad (4)$$

где $D_{\alpha\beta}^0$ - квадрупольный момент звезды без пульсаций. Так как рассматриваемая нами звезда вращается медленно, т.е. $\Omega << \Omega_{\kappa\rho}$, значения полярного и экваториального радиусов мало отличаются. Можно считать также, что плотность вещества звезды зависит только от сферического радиуса: $\rho = \rho(r)$. Направим ось X координатной системы с началом в центре масс по направлению "горы", а ось Z - в направлении полюсов звезды. Тогда для отличных от нуля компонентов $D_{\alpha\beta}^0$ имеем следующие соотношения:

$$D_{yy}^{0} = D_{zz}^{0} = -\frac{D_{xx}^{0}}{2}.$$
 (5)

Подставляя (4) в (1) и учитывая (5), для интенсивности гравитационного излучения получим:

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД 225

$$J = \frac{8G}{15c^5} \eta^2 \omega^6 \left| D_{zz}^0 \right|^2 \cos^2 \omega t' = J_0 \cos^2 \omega t', \qquad (6)$$

где $t' = t - R_0/c$, и

$$V_0 = \frac{8G}{15c^5} \eta^2 \omega^6 \left| D_{\alpha}^0 \right|^2 , \qquad (7)$$

а R_0 - расстояние от звезды до точки наблюдения. Как будет показано в дальнейшем (см. раздел 3), размеры шероховатостей на поверхности малы по сравнению с радиусом звезды. Если ввести эллиптичность є согласно определению

$$\varepsilon = \frac{2(a-b)}{a+b},\tag{8}$$

где *a* и *b* полуоси эллипса экваториального сечения, то имеем b = R, $a = R(1 + \varepsilon)$, а R - радиус звезды. Тогда выражение (7) для J_0 можно привести к следующему виду:

$$J_{0} = \frac{32G}{135c^{5}} \eta^{2} \omega^{6} \varepsilon^{2} I_{0}^{2} , \qquad (9)$$

где $I_0 = 4\pi \int_0^K \rho(r) r^4 dr$ - момент инерции звезды относительно центра.

Два типа линейно поляризованных плоских волн, излучаемых объектом, определяются величинами h_+ и h_x , для которых имеем следующие выражения:

$$h_{+} = \frac{1}{2} \left(h_{yy} - h_{zz} \right) = -\frac{G}{3 c^{4} R_{0}} \left(\ddot{D}_{yy} - \ddot{D}_{zz} \right), \tag{10}$$

$$h_{x} = h_{yz} = -\frac{2G}{3c^{4}R_{0}}\ddot{D}_{yz}, \qquad (11)$$

где R_0 - расстояние нейтронной звезды от земного наблюдателя. Если волновой вектор гравитационной волны составляет угол Φ с направлением оси X, то, вращая систему координат так, чтобы направление волнового вектора совпадало с осью X, для h_+ и h_* можно получить:

$$h_{+} = \frac{4G}{3c^4 R_0} \eta \omega^2 \varepsilon I_0 \sin^2 \Phi \sin \omega t' = h_0 \sin \omega t', \qquad (12)$$

$$h_{\rm x}=0\,, \tag{13}$$

где после усреднения по углам Ф для амплитуды *h*₀ гравитационной волны имеем:

$$h_0 = \frac{2G}{3c^4 R_0} \eta \omega^2 \epsilon I_0 .$$
 (14)

Таким образом, если задать энергию источника гравитационного

излучения, т.е. задать значение J_0 , то, как видно из формул (7) и (14), можно получить выражение для амплитуды гравитационной волны h_0 в следующем виде:

$$h_0 = \frac{1}{R_0} \sqrt{\frac{15 J_0 G}{8 c^3 \omega^2}} \,. \tag{15}$$

При заданном значении J₀ из (9) можно найти также величину η:

$$\eta = \frac{1}{\omega^{3} \varepsilon I_{0}} \sqrt{\frac{135 J_{0} c^{5}}{32 G}} .$$
 (16)

Для применимости наших расчетов необходимо, чтобы выполнялось условие $\eta \ll 1$.

3. Оценки размеров шероховатостей на поверхности нейтронной звезды. Как видно из формул (9) и (15), интенсивность гравитационного излучения и амплитуда волн зависят от эллиптичности є. Для оценки этой величины необходимо знать характерные размеры шероховатостей на поверхности нейтронной звезды. Согласно общепринятой картине внутреннего строения нейтронных звезд, кора звезды состоит из внутренней (Aen-фаза) и внешней (Ae-фаза) частей [12]. Аефаза состоит в основном из ядер ¹⁶ Fe и вырожденного газа нормальных электронов. Ядра железа образуют объемно-центрированную кристаллическую решетку, создавая тем самым твердую внешнюю кору нейтронной звезды. Плотность вещества в Ае-фазе меняется от 10⁴ гсм⁻³ до 10¹¹ гсм⁻³. Теперь оценим наибольшую высоту горы, которая может выдержать собственную тяжесть в условиях гравитационного поля нейтронной звезды [13]. Как известно, модуль упругости коры нейтронной звезды по отношению к поперечным колебаниям равен

$$Y = \frac{Z^2 e^2}{a_0^4},$$
 (17)

где a_0 - межъядерное расстояние. Предельное напряжение сдвига составляет примерно 0.01 части этой величины:

$$S = \frac{Z^2 e^2}{100 a_0^4} \,. \tag{18}$$

А высоту горы можно оценить как

$$H = \frac{S}{\rho g} = \frac{10^{12}}{g} \rho^{1/3} \text{ cm}, \qquad (19)$$

где ρ - плотность поверхностного слоя, g - ускорение свободного падения на поверхности. После нахождения высоты горы на поверхности, из формулы (8) мы получим для эллиптичности выражение $\varepsilon = H/R$, которое будем использовать в дальнейшем для оценки

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД 227

интенсивности излучения и амплитуды гравитационной волны.

4. Гравитационное излучение при скачках угловой скорости медленно вращающихся нейтронных звезд. Как уже было сказано выше, у пульсаров наблюдаются скачки угловой скорости порядка $\Delta\Omega/\Omega \sim 10^{-6} - 10^{-9}$ и ее производной порядка $\left|\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega}\right| \sim 10^{-2} - 10^{-4}$. Мы предполагаем, что одним из возможных источников генерации и поддерживания квазирадиальных пульсаций могут служить скачки и постоянные флуктуации угловой скорости звезды. Можно полагать, что при нерегулярных изменениях угловой скорости часть энергии, вовлеченная в процесс ускорения звезды, передается коре нейтронной звезды путем возбуждения квазирадиальных пульсаций и затем уносится гравитационным излучением. При скачках коре нейтронной звезды передается энергия

$$\Delta W = I \Omega \Delta \Omega , \qquad (20)$$

где *I* - момент инерции звезды. Мощность, которая передается коре звезды, определяется как

$$\Delta \vec{W} = I \Omega \Delta \dot{\Omega} = I \Omega \dot{\Omega} \frac{\Delta \dot{\Omega}}{\dot{\Omega}} = \vec{W} \frac{\Delta \dot{\Omega}}{\dot{\Omega}}, \qquad (21)$$

где W - стационарные потери энергии вращения нейтронной звезды при вековом замедлении. При получении (21) учтено, что $(\dot{\Omega}/\Delta\Omega)(\Delta\Omega/\Omega) << 1$. Мы полагаем, что вся энергия квазирадиальных пульсаций излучается в виде гравитационных волн. Следовательно, мы должны принять, что

$$J_0 = \Delta \vec{W} . \tag{22}$$

Для того, чтобы выяснить, можно ли детектировать гравитационные волны от медленно вращающихся нейтронных звезд, оценим интенсивность возможного гравитационного излучения на примере пульсара Vela PSR 0833-45. Угловая скорость вращения и темп замедления этого пульсара равны соответственно $\Omega = 70 \text{ c}^{-1}$ и $|\Omega| = 10^{-10} \text{ c}^{-2}$, а расстояние до него r = 0.3 кпк. Известно также, что при скачках величина Ω изменяется на максимальную величину порядка $|\Delta\Omega/\Omega|_{max} \sim 10^{-2}$, а после релаксации Ω претерпевает изменения порядка $|\Delta\Omega/\Omega| \sim 10^{-4}$. Для определения J_0 и h_0 , как видно из формул (21), (22) и (15), необходимо также знать момент инерции нейтронной звезды и частоту квазирадиальных пульсаций вещества звезды. Равновесные конфигурации нейтронных звезд и их квазирадиальные пульсации исследовались в работах [14,15] в связи с определением интегральных характеристик и условий устойчивости этих звезд. Если взять в основу стандартную модель нейтронной звезды из работы [14] с центральной плотностью

 $\rho_c = 10^{15}$ г см⁻³, то масса звезды составляет примерно $M = 1.3 M_{\odot}$, радиус - R=10 км, а момент инерции порядка I=10⁴⁵ г см². Согласно исследованиям, проведенным в работе [15], при M > 0.5 M_☉ частота пульсаций ω слабо зависит от массы звезды и меняется от 2.10³ с⁻¹ до 10⁶ с⁻¹. Для выбранной нами модели нейтронной звезды значение частоты пульсаций равно примерно $\omega = 5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$. Используя вышеприведенные значения для массы *M* и радиуса R звезды, из формулы (19) можно найти высоту горы на поверхности. Если взять плотность поверхностного слоя равной 10⁴ г/см³, то для Н получим значение Н=0.6 см. Тогда эллиптичность звезды, которая определяется как $\varepsilon = H/R$, будет равна $\varepsilon = 6 \cdot 10^{-7}$. Теперь обратимся к формулам (9) и (14) для оценки интенсивности гравитационного излучения и амплитуды волн. Так, для максимального значения интенсивности J₀ из (9) получим значение $J_{0 max} = 7 \cdot 10^{34}$ эрг/с, а из (14) находим $h_{0 max} = 4 \cdot 10^{-27}$. Обычно после сотни дней от момента скачка устанавливается флуктуационное поведение угловой скорости, при котором |ΔΩ/Ω|~10⁻⁴. Тогда для интенсивности J_0 и амплитуды h_0 получим соответственно $J_0 = 7 \cdot 10^{32}$ эрг/с и $h_0 = 4 \cdot 10^{-28}$. Заметим также, что, согласно выражению (16), значение п равняется $\eta = 10^{-4} << 1$, что указывает на правильность наших расчетов.

Ранее в работе [4] также было рассмотрено гравитационное излучение осцилляций нейтронной звезды, но в этой работе деформация звезды была обусловлена вращением. Можно сравнить полученные нами значения h_0 со значением этой величины из работы [4], и сравнение показывает, что они одинакового порядка. Таким образом, нейтронная звезда может излучать энергию скачка в виде гравитационных волн на частоте осцилляций ω благодаря сплюснутости из-за вращения и шероховатой поверхности.

В конце заметим, что одиночные пульсары, угловая скорость которых регулярно претерпевает скачки, представляют другой класс объектов - кандидатов в источники гравитационного излучения. Заметим также, что у пульсаров Vela и Crab скачки происходят в среднем раз в два-три года. Этого времени достаточно для выделения из шумов периодичного гравитационного сигнала и его регистрации. Одновременная регистрация гравитационного сигнала и скачка угловой скорости пульсара (скажем, Vela и Crab) обеспечит достоверность детектирования гравитационного излучения.

Авторы выражают благодарность гранту ANSEF N05-PS-astroth-811-78 и гранту CRDF/NFSAT №ARP2-3232/YE-04 за финансовую поддержку.

Ереванский государственный университет, Армения, e-mail: dsedrak@server.physdep.r.am

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД 229

GRAVITATIONAL RADIATION OF THE SLOWLY ROTATING NEUTRON STARS

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAYRAPETYAN, M.K.SHAHABASYAN

The gravitational radiation of slowly rotating pulsars with a rough surface is considered. The source of gravitational waves accepts energy, which is transferred to the core of a star at the glitch-time of angular velocity of rotation. It is shown, that the pulsars, which regularly undergoes glitches, radiate a periodic gravitational signal, which is possible to detect by new generation detectors. The simultaneous registration of a gravitational signal and glitch of angular velocity of a pulsar will ensure reliability of detection of gravitational radiation.

Key words: stars: neutron: gravitational radiation

ЛИТЕРАТУРА

- 1. J.H.Taylor, J.M.Weisberg, Astrophys. J., 253, 908, 1982.
- 2. С.Шапиро, С.Тьюколски, Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, т.2, Мир, М., 1985.
- 3. Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, Астрон. ж., 54, 1047, 1977.
- 4. Д.М.Седракян, М.Бенаквиста, К.М.Шахабасян, А.А.Садоян, М.В.Айрапетян, Астрофизика, 46, 545, 2003.
- 5. M.Zimmerman, Phys. Rev. D, 21, 891, 1980.
- 6. D.I.Jones, N.Andersson, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 324, 811, 2001.
- 7. N.Andersson, C.T.Comer, astroph/0101193, 2001.
- 8. A.D.Sedrakian, I.Wasserman, J.Cordes, Astrophys. J., 524, 341, 1999.
- 9. A.D.Sedrakian, I.Wasserman, Phys. Rev. D, 63, 024016, 2000.
- 10. B.Abbott, M.Kramer, A.G.Lyne et. al., gr-qc/0410007, 2004.
- 11. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Теория поля, Наука, М., 1972.
- 12. Г.С.Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
- 13. Ф.Дайсон, Д.Тер-Хаар, Нейтронные звезды и пульсары, Наука, М., 1973.
- 14. В.В.Папоян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян, Астрон. ж., 49, 750, 1972.
- 15. Г.Г.Арутюнян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян, Астрон. ж., 49, 1216, 1972.

TOM 49

МАЙ, 2006

ВЫПУСК 2

УДК: 524.31.084-423

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО ВРАЩАЮЩИХСЯ И ОСЦИЛЛИРУЮЩИХ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

Д.М.СЕДРАКЯН, К.М.ШАХАБАСЯН, М.К.ШАХАБАСЯН Поступила 23 ноября 2005

Исследована возможность излучения гравитационных волн белыми карликами, выполняющими подобные колебания, источником энергии которых является энергия, выделяющаяся в процессе релаксации дифференциального вращения белых карликов. В работе рассматриваются два случая начального распределения углового момента. Предположено, что 1% энергии, диссипируемой в дифференциально вращающемся белом карлике, преобразовывается в энергию подобных колебаний и, следовательно, в энергию гравитационного излучения. Найдено значение относительной амплитуды гравитационного излучения изолированного карлика на расстоянии 50 пк менышее чем 10⁻²⁷. Излучение галактический популяции белых карликов может создать фон, перекрывающий стохастический космологический фон гравитационного излучения для предлагаемых усовершенствованных детекторов в декагерцной частотной полосе.

1. Введение. Возможность излучения гравитационных волн твердотельно вращающимися и квазирадиально колеблющимися магнитными белыми карликами была исследована в работах [1,2], в которых предполагалось, что деформационная энергия, возникшая в процессе торможения, преобразовывается в энергию колебаний, а тормозящий момент обусловлен магнито-дипольным излучением. В работе [3] в качестве альтернативного источника энергии квазирадиальных колебаний немагнитных белых карликов рассматривалась энергия дифференциального вращения. Вместо торможения из-за магнитодипольного излучения рассматривалось торможение из-за трения между дифференциально вращающимися слоями звезды.

В настоящей статье для нахождения энергии дифференциального вращения использованы два новых распределения углового момента, рассмотренных в [4]. Как утверждалось в [4], эти распределения обладают повышенной точностью по сравнению с использованными ранее в [3].

Как известно, белый карлик состоит из одноатомной ядернои решетки и релятивистского вырожденного электронного газа. Следуя работе [5], предполагаем, что отношение A/Z переменное, где A массовое число, а Z - атомный номер ядра. Это отношение равно 2 у поверхности и растет к центру звезды [5]. Для исследования дифференциального вращения предположим, что угловая скорость звезды выражается следующим образом: $\Omega = \Omega(r_{\perp})$, где r_{\perp} - цилиндрический радиус. Предположим также, что меридиональная циркуляция отсутствует. Со временем дифференциальное вращение исчезает из-за трения между цилиндрическими слоями и потерь на гравитационное излучение. Если угловой момент звезды сохраняется во время эволюции, внутреннее дифференциальное вращение будет развиваться как расширение или сжатие различных частей звезды во время эволюции звезды [6]. Мы предполагаем, что не существует механизма существенных потерь углового момента для аксиально-симметричных немагнитных белых карликов, следовательно белый карлик вращается дифференциально до тех пор, пока силы трения не заставят звезду вращаться твердотельно.

Существующие детекторы гравитационных волн не перекрывают полностью весь спектр, существует щель между частотами космических (LISA) и земных интерферометров (LIGO и VIRGO), которая была предложена как "чистое окно", лишенное компактных источников непрерывного излучения, сквозь которое можно зафиксировать космологический фон гравитационного излучения [7]. Большинство двойных белых карликов сливаются, прежде чем их частота гравитационного излучения повышается до 0.1 Гц, тогда как более массивные двойные системы, содержащие нейтронные звезды и черные дыры, пройдут сквозь этот частотный диапазон на пути к своему возможному слиянию в частотном диапазоне земных интерферометров. Рассчитанные частоты гравитационных волн, излучаемых дифференциально вращающимися и колеблющимися белыми карликами, как раз находятся внутри этой частотной щели. Эти источники будут монохроматичными и долгоживущими. Гравитационное излучение многочисленной популяции белых карликов нашей Галактики создаст фон в этом частотном диапазоне, который замаскирует космологический фон.

Во второй части мы рассматриваем энергию дифференциального вращения белого карлика и предлагаем два вида распределения углового момента. В третьей части рассчитаны энергетические потери для дифференциально вращающихся белых карликов. Результаты численных вычислений представлены в четвертой части. Выводы сделаны в пятой части.

2. Энергия дифференциального вращения. Без восполнения потерь в ходе гравитационного излучения, колебательная энергия белого карлика высветится в виде гравитационного излучения за 10³ лет [8]. В наших предыдущих работах мы рассмотрели энергию

деформации для вращающихся звезд как возможный источник энергии колебаний [1,2]. Здесь мы рассматриваем энергию дифференциального вращения белого карлика как источник энергии подобных колебаний. Мы предполагаем, что при рождении белый карлик вращается дифференциально с угловой скоростью, являющейся функцией радиуса. Из-за трения вращение через какое-то время станет твердотельным. Разность энергий звезды в этих состояниях мы и называем энергией дифференциального вращения. Для описания дифференциально вращающейся звездной конфигурации мы должны задать распределение плотности и распределение углового момента внутри звезды. Следуя работе [9], перейдем к цилиндрическим координатам, где, согласно теореме Пуанкаре, распределение углового момента зависит только от лагранжевой цилиндрической массы u. Это отношение массы, находящейся внутри цилиндра радиуса r_{\perp} , к общей массе M. Для звезды с радиусом R мы имеем (в цилиндрических координатах)

$$u(r_{\perp}) = \frac{4\pi}{M} \int_{0}^{r_{\perp}} r_{\perp}' dr_{\perp}' \int_{0}^{\sqrt{R^{2} - r_{\perp}}} \left(\sqrt{r_{\perp}'^{2} + z^{2}} \right) dz , \qquad (1)$$

где $\rho(r)$ - распределение плотности в сферических координатах.

Наши расчеты сделаны для следующих распределений углового момента [4]:

$$l_1(u) = 3.068133 + 0.203667(1-u)^{0.801297} - 3.271800(1-u)^{0.500}, \qquad (2)$$

$$l_2(u) = 3.825819 + 0.857311(1-u)^{0.650981} - 4.68313(1-u)^{0.400} .$$
 (3)

Первая интерполяционная формула относится (с точностью до одного процента) к твердотельно вращающейся политропе с показателем n=0.5, а вторая - к твердотельно вращающейся политропе с показателем n=1.5. Надо учесть, что давление в белых карликах обеспечивает ультрарелятивистский электронный газ, а распределение плотности описывается функцией Лейна-Эмдена с индексом 3. Если применить распределения (2) и (3) к этим звездам, то в них вращение будет дифференциальным [4].

Энергия дифференциального вращения равна разнице вращательных энергий дифференциально вращающейся звезды E_{dr} и твердотельно вращающейся звезды E_{ur} . Энергия твердотельно вращающейся звезды задается так: $E_{ur} = I \Omega_0^2/2$, где I и Ω_0 - момент инерции и постоянная угловая скорость твердотельно вращающейся звезды. Следовательно,

$$E_{diff} = 2\pi \int_{0}^{R} \left(\Omega^{2}(r_{\perp}) - \Omega_{0}^{2} \right) r_{\perp}^{3} dr_{\perp} \int_{0}^{\sqrt{R^{2} - r_{\perp}^{3}}} \rho \left(\sqrt{r_{\perp}^{2} + z^{2}} \right) dz , \qquad (4)$$

где Ω(r_⊥) - угловая скорость дифференциально вращающейся звезды

как функция цилиндрической координаты r_{\perp} задается формулой

$$\Omega(r_{\perp}) = \frac{L}{Mr_{\perp}^2} l(u(r_{\perp})), \qquad (5)$$

где $L = I \Omega_0$ - угловой момент звезды.

Угловые скорости для двух распределений углового момента определяются так:

$$\Omega_{1}(r_{\perp}) = \frac{I \Omega_{0}}{M r_{\perp}^{2}} \left(3.068133 + 0.203667 (1-u)^{0.801297} - 3.271800 (1-u)^{0.500} \right), \quad (6)$$

$$\Omega_2(r_{\perp}) = \frac{I \,\Omega_0}{M r_{\perp}^2} \left(3.825819 + 0.857311 (1-u)^{0.650981} - 4.68313 (1-u)^{0.400} \right). \tag{7}$$

Как видно из уравнений (4) и (5), энергия дифференциального вращения пропорциональна квадрату полного углового момента L.

3. Тепловые потери. Общее уравнение переноса тепла в магнитной гидродинамике гласит [10]:

$$\rho T \left(\frac{\partial S}{\partial t} + (\bar{v} \nabla) S \right) = \frac{\xi}{2} \left(\sigma_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} (\nabla \bar{v}) \right)^2 + \zeta (\nabla \bar{v})^2 + \frac{c^2}{16\pi^2 \sigma_*} \left(\nabla \times \bar{b} \right)^2 + \nabla (\kappa \nabla T),$$
(8)

где S -энтропия единицы массы, ξ и ζ - коэффициенты первой и второй вязкости, κ - коэффициент теплопроводности, σ_{ij} - тензор напряжений, σ_e - коэффициент электрической проводимости, \bar{b} напряженность магнитного поля, T - температура. Первое и второе слагаемые представляют собой энергию, диссипируемую в виде тепла благодаря вязкости, третье - джоулево тепло, четвертое же дает диссипацию, связанную с теплопроводностью. Тензор напряжений определяется как

$$\sigma_{ij} = \frac{\partial v_i}{\partial x_i} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i}.$$
(9)

Коэффициент электрической проводимости вещества белых карликов имеет следующий вид [11]:

$$\sigma_e = 5.34 \times 10^{21} \, \frac{\sqrt{1 + \rho_6^{2/3}}}{Z} \,, \tag{10}$$

где ρ_6 - плотность в единицах 10⁶ г/см³ и Z - атомный номер вещества.

Подобные колебания дифференциально вращающегося белого карлика приведут к излучению гравитационных волн. Эти колебания описываются формулой:

$$\mathbf{r}_{\perp} = \mathbf{r}_{\perp}^{0} (\mathbf{1} + \eta \sin \omega t), \quad \mathbf{z} = \mathbf{z}^{0} (\mathbf{1} + \eta \sin \omega t), \quad (11)$$

где r_{\perp}^0 и z^0 - невозмущенные значения координат среды, η -

относительная амплитуда этих колебаний. Предполагается, что η << 1 и не зависит от координат. Далее компоненты скорости плазмы в цилиндрических координатах имеют вид:

$$v_{r\perp} = \frac{r_{\perp} \eta \omega \cos \omega t}{1 + \eta \sin \omega t}, \quad v_z = \frac{z \eta \omega \cos \omega t}{1 + \eta \sin \omega t}, \quad v_{\Phi} = r_{\perp} \Omega(r_{\perp}). \quad (12)$$

Учитывая (12), получаем для компонент тензора напряжений следующие выражения:

$$\sigma_{r\perp r\perp} = \sigma_{zz} = \sigma_{\Phi\Phi} = \frac{2\eta\omega\cos\omega t}{1+\eta\sin\omega t}, \quad \sigma_{r\perp\Phi} = r_{\perp}\frac{\partial\Omega(r_{\perp})}{\partial r_{\perp}}, \quad \sigma_{r\perp z} = \sigma_{z\Phi} = 0.$$
(13)

Далее, так как дивергенция скорости в цилиндрических координатах имеет вид

$$\frac{2}{3}\nabla\overline{v} = \frac{2\eta\omega\cos\omega t}{1+\eta\sin\omega t},$$
(14)

мы получаем для первого слагаемого в правой части уравнения (8) (энергии, диссипируемой в единице объема в единицу времени) следующее выражение:

$$J = \frac{\xi}{2} \left(\sigma_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} (\nabla \vec{v}) \right)^2 = \frac{\xi}{2} \left(\frac{\partial \Omega(r_{\perp})}{\partial r_{\perp}} r_{\perp} \right)^2.$$
(15)

Здесь мы пренебрегли вторым слагаемым в (8), потому что считаем вещество звезды одноатомным. Джоулевы потери, обусловленные третьим слагаемым, также малы по сравнению с потерями из-за вязкости [1]. Четвертое слагаемое в (8) также мало, так как большая теплопроводность вырожденного электронного газа обуславливает чрезвычайно малый температурный градиент внутри звезды. Это слагаемое существенно только в тонком слое вблизи поверхности звезды, где выделяемая энергия излучается в виде теплового излучения.

Полная энергия, диссипируемая в единицу времени, определяется так:

$$J_T = \int_0^R \int_0^{\sqrt{R^2 - r_\perp^2}} 2\pi r_\perp \frac{\xi}{2} \left(r_\perp \frac{\partial \Omega}{\partial r_\perp} \right)^2 dz dr_\perp \,. \tag{16}$$

Здесь коэффициент первой вязкости ξ определяется следующим образом [12]:

$$\xi = 1.893 \times 10^{6} \frac{(\rho_{6}/\mu_{e})^{5/3}}{Z(1+1.018(\rho_{6}/\mu_{e}))^{2/3}} \frac{1}{S_{sf}},$$
 (17)

где $\mu_e = A/Z$, S_{sf} - интеграл статического структурного фактора, $S_{sf} \approx 0.8$ для белых карликов. Для вычисления диссипации энергии (16) нам необходимо определить распределение плотности вещества

звезды. Поэтому мы интегрируем звездные конфигурации, используя известное уравнение состояния белых карликов [13]. Давление определяется давлением вырожденного газа электронов, а плотность - массами атомов.

$$P = \frac{4}{3} \left(\frac{m_e}{m_n} \right)^4 K_n \left[x \left(2 x^3 - 3 \right) \sqrt{\left(1 + x^2 \right)} + 3 \ln \left(x + \sqrt{1 + x^2} \right) \right], \quad (18)$$

$$\rho = \frac{32}{3} \left(\frac{m_e}{m_n} \right)^3 \frac{K_n}{c^2} \frac{A}{Z} x^3 , \qquad (19)$$

где m_n - масса нуклона, $K_n = m_n^4 c^5/32\pi^2\hbar^3$ и $x = p_e/m_e c$, где p_e - фермиимпульс электрона. Отношение A/Z для вырожденной плазмы следующее [5]:

$$\frac{A}{Z} = 2 + 1.255 \times 10^{-2} x + 1.755 \times 10^{-5} x^2 + 1.376 \times 10^{-6} x^3, \qquad (20)$$

где безразмерный параметр x изменяется от значения x_{cont} (решение уравнения $\rho(x_{cent}) = \rho_{cent}$) до 0.03, которое соответствует плотности 50 г/см³ вблизи поверхности звезды, где уравнение состояния еще верно.

Для определения характерного времени т релаксации дифференциального вращения предположим, что потери энергии из-за дифференциального вращения определяются полной энергией, диссипируемой в единицу времени:

$$\tau = \frac{E_{diff}}{J_T} \,. \tag{21}$$

Для определения энергии дифференциального вращения нужно задать значение Ω_0 . В наших вычислениях Ω_0 положено-равным кеплеровской угловой скорости на поверхности твердотельно вращающейся звезды, соответствующей началу истечения вещества с поверхности звезды. Эта оценка дает наибольшую энергию, обусловленную этим механизмом.

Используя модели белых карликов, построенные в работе [14], мы вычислили энергию, высвободившуюся во время дифференциального вращения, по формуле (16). В первых шести столбцах табл.1 приведены значения следующих параметров: массы M звезды в единицах массы Солнца, кеплеровской угловой скорости Ω_k для твердотельно вращающейся звезды, момента инерции I_{48} и квадрупольного момента Q_{48} в 10⁴⁸ г × см², частоты ∞ подобных колебаний в Гц [15,16], экваториального радиуса R_e вращающегося белого карлика в единицах 10⁸ см. Все интегральные параметры вращающегося белого карлика взяты из [14]. Далее приведены энергия дифференциального вращения $E_{dgn(49)}$ в единицах 10⁴⁹ эрг, энергия, диссипируемая в единицу времени $J_{пз20}$, в 10³² эрг/с, характерное время релаксации дифференциального

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ 237

Таблица 1

интегральные	ПАРА	АМЕТРЫ	ВРАЩАЮЩИХСЯ
БЕ	лых	КАРЛИК	OB

M/Mo	Ω _k	I41	Q45	ω	R,	E	J _{T(32)}	τ	E _{ur} / E _{gr}
0.5946	0.196	128	20.48	0.758	10.93	0.17	0.049	11.17	0.07
0.5946	0.196	128	20.48	0.758	10.93	0.14	0.043	10.33	0.07
0.9993	0.476	88.6	14.27	0.794	7.342	0.56	0.92	1.96	0.06
0.9993	0.476	88.6	14.27	0.794	7.342	0.42	0.81	1.68	0.05
1.2731	1.063	39.5	4.766	1.51	4.625	1.03	8.31	0.39	0.04
1.2731	1.063	39.5	4.766	1.51	4.625	0.69	7.24	0.31	0.04
1.3502	2.042	15.9	1.554	1.99	3.044	1.41	38.8	0.12	0.03
1.3502	2.042	15.9	1.554	1.99	3.044	0.89	33.6	0.08	0.03

вращения т в 10⁹ лет, отношение кинетической энергии вращения к гравитационной потенциальной энергии E_{ur}/E_{gr} для белого карлика. Для каждой конфигурации в первой и во второй строках приведены результаты, соответствующие распределениям углового момента l_1 и l_2 . Отметим, что вековая неустойчивость возникает, если $E_{ur}/E_{gr} > 0.15$ [17]. Следовательно, все четыре конфигурации, рассмотренные в табл.1, стабильны. Заметим, что средняя масса белого карлика порядка 0.6 M_{\odot} , и время релаксации для большинства белых карликов сравнимо с возрастом галактики (10¹⁰ лет).

4. Амплитуды гравитационных волн. Измерение угловой скорости врашения белых карликов затруднено из-за того, что гравитационное уширение спектральных линий превосходит ожидаемое уширение этих линий из-за вращения [18]. Угловые скорости некоторых изолированных немагнитных белых карликов были измерены, используя узкие сердцевины спектральных линий водорода в спектре белых карликов класса DA. Однако наблюдение частот д-моды колебаний в переменных белых карликах свидетельствует о наличии периодов вращения порядка одного дня[18]. Параметры некоторых белых карликов, периоды которых определены этим методом, приведены в табл.2. В первых четырех столбцах таблицы приведены следующие величины: наименование белого карлика, масса М звезды в единицах массы Солнца, период вращения Р в днях, спектральный тип звезды. В пятом приводится период Р_, определенный спектроскопическим методом; в шестом - расстояние до звезды г в парсеках. Все данные, кроме некоторых расстояний, взяты из работы [18]. Расстояния с индексом "а" - из архива WhiteDwarf.org, с индексом "b" - из [19].

Гравитационное излучение дифференциально вращающихся белых карликов может создать фон гравитационного излучения на частоте 0.1 Гц,

WELLING W MACCH FEILLY KAPINKOB

Таблица 2

ПЕРИОДЫ БГАЩЕНИИ И МАССЫ БЕЛЕНТ И СОВ						
Обозначение	M/Mo	P	Тип	P,,	r	
G29-38	0.6	1.35	DAV	0.014	13.7*	
GD165	0.6	4.20	DAV	0.024	29.2	
L19-2	0.6	1.10	DAV	0.017	22.7*	
HS0507	0.6	1.54	DAV	1.5	49 ^b	
GD358	0.61	1.20	DBV		36.6*	
PG0122+200	0.68	1.60	DOV	+20.51	01 - 1m	
PG2131+066	0.62	0.21	DOV	10000	600	
PG1159-035	0.59	1.38	DOV	and a part of	-	
RXJ2117	0.56	1.16	PNNV		760	
NGC1501	0.55	1.17	PNNV		-	

который замаскирует космологический фон. Оценим максимальное значение этого фона, считая, что 1% энергии, выделившейся в процессе дифференциального вращения, преобразуется в энергию квазирадиальных колебаний и далее в энергию гравитационного излучения. Мы выбрали эту часть энергии так, чтобы относительная амплитуда колебаний η была сравнима с величиной наблюденных нерадиальных колебаний [20].

Для определения расстояния до ближайшего белого карлика примем локальную пространственную плотность белых карликов $\rho_s = 0.003$ пк⁻³ [21] и получим:

$$\tau_{min} = 2 \left(\frac{3}{4\pi \rho_s} \right)^{1/3} = 8.6 \text{ mk}$$
 (22)

Считая, что галактическая популяция белых карликов находится в диске, используем следующую функцию распределения плотности:

$$\rho = \rho_0 \, e^{-r/R_0} \, e^{-z/h} \tag{23}$$

в галактоцентрических цилиндрических координатах с $R_0 = 2.5$ кпк и h = 200 пк. Принимая солнечные координаты $\rho_s = 8.5$ кпк и $z_s = 0$ пк, получаем $\rho_0 = 0.09$ пк⁻³, и полное число белых карликов в галактике $N = 2.2 \times 10^8$. Для определения амплитуды гравитационной волны от изолированного белого карлика и от всей галактической популяции мы должны найти мощность гравитационного излучения. Начнем наши вычисления с определения Ω_0 для каждого белого карлика из табл.2, используя распределения углового момента (2) и (3) и $\Omega(R_e) = 2\pi/P$. Далее вычисляем энергию дифференциального вращения $E_{\rm av}$ (4) и скорость диссипации энергии J_T . Характерные времена релаксации $\tau = 11.7 \times 10^9$ лет и $\tau = 9.3 \times 10^7$ лет для распределений углового момента (2) и (3) белого карлика с массой 0.6 M_{\odot} . Принимая мощность гравита-

ционного излучения $J_0 = 0.01 J_r$, вычисляем амплитуду гравитационной волны h_0 [2]:

$$h_{+} = \sqrt{\frac{15 G J_0}{2 c^3}} \frac{1}{r \omega} \sin^2 9 \sin \omega t' = h_0 \sin^2 9 \sin \omega t', \qquad (24)$$

и относительную амплитуду колебаний η [2]

$$J = \frac{6G}{5c^5} \eta^2 \omega^6 |Q^0|^2 \cos^2 \omega t' = J_0 \cos^2 \omega t', \qquad (25)$$

где t' = t - r/c, r - расстояние от источника. Результаты вычислений представлены в табл.3 для распределений l_1 и l_2 . Для звезд DOV и PNNV расстояние принято равным 400 пк. В первых пяти столбцах табл.3 приведены следующие величины: наименование белого карлика, энергия дифференциального вращения E_{augr} скорость диссипации энергии J_r безразмерная амплитуда гравитационной волны h_0 , относительная амплитуда колебаний η . В шестом столбце приведен поток энергии гравитационной волны F на земле для популяции, состоящей только из одного вида белых карликов. Поток энергии определяется по формуле [22]:

Таблица 3

					12 B M 1 C M
Обозначение	E _{duf} × 10 ⁴⁰ эрг	$J_T \times 10^{23}$ spr/c	$h_0 \times 10^{-28}$	η	F×10 ⁻¹⁵ эрг/с см ²
G29-38	12.841	3.701	2.587	0.0497	1.43
G29-38	10.575	3.248	2.423	0.0465	1.26
GD165	1.327	0.382	0.39	0.154	0.148
GD165	1.092	0.335	0.365	0.145	0.13
L19-2	19.341	5.575	1.916	0.0405	2.16
L19-2	15.928	4.892	1.795	0.0379	1.89
HS0507	9.868	2.844	0.634	0.0567	1.10
HS0507	8.126	2.496	0.594	0.0531	0.967
GD358	16.252	4.684	1.089	0.0441	1.81
GD358	13.384	4.111	- 1.02	0.0414	1.59
PG0122+200	9.142	2.635	0.075	0.0589	1.02
PG0122+200	. 7.528	2.312	0.07	0.0551	0.896
PG2131+066	530.68	152.96	0.38	0.0077	59.27
PG2131+066	430.03	134.23	0.356	0.0073	52.01
PG1159-035	12.289	3.542	0.087	0.0508	1.37
PG1159-035	10.12	3.108	0.081	0.0476	1.20
RXJ2117	17.392	5.013	0.054	0.0427	1.94
RXJ2117	14.323	4.399	0.051	0.04	1.7
NGC1501	17.096	4.928	0.1	0.043	1.91
NGC1501	14.079	4.324	0.096	0.0403	1.67

ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРАВИТАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ *I*₁ (ВЕРХНЯЯ СТРОКА) И *L* (НИЖНЯЯ СТРОКА)

$$F = \frac{4\pi\rho_S \ hJ_0 f(h)}{4\pi (3\times 10^{18})^2},$$

где h = 200 пк и f(h) = 6.15 определено с использованием приложения A из [22].

Заметим, что простое усреднение амплитуд гравитационных волн в табл.3 дает $h_0 = 0.73 \times 10^{-28}$ и $h_0 = 0.68 \times 10^{-28}$ и средний поток $F = 7.22 \times 10^{-15}$ эрг/с см² и $F = 6.33 \times 10^{-15}$ эрг/с см² для распределений углового момента l_1 и l_2 . Как видно из табл.1, этот поток распределен в диапазоне частот от $v_1 = 0.12$ Гц до $v_2 = 0.32$ Гц, который находится в середине декагерцного диапазона частот, предложенного в качестве щели в диапазоне частот детекторов гравитационных волн. Оценивая среднюю гравитационную амплитуду галактической популяции пульсирующих белых карликов, используя усредненное по углам и поляризации выражение из работы [23] и усредняя еще по $\Delta v = v_2 - v_1$, получаем:

$$\overline{h}_0 = \frac{\ln v_2 / v_1}{\Delta v} \sqrt{\frac{4 \, GF}{\pi \, c^3}} , \qquad (27)$$

что дает $\overline{h_0} = 2.34 \times 10^{-26}$ и $\overline{h_0} = 2.19 \times 10^{-26}$ для распределений углового момента l_1 и l_2 . Характеристическая амплитуда стохастического космологического фона для наблюдений в течение года определяется так [24]:

$$h \approx 7.1 \times 10^{-22} \left[\frac{h_{100}^2 \,\Omega(v)}{10^{-8}} \right]^{1/2} (v/1 \,\mathrm{MFu})^{-3/2} ,$$
 (28)

где значение постоянной Хаббла есть $100h_{100}$ км с⁻¹Мпк⁻¹ и $\Omega(\nu)$ - отношение критической плотности энергии гравитационного излучения к логарифму частоты. Для стандартной медленной инфляции из данных эксперимента СОВЕ [25] $h_{100}^2 \Omega \le 10^{-15}$. Следовательно, для амплитуды стохастического космологического фона в этом частотном диапазоне получаем $h_0 \approx 10^{-28}$.

5. Заключение. Мы определили относительные амплитуды гравитационного излучения изолированных белых карликов и возможную величину фона гравитационного излучения галактической популяции белых карликов, обусловленного подобными колебаниями. Для нахождения этих величин мы использовали два новых распределения углового момента [4]. Найденные значения по порядку величины совпадают с полученными в [3], за исключением фона гравитационного излучения, который на порядок больше, чем в [3]. Таким образом, энергия дифференциального вращения представляет собой эффективный источник энергии, способный поддерживать долгоживущие колебания. Следовательно, эти колебания представляют собой долгоживущие

(26)

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ 241

монохроматические источники гравитационного излучения. Мы не указали механизм превращения энергии дифференциального вращения в энергию колебаний. Однако, если такой механизм существует и поддерживает квазирадиальные колебания с амплитудой, сравнимой с наблюденными низкочастотными колебаниями, то тогда галактическая популяция белых карликов может создать стохастический фон, сравнимый по интенсивности с ожидаемым стохастическим космологическим фоном в том же диапазоне частот.

Авторы выражают благодарность гранту ANSEF No05-PS-astroth-811-78 за финансовую поддержку, а также гранту CRDF/NFSAT №ARP2-3232-YE-04.

Ереванский государственный университет, Армения, e-mail: dsedrak@server.physdep.r.am

GRAVITATIONAL RADIATION FROM DIFFERENTIALLY ROTATING AND OSCILLATING WHITE DWARFS

D.M.SEDRAKIAN, K.M.SHAHABASYAN, M.K.SHAHABASYAN

We examine the possibility of gravitational radiation from white dwarfs undergoing self-similar oscillations which are fed by the energy released during the relaxation of the differential rotation of the white dwarf. We consider two typical cases of initial angular momentum distribution. Assuming the energy of the self-similar oscillations causing gravitational wave emission is about 1% of the energy dissipated in the differentially rotating white dwarf, the strain amplitudes are found to be less than 10^{-27} for a white dwarf at ≈ 50 pc. The gravitational radiation of the galactic population of white dwarfs may produce a confusion limited foreground above the stochastic cosmological background for proposed advanced detectors in the decihertz frequency band.

Key words: (stars): white dwarfs: gravitational radiation

ЛИТЕРАТУРА

- 1. М.Бенаквиста, Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, К.М.Шахабасян, А.А.Садоян, Астрофизика, 47, 381, 2004.
- 2. M.Benacquista, D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan, K.M.Shahabasyan, A.A.Sadoyan, Astrophys. J., 596, L223, 2003.
- 3. D.M.Sedrakian, M.Benacquista, M.V.Hayrapetyan, K.M.Shahabasyan, A.A.Sadoyan, Class. & Quantum. Grav., 21, 5493, 2004.
- 4. P.Bodenheimer, J.P.Ostriker, Astrophys. J., 180, 159, 1973.
- 5. Г.С.Саакян, Э.В.Чубарян, Сообщ. БАО, 34, 99, 1963.
- 6. S.D.Kawaler, T.Seki, D.Gough, Astrophys. J., 516, 349, 1999.
- 7. N.Seto, S.Kawamura, T.Nakamura, Phys. Rev. Lett., 87, 221103, 2001.
- 8. Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, Астрон. ж., 54, 1047, 1977.
- 9. J.P.Ostriker, J.W-K.Mark, Astrophys. J., 151, 1075, 1968.
- 10. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, М., 1988.
- 11. Д.М.Седракян, А.К.Аветисян, Астрофизика, 26, 491, 1987.
- 12. R.Nandkumar, C.J.Pethick, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 209, 511, 1984.
- 13. Г.С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
- 14. Г.Г.Арутюнян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян, Астрофизика, 7, 467, 1971.
- 15. В.В.Папоян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян, Астрон. ж., 49, 750, 1972.
- 16. Г.Г.Арутюнян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян, Астрон. ж., 49, 1216, 1972.
- 17. J.P.Ostriker, J.M.Tassoul, Astrophys. J., 155, 987, 1969.
- 18. S.D. Kawaler, Proc. IAU Symp., 215, 2003.
- 19. S.Jordan, D.Koester, G.Vauclair et al., Astron. Astrophys., 330, 277, 1998.
- 20. R.Kotak, M.H.Kerwijk, J.C.Clemens, D.Koester, Astron. Astrophys., 397, 1043, 2003.
- 21. J.Liebert, C.C.Dahn, D.G.Monet, Astrophys. J., 332, 891, 1988.
- 22. D.Hils, P.L.Bender, R.F.Webbink, Astrophys. J., 360, 75, 1990.
- 23. D.H.Douglas, V.G.Braginsky, General Relativity, Cambridge, 30, 1979.
- 24. C. Ungarelli, A. Vecchio, Phys. Rev. D, 63, 064030, 2001.
- 25. M.S. Turner, Phys. Rev. Lett., 55, 435, 1997.
АСТРОФИЗИКА

TOM 49

МАЙ, 2006

ВЫПУСК 2

УДК: 524.3-423

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВЕЗДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ ИЗ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

А.А.САДОЯН

Поступила 4 ноября 2005 Принята к печати 17 февраля 2005

В статье рассматривается гравитационное излучение вращающихся и осциллирующих звездных конфигураций, описываемых уравнением состояния несжимаемой жидкости. Методом, используемым в даннои статье, можно определить частоты и амплитуды гравитационных волн для произвольных значений центральных плотностей. При плотностях, соответствующих нейтронным звездам, основные параметры гравитационного излучения согласуются с результатами, полученными ранее для реалистических моделей. Звездные конфигурации с несжимаемой жидкостью, в зависимости от центральной плотности, могут излучать гравитационные волны в широком диапазоне частот: от 10⁻² до 10⁴ Гц.

1. Введение. Звездные модели, состоящие из несжимаемой жидкости, хорошо описывают звездные конфигурации при больших плотностях. Многие задачи теоретической астрофизики, такие, как структура внутреннего строения, эффекты, связанные с вращением, приливные явления, задачи стабильности и пульсации звезд аналитически можно решить только в случае несжимаемой жидкости.

Вращающиеся конфигурации с несжимаемой жидкостью были исследованы в работе [1], где были получены основные параметры несжимаемой жидкости в приближении Ω^2 . В исследованиях сверхплотных небесных тел уравнение состояния при больших плотностях можно заменить моделью несжимаемой жидкости, что упрощает расчеты и дает общее представление о свойствах конфигурации. Тем не менее, модель несжимаемой жидкости, особенно в рамках общей теории относительности, нужно применять с осторожностью, так как скорость звука в несжимаемой жидкости может превышать скорость света. Сложности возникают также при рассмотрении колебаний в конфигурациях с несжимаемой жидкостью.

Как известно, для регистрации гравитационных волн создающимися и уже работающими гравитационными детекторами необходим детальный численный анализ, для чего нужны точные значения основных характеристик гравитационного излучения. В данной работе рассчитаны амплитуды и частоты гравитационных волн вращающихся и осциллирующих звездных конфигураций, описываемых уравнением состояния несжимаемой жидкости. Исследование гравитационного излучения таких конфигураций и сравнение результатов с результатами, полученными в других моделях звездных конфигураций [2-4], представляет большой интерес.

Как увидим далее, частоты гравитационного излучения, полученные в модели несжимаемой жидкости с плотностями $\rho \sim 10^{14}$ г/см³, совпадают с ожидаемыми частотами излучения нейтронных звезд - порядка 1 кГц. Отметим также, что амплитуды гравитационного излучения совпадают по порядку величины с результатами, полученными в более реалистических моделях [5].

Во втором разделе исследуется механизм гравитационного излучения вращающихся и колеблющихся конфигураций, приводится формула для максимально возможных значений потоков энергии гравитационного излучения. В третьем разделе приводятся основные результаты для амплитуд и частот гравитационных излучений от сверхплотных звездных конфигураций.

2. Гравитационное излучение вращающихся и колеблющихся сверхплотных конфигураций. Аксиально симметричные вращающиеся конфигурации могут излучать гравитационные волны, если квадрупольный момент, возникающий вследствие вращения, изменяется с течением времени из-за колебаний.

Для упрощения расчетов допустим, что колебания характеризуются формулой $x_{\alpha} = x_{\alpha}^{0}(1 + \eta \sin \omega t)$, где ω - циклическая частота колебаний, а $\eta << 1$ амплитуда радиальных колебаний. Такие колебания называются "подобными колебаниями" [2] и приводят к простой зависимости квадрупольного момента от времени.

$$Q_{\alpha\beta} = \int \rho \left(x_{\alpha} x_{\beta} - \frac{1}{3} \delta_{\alpha\beta} x^2 \right) d^3 x \approx Q_{\alpha\beta}^0 (1 + 2\eta \sin \omega t), \qquad (1)$$

где пренебрегаются члены высшего порядка по η . $Q_{\alpha\beta}^0$ - компоненты квадрупольного момента конфигурации, находящейся в состоянии равновесия. Выберем координатную систему так, чтобы ось *z* совпадала с осью вращения, тогда

$$Q^{0} = -Q^{0}_{xx} = 2Q^{0}_{xx} = 2Q^{0}_{yy}.$$
 (2)

Мощность гравитационного излучения определяется формулой [6]

$$J = \frac{G}{5c^5} \left| \frac{d^3}{dt^3} Q_{\alpha\beta} \right|^2, \qquad (3)$$

следовательно

$$J = \frac{6G}{5c^5} \eta^2 \omega^6 |Q^0|^2 \cos^2 \omega t' = J_0 \cos^2 \omega t', \qquad (4)$$

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВЕЗДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ 245

где G - гравитационная постоянная, c - скорость света, r - расстояние до источника, t' = t - r/c. Для того, чтобы волновая форма и угловое распределение излучения имели простой вид, перейдем к поперечной калибровке со следом, равным нулю (ТТ-калибровка), а ось z направим параллельно оси вращения. При этом амплитуды двух поляризаций гравитационных волн будут задаваться формулами

$$h_{+} = \frac{1}{2} (h_{xx} - h_{yy}) = \frac{3 G Q^{0} \eta \omega^{2}}{c^{4} r} \sin^{2} \theta \sin \omega t', \qquad (5)$$

$$h_{x} = h_{xy} = 0, \qquad (6)$$

где θ - угол между осью вращения и волновым вектором. Таким образом, при осцилляции вращающейся системы гравитационное излучение имеет только плюс-поляризацию, амплитуда которой определяется

$$h_{+} = \sqrt{\frac{15 G J_0}{2 c^3}} \frac{1}{r \omega} \sin^2 \theta \sin \omega t' = h_0 \sin^2 \theta \sin \omega t', \qquad (7)$$

где J_0 - интенсивность гравитационного излучения. Амплитуда гравитационного излучения не может быть сколько угодно большой, она ограничена сверху. Действительно, из формулы (4) для амплитуды подобных колебаний η имеем

$$\eta = \frac{1}{\omega^3 |Q_{zz}^0|} \sqrt{\frac{5}{6} \frac{J_0 c^5}{G}} \ll 1$$
(8)

или

$$J_0 << \omega^6 \left| Q_{zz}^0 \right|^2 \frac{6}{5} \frac{G}{c^5}.$$
 (9)

Таким образом, можно оценить верхний предел амплитуды гравитационного излучения для вращающихся конфигураций, которые совершают подобные колебания. Оценим интенсивность гравитационного излучения нейтронных звезд.

Интенсивность гравитационного излучения, то есть энергия, выделенная в единицу времени, для вращающихся нейтронных звезд с квадрупольными моментами порядка 10⁴⁴ гсм² [7] и частотами радиальных пульсаций 10³ Гц [8], равна $J_{0max} \sim 10^{46}$ эрг/с. Для амплитуды гравитационной волны из (7) получаем

$$h_0 = \frac{1}{r\omega} \sqrt{\frac{15GJ_0}{2c^3}} \,. \tag{10}$$

Перейдем к обсуждению источников гравитационного излучения объектов из несжимаемой жидкости.

А.А.САДОЯН

3. Гравитационное излучение вращающихся несжимаемых конфигураций. Как видно из [9,10], модели с несжимаемой жидкостью сохраняют актуальность благодаря своей простоте и возможности аналитических вычислений. В работе [11] обсуждаются реальные уравнения состояния нейтронных звезд, которые соответствуют максимально несжимаемым нейтронным звездам. Полученные там основные интегральные параметры, в частности массы нейтронных звезд (до 2.4 солнечных масс), совпадают с максимальными массами, полученными в рамках моделей несжимаемой жидкости.

Частоты колебаний невращающейся конфигурации были впервые найдены Чандрасекаром [12]. Обсуждение стабильности по отношению к радиальным пульсациям для вращающихся несжимаемых конфигураций с учетом первых релятивистских поправок можно найти в [13]. Согласно этой работе, для конфигураций с веществом, описывающимся политропным уравнением состояния, безразмерная частота Σ , связанная с частотой ω соотношением $\Sigma^2 = 3\omega^2/8\pi G\rho$, равна

$$\Sigma^{2} = \left(\gamma - \frac{4}{3}\right) + 4\beta \left(\frac{5}{3} - \gamma\right) - \frac{1}{42} \frac{R_{g}}{R} (54\gamma - 53) + \frac{2}{21} \beta \frac{R_{g}}{R} (81\gamma - 106), \quad (11)$$

где $\beta = \Omega^2/8\pi G \rho$ - безразмерная частота вращения, Ω - циклическая частота вращения, R_g/R - отношение шварцшильдовского радиуса к радиусу звезды, γ - коэффициент в уравнении состояния $P = P_0 \rho^{\gamma} / \rho_0^{\gamma}$, где P - давление, а ρ - плотность, P_0 , ρ_0 - соответственно давление и плотность в центре звезды. При выводе формулы (11) не учитывались слагаемые порядка $(R_g/R)^2$, а также предполагалось постоянство плотности. Последнее условие полностью выполняется для несжимаемой жидкости, а для политропных конфигураций оно выполняется приблизительно.

Для описания релятивизма модели вводится параметр $\alpha = P_0/\rho_0 c^2$. В случае несжимаемой жидкости $\rho_0 = \rho = \text{const}$, параметр α изменяется от 0 до ∞ в отличие от реального вещества, где α изменяется от 0 до 1. В несжимаемой жидкости возможно нарушение принципа причинности: скорость звука $V_s = \sqrt{\gamma P_0/\rho_0} = c \sqrt{\gamma \alpha}$ может быть сколько угодно большой, так как $\gamma \to \infty$.

Для дальнейшего обсуждения введем новый параметр $\tau = (3\alpha + 1)/(\alpha + 1)$, который уже изменяется на отрезке [1,3] и удовлетворяет соотношению [13]

$$\frac{R_g}{R} = \frac{\tau^2 - 1}{\tau^2}.$$
 (12)

Для нахождения частоты радиальных пульсаций, в уравнение (11) подставим максимальное значение γ = 5/3, а для β воспользуемся

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВЕЗДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ 247

максимальным значением в ньютоновской теории: 1/6, что соответствует "кеплеровской" скорости - максимально допустимой скорости вращения, при которой отсутствует истечение вещества с экватора. Это дает нам возможность оценить верхний предел для амплитуды гравитационных волн. Соотношение R_e/R однозначно определяется из (12).

В табл.1 приведены характеристики гравитационного излучения конфигураций из несжимаемой жидкости с плотностью $\rho = 4.1 \cdot 10^{14}$ г/см³, соответствующие нейтронным звездам.

Таблица 1

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРАВИТАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КОНФИГУРАЦИЙ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ С ρ = 4.1 · 10¹⁴ г/см³, ОСЦИЛЛИРУЮЩИХ С АМПЛИТУДОЙ η = 10⁻⁴.

τ	α	M _{ret} / M _S	R х 10 ⁶ см	Q _т х 10 ⁴⁴ г см ²	ω х 10 ³ Гц	h ₀ (r/kiik) x 10 ⁻²²	J ₀ х 10 ⁴² эрг/с
1.05	0.025641	0.189832	0.604	0.011	8.216	0.006	0.013
1.1	0.052632	0.484977	0.825	0.102	7.728	0.049	0.734
1.2	0.111111	1.132955	1.095	0.884	6.855	0.333	26.745
1.3	0.176471	1.74404	1.266	2.734	6.089	0.812	125.584
1.4	0.25	2.300791	1.386	3.946	5.404	0.924	127.932

Примечание: т и α – параметры релятивизма, M_{ref} – масса вращающейся конфигурации в единицах солнечных масс, R_{e} – экваториальный раднус, Q_{e} – квадрупольный момент, α - частота излучения, h_{0} – амплитуда гравитационных волн для источников, находящихся на расстоянии 1 кпк, и J_{0} – поток энергии у источника. Интегральные параметры были получены для кеплеровской скорости вращения Ω_{ee} = 10710.86. Значения M_{ref} , R_{e} и Q_{ac} взяты из работы [13].

Основные интегральные параметры вращающихся конфигураций приведены в зависимости от параметров релятивизма т и а. Массы, экваториальные радиусы, квадрупольные моменты конфигураций из несжимаемой жидкости были взяты из работы [13]. Частоты гравитационного излучения вращающейся и колеблющейся конфигурации совпадают с частотой радиальных колебаний, определяемой из (11) с учетом (12). Амплитуды гравитационного излучения конфигураций, описываемых моделью несжимаемой жидкости, определяются формулой

$$h_0 = \frac{3 G Q^0 \eta \omega^2}{c^4 r},$$
 (13)

где для *r* было выбрано значение 1 кпк, а $\eta = 10^{-4}$. Значение η определяется источником энергии подобных колебаний. Разные типы источников энергии обсуждаются в работах [3-5,14]. Конкретное значение η было взято из работы [5], где обсуждается реальная модель нейтронной звезды, а источником энергии гравитационного излучения

является деформационная энергия звезды, выделяющаяся в процессе замедления вращения. В той же работе в качестве источника энергии излучения рассматривается энергия, выделяющаяся при скачках угловой скорости вращения нейтронных звезд. Отметим, что значения п получаются в том же диапазоне.

Основные характеристики гравитационного излучения нейтронных звезд в рамках модели несжимаемой жидкости согласуются с результатами, полученными в реальных моделях.

В таблице приведены максимальные значения интегральных параметров и характеристик гравитационного излучения для конфигураций, вращающихся с максимально допустимыми угловыми скоростями.

На рис.1 приведены зависимости амплитуд гравитационного излучения от частоты для источников, состоящих из несжимаемой жидкости. Кривые соответствуют конфигурациям с массами соответственно 2.4, 1.4 и 0.8 солнечных масс. Центральные плотности и давления были выбраны таким образом, что вдоль кривых массы конфигураций оставались неизменными. Для сравнения на рис.1 приведены кривые чувствительности для наземной обсерватории LIGO и для проектируемой космической обсерватории LISA. Как видно из рис.1 конфигурации с несжимаемой жидкостью, в зависимости от центральной плотности, могут излучать гравитационые волны в диапазоне частот: от 10⁻² до 10⁴ Гц. Заметим, что



Рис.1. Зависимость амплитуд гравитационного излучения от частоты для источников, состоящих из несжимаемой жидкости и вращающихся с максимально допустимой угловой скоростью. Кривые соответствуют конфигурациям с массами соответственно 2.4, 1.4 и 0.8 солнечных масс. Центральные плотности и давления были выбраны таким образом, что вдоль кривых массы конфигураций оставались неизменными. Амплитуда собственных колебаний $\eta = 10^{-1}$. На рисунке приведены также кривые чувствительности ЛИГО и ЛИЗА.

248

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВЕЗДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ 249

современные детекторы гравитационных волн еще не в состоянии регистрировать сигналы от изолированных осциллирующих сверхплотных конфигураций, но, учитывая темп усовершенствований технологий, применяемых в детекторах, можно ожидать, что в ближайшем будущем порог чувствительности детекторов гравитационных волн возрастет на несколько порядков.

4. Заключение. В работе найдены основные параметры гравитационного излучения сверхплотных звездных конфигураций, описываемых моделью несжимаемой жидкости.

Получены частоты и максимальные амплитуды гравитационных волн для произвольных значений плотностей конфигураций с несжимаемой жидкостью. Эти значения получены для максимально возможных угловых скоростей вращения в приближении Ω^2 .

Звездные конфигурации с несжимаемой жидкостью, в зависимости от центральной плотности, могут излучать гравитационные волны в широком диапазоне частот: от 10⁻² до 10⁴ Гц. В случае регистрации "долгоживущих" источников гравитационных волн на частотах больших 10 кГц можно предполагать, что это изолированные звездные конфигурации с плотностью порядка 10¹⁶ г/см³.

Работа выполнена в рамках гранта CRDF/NFSAT ARP2-3232-YE-04. Выражаю искреннюю благодарность академику Д.М.Седракяну и профессору К.М.Шахабасяну за помощь и полезные советы, а также М.В.Айрапетяну за интересные обсуждения.

Ереванский государственный университет, Армения, e-mail: asadoyan@www.physdep.r.am

GRAVITATIONAL RADIATION OF STELLAR CONFIGURATIONS CONSISTING OF INCOMPRESSIBLE LIQUID

A.H.SADOYAN

Gravitational radiation from rotating and oscillating stellar configurations consisting of incompressible liquid is investigated. By the method used in the paper, frequencies and amplitudes of gravitational radiation for arbitrary values of central densities can be obtained. For densities corresponding to neutron stars main parameters of gravitational radiation agreed with previous results obtained for realistic configurations. Stellar configurations with incompressible matter, depending on central density, can emit gravitational waves in wide range of frequencies: from 10^{-2} to 10^4 Hz.

Key words: stars: neutron - gravitational radiation: stellar configurations

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Д.М.Седракян, Г.Г.Арутюнян, Астрофизика, 7, 259, 1971.
- 2. Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, Астрон. ж., 54, 1047, 1977.
- 3. M.Benacquista, D.M.Sedrakian, M.V.Hairapetyan, K.M.Shahabasyan, A.A.Sadoyan, Astrophys. J., 596, L223, 2003.
- 4. Д.М.Седракян, М.Бенаквиста, М.В.Айрапетян, К.М.Шахабасян, А.А.Садоян, Астрофизика, 47, 381, 2004.
- 5. М.Бенаквиста, Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, К.М.Шахабасян, А.А.Садоян, Астрофизика, 46, 4, 2003.
- 6. Ч.Мизнер, К.Торн, Дж.Уиллер, Гравитация, Мир, М., 1977.
- 7. Г.Г.Арутюнян, Д.М.Седракян, Е.В.Чубарян, Астрон. ж., 49, 1216, 1972.
- 8. Г.Г.Арутюнян, Д.М.Седракян, Е.В.Чубарян, Астрофизика, 7, 467, 1971.
- 9. P.P.Fiziev, "Novel Geometrical Models of Relativistic Stars. II. Incompressible Stars and Heavy Black Dwarfs", arXiv:astro-ph/0409458, 2004.
- 10. M.Sinha, M.Bagchi et al., Phys. Lett., B590, 120, arXiv:hep-ph/0212024, 2004.
- 11. T.S. Olson, Phys. Rev., C63, 015802, arXiv:astro-ph/0011107, 2000.
- 12. S. Chandrasekhar, Astrophys. J., 140, 19, 1964.
- 13. Д.М.Седракян, Докторская диссертация, Ереван, 1973.
- 14. D.M.Sedrakian, M.Benacquista, M.V.Hairapetyan, K.M.Shahabasyan, A.A.Sadoyan, Classical and Quantum Gravity, 21, 5493, 2004.

TOM 49

МАЙ, 2006

ВЫПУСК 2

УДК: 524.3-337

МОДЕЛИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ МЕДЛЕННО ВРАЩАЮЩИХСЯ СР-ЗВЕЗД. у Equ = HD201601

Ю.В.ГЛАГОЛЕВСКИЙ¹, Е.Герт² Поступила 25 декабря 2005 Принята к печати 27 февраля 2006

На основе собранных за все годы измерений магнитного поля экстремально медленного ротатора у Еси, методом "магнитных зарядов" построена модель магнитного поля. Анализ у Есци и всех полученных к настоящему времени данных о параметрах магнитного поля химически пекулярных звезд привел к нескольким интересным выводам, основные из которых следующие. Непараллельность осей вращения и диполя у Еqu и у других исследованных нами ранее медленно вращающихся магнитных звезд является одним из признаков отсутствия торможения СР-звезд на стадиях эволюции "до ГП" с участием магнитного поля. Оси диполей магнитного поля у медленных ротаторов направлены относительно осей вращения произвольно. Значительная фотометрическая переменность исследованных СР-звезд тоже свидетельствует против близости осей. Известное отсутствие достаточно сильных магнитных полей у звезд Ас/Ве Хербига также создает трудности гипотезе "магнитного" торможения на стадиях эволюции "до Главной последовательности". Обратная зависимость среднего поверхностного магнитного поля Вз от периода вращения Р - еще один факт, противоречащий предположению об участии магнитного поля в торможении СР-звезд. Делается предположение, что потеря момента вращения с участием магнитного поля вряд ли произошла на фазах эволюции непосредственно "до Главной последовательности", медленное вращение СР-звезд скорее всего досталось от протозвездных облаков с малым моментом вращения. Часть заезд с медленным вращением имеет конфигурацию магнитного поля центрального диполя, а часть - смещенного диполя, причем смещение может быть как в сторону положительного магнитного полюса, так и в сторону отрицательного.

1. Введение. В этой работе мы продолжаем единой методикой исследование конфигураций магнитных полей звезд с медленным вращением (период $P > 25^{d}$). Звезда γ Еqu является самым медленным ($P \approx 77$ лет) ротатором из всех магнитных химически пекулярных звезд (СР). Естественно, что при рассмотрении теорий потери момента вращения эта звезда вызывает наибольший интерес. Предварительный анализ наблюдательных данных привел к нескольким возможным значениям периода вращения. Первые измерения были осуществлены Бэбкоком [1] в 1946г., последние измерения выполнены Романюком [2] в 2004г. В этом промежутке времени, около 60 лет, этой звезде уделялось исключительное внимание. Бонсак и Пилаховский [3] определили приблизительное значение периода вращения P = 72 года. Шольц [4] впоследствии подтвердил это значение. В работе [5] представлены два возможных значения периода вращения звезды - 77

и 110 лет. В работе [6] обсуждаются три возможных варианта: 72, 77 и 110 лет. В работе [7] приводится величина 73.45 лет, а в работе [8] дается 91.2 года. Последние 12 измерений магнитного поля, сделанные Романюком на основном звездном спектрографе 6-м телескопа в 2003г. и 2004г. лучше всего соответствуют Р=77 лет при синусоидальном представлении фазовой зависимости эффективного магнитного поля Be(Ф). В связи с этими новыми данными мы видим, что период вращения порядка 70-80 лет наиболее вероятен. Учитывая уникальность у Еqu была поставлена залача построить модель магнитного поля звезды, используя наш метод "магнитных зарядов" [9-11] для P=77 г. При таком значении P накопленные ланные измерений эффективного магнитного поля охватывают 0.78 периода вращения. Опыт моделирования позволяет надеяться, что этого достаточно для получения уверенного результата. Пробные оценки при использовании лругих Р в пределах 72-110 лет не привели к коренным изменениям структуры поля, а только к разным значениям напряженности поля на полюсах.

Задача исследования структуры магнитного поля медленно вращающихся СР-звезд заключается в выяснении того, какой механизм ответственен за то, что γ Equ (и другие медленно вращающиеся СРзвезды) практически полностью потеряла свой момент вращения.

Благодаря своей необычности и большой яркости ($m_v = 4.66$) магнитное поле этой звезды измерялось многими авторами в разные годы. Количество измерений рекордное - около 200 среднего эффективного магнитного поля *Be*, измеряемое по зеемановскому расщеплению спектральных линий, и около 40 среднего поверхностного магнитного поля *Bs*, которое измеряется по расщеплению линий в неполяризованном спектре. Как видно, данных по среднему поверхностному полю мало. По ним нельзя построить фазовую зависимость *Bs*(Φ), однако учет среднего значения, при использовании нашей методики моделирования, дает возможность оценить угол наклона звезды *i*. Предстоит наблюдать еще несколько десятилетий, чтобы построить уверенную зависимость *Bs*(Φ).

2. Модель магнитного поля. Фазовая зависимость $Be(\Phi)$ строилась по данным работ [1-8, 12-18]. Чтобы не перегружать рисунок большим количеством точек, мы выстроили измерения всех авторов по юлианским датам и объединили последовательно 5 измерений в одно среднее значение и оценили среднюю фазу периода для них. На рис.1а эти данные обозначены точками. За начальную фазу мы приняли первое измерение Бэбкока [1] JD = 2432103^d.0.

Зависимость Bs(Ф) построена по данным из [4,19-21]. Восемь измерений Романюка в 2003г. мы объединили в одно среднее значение и 4 измерения в 2004г. объединили также в одно. 21 измерение в [18] объединены в 4 точки. Три измерения [21], а также три измерения в [4] объединены в каждом случае в одно среднее значение. Как видно из рис.1b, точек недостаточно для получения зависимости с фазой периода вращения, поэтому результаты моделирования следует оценивать как первое приближение.

Меняя положение положительного и отрицательного заряда по широте δ и долготе λ , а также меняя угол наклона звезды *і* к лучу зрения и предполагая диполь в центре звезды, вычислялись *Be* и *Bs*







Рис. 1b. Зависимость среднего поверхностного магнитного поля As от фазы периода вращения Ф. Сплощная конвая - вариант с большим углом β, штриховая - с малым углом β.

253

в разных фазах периода вращения. В первую очередь добились совпадения вычисленной и наблюдаемой зависимости $Be(\Phi)$, а также *среднего* значения вычисленного и наблюдаемого значения *Bs*. Эта процедура дала возможность оценить угол наклона *i*. Как показано в работе [22], метод распределения магнитных зарядов приводит к двум решениям с разными углами β между осью вращения и осью диполя, большим и малым. Наилучшие результаты, полученные методом наименьших квадратов, показаны на рис.1а и b сплошной линией для случая малого угла β и штриховой линией для большого угла β (решения выполнены так, что на рис.1а в обоих случаях кривые совпадают). Как видно из рисунков, наблюдениям лучше соответствует вариант с большим углом β , так как вычисленная зависимость $Bs(\Phi)$ в этом случае имеет большую амплитуду и проходит через точку на фазе $\Phi = 0.32$. Параметры магнитного поля для этих двух случаев приведены в табл.1.

Таблица 1

Знак заряда	Долгота λ	Широта б	Наклон і	Поле Вр, Гс
+	45° 225	4°.5 、 -4.5	146° (34°)	+6210 -6210

А. ВАРИАНТ БОЛЬШОГО УГЛА β = 85°.5

Знак заряда	Долгота λ	Широта б	Наклон і	Поле Вр, Гс
+	45°	72°	93° (87°)	+6020
	225	-72		-6020

В. ВАРИАНТ МАЛОГО УГЛА B = 18°

Широта магнитного заряда отсчитывается от экватора, а угол наклона звезды *i* от полюса вращения, в полусфере которого находится положительный заряд. Угол *i* > 90° означает, что мы смотрим на звезду со стороны полусферы с отрицательным магнитным полюсом.

Таким образом, конфигурация магнитного поля звезды γ Equ лучше соответствует структуре магнитного поля диполя, находящегося в центре звезды с осью, наклоненной к оси вращения на угол $\beta = 85^{\circ}.5$, т.е. диполь практически лежит в плоскости экватора. Только после того, как будет известна фазовая зависимость $R_{S}(\Phi)$, можно будет угочнить параметры и узнать, находится ли диполь в центре звезды или он смещен.

В работе [5] на меньшем наблюдательном материале при предположении P = 77 лет получены два варианта углов: А) $i = 150^{\circ}$ (30°), $\beta = 80^{\circ}$; В) $i = 80^{\circ}$, $\beta = 150^{\circ}$ (30°). Варианты А) в работе [5] и наш достаточно близки между собой, а варианты В) различаются довольно сильно по углу В. Очевидно влияние различий методик вычисления.

3. Обсуждение. Интересно теперь посмотреть как вписываются результаты моделирования у Equ в те, которые получены нами ранее по исследованию медленно вращающихся СР-звезд.

Существует ряд трудностей объяснения медленного вращения СРзвезд. По нашему мнению, имеются две основные гипотезы:

1) потеря момента вращения с участием магнитного поля произошла на фазах эволюции "до Главной последовательности";

2) малый момент вращения достался с самого начала рождения звезд. (Заметим, что на Главной последовательности торможение СРзвезд не происходит [23]).

В пользу гипотезы торможения имеется следующее свойство СРзвезд: чем меньше масса звезды, тем больше отличие их средней скорости вращения usin i от нормальных звезд [24].

С другой стороны, чем меньше скорость вращения СР-звезд, тем больше их доля среди нормальных звезд [24]. Последнее свойство соответствует гипотезе, что чем меньше начальная скорость вращения звезды при ее рождении, тем больше вероятность стать химически пекулярной. Это свойство одинаково для всех химически пекулярных звезд - с магнитным полем и без поля, из которого следует, что участие магнитного поля в торможении сомнительно [24]. В этой работе высказывалось предположение, что причину медленного вращения СР-звезд (а также причину разделения на химически пекулярные магнитные, химически пекулярные немагнитные и нормальные) следует искать в самых начальных фазах формирования, потому что звезды Ae/Be Хербига не обладают полем достаточной силы [25,26].

В соответствии с утверждением в [27], весьма серьезным условием торможения СР-звезд в период до ГП с участием магнитного поля должна быть близость осей диполя и вращения (малые углы β между ними), т.к. только в таком случае возникают условия, при которых потеря момента вращения эффективна. Кроме того, степень торможения должна быть пропорциональна величине поверхностного магнитного поля. Для выяснения этих свойств в данной серии работ исследованы магнитные конфигурации нескольких медленно вращающихся СР-звезд ($P > 25^d$), для которых известны фазовые зависимости изменения эффективного $Be(\Phi)$ и среднего поверхностного $Bs(\Phi)$ магнитного поля. Для моделирования мы для всех звезд использовали одинаковую методику "магнитных зарядов", разработанную нами [11,28,29].

у Equ самая замедленная звезда, следовательно требования совпадения оси диполя с осью вращения, а также максимального поверхностного поля должны соблюдаться в первую очередь. В работе [6] мы уже строили модель магнитного поля на основе дипольноквадрупольного приближения. Однако такая модель приводит к сильно искаженному распределению магнитного поля по поверхности, поэтому моделирование проводилось методом последовательных приближений путем последовательного усложнения конфигураций из магнитных монополей, которое для большинства исследованных нами ранее звезд приводит к моделям центрального или смещенного диполя. Особо отметим, что для небольшого числа звезд с очень сложной структурой магнитного поля такая методика приводит лишь к приближенным результатам, но таких звезд мало.

Для выяснения, выполняется ли требование параллельности оси вращения и оси диполя, в нашей серии работ [22,30,31] исследованы магнитные конфигурации нескольких медленно вращающихся СР-звезд ($P > 25^{d}$), для которых известны фазовые зависимости изменения эффективного *Be* и среднего поверхностного *Bs* магнитного поля. В табл.2 дана сводка наших результатов моделирования медленных ротаторов, которая показывает, что они имеют любую ориентацию магнитного диполя относительно оси вращения, т.е. нет преобладания

Таблица 2

Звезда	ī	β	Δr	Вр, Гс	Литература
2453	14•	80°	0.00	±6560	[22]
12288	24 ·	66	0.00	±13400	[22]
201601	34	85.5	0.00:	±6210	эта работа
116458	75	12	0.07	+9510 -6220	[30]
126515	22	86	0.24	-45800 +11100	[30]
187474	86	24	0.10	+18500 -11420	[31]
200311	30	86	0.08	+1850 -11420	[22]
Среднее	41*	63*		- 1995	

СВОДКА РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ МЕДЛЕННЫХ СР-РОТАТОРОВ

Замечания к таблице:

i - угол наклона звезды к лучу зрения, β - угол между осью диполя и осью вращения, Δ*r* - величина смещения диполя от центра звезды (доли радиуса), *Bp* - величина магнитного поля на полюсах.

256

малых углов β , которые предсказывал Стемпень [27] для случая "магнитного" торможения (в таблице Δr - смещение диполя из центра звезды в единицах радиуса, *Bp* - магнитное поле на магнитных полюсах). Оказалось, что структура магнитного поля у двух первых из исследованных звезд и γ Еqu лучше всего описывается моделью центрального диполя, четыре из них имеют заметное смещение диполя из центра на величину Δr вдоль оси диполя, причем смещение может быть как в сторону положительного знака, так и в сторону отрицательного, т.е. магнитное поле часто несимметрично относительно магнитного экватора. Физика этого явления пока непонятна. Углы β между осью вращения и осью диполя во всех случаях оказались значительными, кроме HD2453. Из литературных данных известно, что величана фотометрической переменности изученных звезд ΔV довольно велика, хотя в случае малых β переменность должна быть практически незаметной вследствие симметричного распределения аномалий относительно оси вращения. Кроме непараллельности осей существует еще





один довод против "магнитного" торможения СР-звезд. Он состоит в том, что зависимость среднего поверхностного магнитного поля медленных ротаторов от периода вращения, по-видимому, обратна ожидаемой (рис.2). Прямая регрессии на рисунке описывается формулой $Bs = (16526 \pm 3426) +$ +(-2710±1220)·log P. Квадратом отмечено положение γ Equ, из чего следует, что самая замедленная звезда имеет относительно скромное значение магнитного поля. Приведенные факты показывают, что магнитное поле вряд ли участвовало в торможении звезд с большими периодами вращения. Третье обстоятельство, создающее трудность гипотезы "магнитного" торможения, состоит в том, что у звезд Ас/Ве Хербига, находящихся на стадии эволюции "до Главной последовательности", не найдено достаточно сильных магнитных полей [25,26]. При расчетах потери момента вращения обычно задают поле в несколько тысяч Гаусс.

Необходимо сделать несколько замечаний по поводу построения рис.2. Нас интересует зависимость величины магнитного поля B_S от периода вращения P. Но известно, что по мере эволюционного продвижения звезд поперек полосы Главной последовательности среднее поверхностное магнитное поле уменьшается обратно пропорционально кубу относительного радиуса R/R_Z [32] (R_Z - радиус звезды на линии нулевого возраста Главной последовательности). Это показывает, что положение звезды на графике $B_S(P)$ будет искажаться зависимостью от положения звезды внутри полосы Главной последовательности, т.е. от возраста. Чтобы освободить искомую зависимость от возраста величины B_S мы привели к одному положению

Таблица 3

ДАННЫЕ ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ ЗАВИСИМОСТИ Bs(V) - log P

Звезда	Bs, Гс	Р, дней	R/Rz	Bs(∨)
2453	3700	547	1.6 (1.6)	6900
9996	4800	8000	1.4 (1.4)	6000
12288	7900	35	1.8 (1.7)	19200
55719	6500	36	1.85 -	18700
59435	3200	1000	2.1 -	13470
81009	8400	34	1.2 -	6600
93507	7200	550	1.4 -	9000
94660	6200	2700	1.6 (1.5)	10500
110066	4100	4900	1.1 (1.8)	5700:
116114	5900	>>3 лет .	- (1.7)	13100
116458	4600	148	- (1.7)	10300
126515	12300	130	1.3 (1.3)	12300
134212	3100	248	2.1 -	13000
187474	5000	2345	1.5 (1.5)	7700
188041	3600	224	1.2 -	2800
200311	8600	52	1.35 -	9600
201601	3800	28100	1.2 (1.3)	3370
221568	1800	159	1.6 -	3300
216008	5600	>>3 лет	1.2 -	4400

на Главной последовательности - к V классу светимости, где R/Rz=1.3. В табл.3 приведены в последнем столбце соответствующие данные. В таблице Bs(V) это величина среднего поверхностного магнитного поля звезд на последовательности, соответствующей V классу светимости. Параметры R/Rz взяты из работы [33] для всех звезд, кроме HD59435, 93507, 116458. Для них по той же методике были определены эффективные температуры (8600, 10100, 10100). Абсолютные болометрические величины $M_{\star} = -0.3$,

-0.3 для первых двух звезд выведены из M_{p} приведенных в работе [37]. Для последней звезды $M_{b} = -0.8$, полученной из параметра β , от которых затем мы перешли к параметрам R/Rz. Эти данные приведены в столбце R/Rz в табл.3, в скобках приведены данные, вычисленные по $\log g$ из работы [38] по формуле

$$\log(R/Rz) = \frac{1}{2} (\log g_{zams} - \log g).$$

Из табл.2 видно, что у некоторых звезд диполь смещен вдоль оси на значительную величину до $\Delta r = 0.24$ радиуса звезды, что кажется весьма примечательным. У некоторых звезд отличие структуры магнитного поля от дипольного значительно [30]. Влияние асимметрии хорошо заметно у некоторых звезд с аномальной интенсивностью линий гелия. Такие звезды (например, HD21699 [34]) имеют вокруг одного магнитного полюса избыток гелия, а вокруг другого недостаток. Поскольку оба эти свойства связаны с силой ветра [35], а ветер, несомненно, связан с силой магнитного поля [36], то оно для гелиевых звезд, независимо от наших результатов, указывает на неодинаковую напряженность поля на противоположных полюсах, т.е. подтверждает предположение смещенного диполя.

У приведенных в табл.2 "медленных" звезд среднее значение угла $\beta = 63^{\circ}$, что, примерно, соответствует среднему значению, которое должно быть в случае произвольной ориентации диполей.

Окончательное решение об особенностях структуры магнитного поля медленных ротаторов возможно будет после сравнительного анализа структуры магнитных полей, полученных с одинаковой методикой моделирования, у звезд с быстрым осевым вращением. Необходимо также для у Equ продолжить измерения магнитного поля *Be* и особенно *Bs*.

4. Заключение. Изучение конфигурации магнитного поля у Equ продолжает серию работ, посвященных исследованию медленно вращающихся магнитных звезд (табл.2), особенно проблемы потери момента вращения. Основные выводы, сделанные на основании результатов этой серии исследований следующие:

 Оси вращения и диполя у γ Еqu и других медленно вращающихся магнитных звезд как правило непараллельны, что является одним из признаков отсутствия торможения на стадиях эволюции "до Главной последовательности", в соответствии с требованием Стемпиена [27].

2) Дополнительно к сказанному в разделе 1, отсутствие достаточно сильных магнитных полей у звезд Ае/Ве Хербига [1,8] также создает трудности гипотезе "магнитного" торможения на стадиях эволюции "до Главной последовательности", поэтому можно предположить, что

медленное вращение СР-звездам скорее всего досталось от протозвездных облаков с малым моментом вращения.

3) Известная значительная фотометрическая переменность исследованных СР-звезд тоже свидетельствует против близости осей, потому что области химических аномалий, вызывающих переменность блеска, оказались бы вблизи осей вращения.

4) Обратная зависимость Bs(P) на рис.2 противоречит предположению об участии магнитного поля в торможении СР-звезд "до Главной последовательности", а должно быть чем сильнее поле, тем сильнее торможение.

5) Как видно из табл.2, часть звезд с медленным вращением имеет конфигурацию магнитного поля центрального диполя, а часть - смещенного диполя, причем смещение может быть как в сторону положительного магнитного полюса, так и в сторону отрицательного. Физика этого явления пока непонятна.

6) Имеющиеся в настоящее время измерения не позволяют установить точно, конфигурация магнитного поля у Equ соответствует модели центрального или смещенного диполя. Для установления этого свойства крайне необходимо продолжить измерения магнитного поля у у Equ, особенно Bs.

Авторы благодарят И.И.Романюка за предоставление неопубликованных измерений.

¹ Специальная астрофизическая обсерватория РАН,

Россия, e-mail: glagol@sao.ru

² D-14471, Potsdam, Gontardstr 130, Germany

MODELS OF A MAGNETIC FIELD SLOWLY ROTATED CP STARS. $\gamma Equ = HD201601$

Yu.V.GLAGOLEVSKIJ¹, E.GERTH²

On the base of magnetic field measurements of the extremely slow rotator γ Equ collected during all the years a magnetic field model has been constructed by the method of magnetic charges. Analysis of γ Equ and all the data on parameters of the magnetic field of chemically peculiar stars obtained by the present time resulted in some interesting conclusions the basic of which are as follows: the fact that the rotational and dipole axes in γ Equ

and other CP stars which we studied earlier are not parallel is one of the indicators of the absence of braking at an early stage evolution with the magnetic field involved. The dipole axes of the magnetic field in slow rotators are oriented arbitrary with respect to the rotational axes. The considerable photometric variability of the investigated CP stars is also evidence against the assumption of parallelism of the axes. The well-known absence of sufficiently strong magnetic fields in Herbig Ae/Be stars also presents difficulties for the hypothesis of "magnetic braking" at the "pre-main-sequence"stage of evolution. The inverse relation between the average surface magnetic field Bs and the period of rotation P is another fact that contradicting the assumption that the magnetic field is involved in the braking of CP stars. We believe that the loss of the rotation moment due to the magnetic field could hardly occur at phases of evolution immediately "before the main sequence"; the slow rotation of CP stars is most likely resulted from protostellar clouds having a small rotation moment. Part of slow CP stars rotators have the magnetic field structure of a central dipole and part of them have that of a displaced dipole, the displacement can be both towards the positive and negative monopoles.

Key words: stars magnetic fields - individual: γ Equ

ЛИТЕРАТУРА

- 1. H.W.Babcock, Astrophys. J. Suppl. Ser., 3, 141, 1958.
- 2. И.И.Романюк, (частное сообщение) 2005.
- 3. W.K.Bonsack, C.A.Pilachowski, Astrophys. J., 190, 194, 1974.
- 4. G.Scholz, Astron. Nachr., №300, 213, 1979.
- 5. J.L.Leroy, S.Bagnulo, M.Landolfi, E.Landi Degl'Innocenti, Astron. Astrophys., 284, 174, 1994.
- G.Scholz, G.Hildebrandt, H.Lehman, Yu.V.Glagolevskij, Astron. Astrophys., 325, 529, 1997.
- 7. V.D.Bychkov, V.G.Schtol, in: Stellar Magnetic Fields, Eds. Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, Moscow, 1997, p.200.
- 8. В.Д.Бычков, Л.В.Бычкова, Ю.Мадей, А.Н.Саркисян, Тр. ГАИШ, 78, 76, 2005.
- 9. E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij, in: Magnetic Fields of Chemically Peculiar and Related Stars, Eds. Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, Moscow, 2000, p.151.
- 10. E. Gerth, Yu. V. Glagolevskij, Bull. Spec. Astrophys. Observ., 56, 25, 2004.
- 11. E. Gerth, Yu. V. Glagolevskij, in: Magnetic Stars, Eds. Yu. V. Glagolevskij, I.I. Romanyuk, Nizhnij Arkhyz, 2004, p.152.
- 12. E.F.Borra, J.D.Landstreet, Astrophys. J. Suppl. Ser., 42, 422, 1980.

- 13. D.N.Brown, J.D.Landstreet, Astrophys. J., 246, 899, 1981.
- 14. G.Scholz, Astron. Nachr., №292, 281, 1971.
- 15. G.Scholz, Astron. Nachr., №296, 31, 1975.
- 16. J.Zverko, V.D.Bychkov, J.Ziznovsky, L.Hric, Contr. Astron. Observ. Skalnate Pleso, 18, 71, 1989.
- 17. G.Mathys, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 89, 121, 1991.
- 18. G.Mathys, S.Hubrig, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 124, 475, 1997.
- 19. G.A. Chountonov, in: Stellar Magnetic Fields, Eds. Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, Moskow, 1997, p.203.
- 20. G.Mathys, S.Hubrig, J.D.Landstreet, T.Lanz, J.Manfroid, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 123, 353, 1997.
- 21. G.Mathys, N.Lanz, Astron. Astrophys., 256, 169, 1992.
- 22. Yu. V. Glagolevskij, E. Gerth, Bull. Spec. Astrophys. Observ., 58, 31, 2004.
- 23. Ю.В.Глаголевский, Астрофизика, 48, 229, 2005.
- 24. Yu. V. Glagolevskij, E. Gerth, Bull. Spec. Astrophys. Observ., 55, 38, 2003.
- 25. Yu.V.Glagolevskij, G.A.Chountonov, Bull. Spec. Astrophys. Observ., 45, 105, 1998.
- 26. G.A. Wade, D. Drouin, S. Bagnulo et al., Astron. Astrophys., 442, L31, 2005.
- 27. K.Stepien, Astron. Astrophys., 353, 227, 2000.
- 28. E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij, G.Scholz, in: Stellar Magnetic Fields, Eds. Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, Moskow, 1997, p.67.
- 29. E. Gerth, Yu. V. Glagolevskij, Bull. Spec. Astrophys. Observ., 56, 25, 2003.
- 30. Ю.В.Глаголевский, Астрон. ж., 82, No12, 2005.
- 31. Ю.В.Глаголевский, Астрофизика, 48, 575, 2005.
- 32. Yu.V. Glagolevskij, E. Gerth, Bull. Spec. Astrophys. Observ., 58, 317, 2004.
- 33. Yu. V. Glagolevskij, Bull. Spec. Astrophys. Observ., 53, 33, 2002.
- 34. I.K. Stateva, Astrophys. Space. Sci., 226, 329, 1995.
- 35. S. Vauclair, Astron. Astrophys., 45, 233, 1975.
- 36. L. Mestel, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 138, 359, 1968.
- 37. A.E. Gomez, X.Luri, S. Granier et al., Astron. Astrophys., 336, 953, 1998.
- 38. S.Hubrig, P.North, G.Mathys, Astrophys. J., 539, 352, 2000.

TOM 49

МАЙ, 2006

ВЫПУСК 2

УДК: 52-6

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ КОНЕЧНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ

А.Г.НИКОГОСЯН Поступила 18 января 2006

Задача о нахождении статистических средних величин, характеризующих поле излучения в полубесконечной атмосфере, была рассмотрена автором в серии работ. В настоящей работе дается обобщение некоторых из полученных там результатов на случай среды конечной оптической толщины. Определяются среднее число рассеяний, испытываемых квантом в результате блуждания в атмосфере, и среднее время, которое при этом требуется. Рассматриваются три различных типа средних величин в зависимости от того, по каким характеристикам квантов проводится усреднение. Особое внимание уделяется асимптотическому поведению найденных величин для больших толщин среды с учетом влияния поглощения в непрерывном спектре.

1. Введение. Основной целью теории переноса излучения в астрофизических приложениях является определение наблюдаемого потока излучательной энергии и его характеристик. Однако при интерпретации полученных данных часто возникает необходимость в нахождении различных статистических средних величин, описывающих процесс многократного рассеяния света в частотах спектральной линии в самой излучающей среде. Среди этих величин наибольший интерес представляют среднее число рассеяний, испытываемых квантами в процессе диффузии, и среднее время их пребывания в среде. Определение и анализ этих величин позволяют делать заключение о средней плотности излучения и средней степени возбуждения в среде. Знание среднего времени пребывания кванта в среде является особенно важным при изучении нестационарных полей излучения. Оно позволяет, в частности, выяснить, успевает ли установиться в атмосфере лучистое равновесие. В рассеивающей и поглощающей среде кванты блуждают до тех пор, пока либо не покинут се, либо не термализуются, испытав "истинное" поглощение. Если предположить, что квант тратит время лишь на пробег между рассеяниями, то нахождение среднего времени его пребывания в среде, очевидно, эквивалентно определению пройденного им среднего пути. В целом, изучение эффектов многократного рассеяния излучения является необходимым для выяснения физической природы наблюдаемых явлений. Важно и теоретическое значение исследований в данном направлении, поскольку методы, применяемые при этом, могут быть использованы и при рассмотрении классических задач теории переноса. Например, нахождение излучательного режима в среде может рассматриваться как стохастическая задача, заключающаяся в определении статистического среднего некоторой случайной величины. Действительно, для нахождения интенсивности излучения на некоторой глубине плоскопараллельной среды в зависимости от направления и частоты достаточно определить среднее число пересечений поверхности, находящейся на указанной глубине, квантами, движущимися в заданном направлении и имеющими заданную частоту.

В литературе имеется целый ряд работ, посвященных нахождению указанных средних величин при различных упрощающих предположениях относительно элементарного акта рассеяния. Здесь мы упомянем лишь пионерскую работу Амбарцумяна [1], серию работ Соболева [2-5], а также статью Иванова [6]. В серии работ автора [7-10], был предложен новый подход, основанный на принципе инвариантности Амбарцумяна и систематическом применении аппарата характеристических и производящих функций. Он позволяет установить зависимость рассматриваемых средних величин от параметров первоначального кванта и может быть применен в общем случае перераспределения излучения по частотам и направлениям. Также важно, что предложенный метод дает возможность определить статистически среднюю любой дискретно или непрерывно распределенной стохастической величины, описывающей поле излучения.

Если случаи бесконечной и полубесконечной сред освещены в литературе достаточно полно, то этого нельзя сказать, если атмосфера имеет конечную оптическую толщину. Цель настоящей работы заключается в обобщении некоторых результатов работ [7-10] на случай однородной атмосферы конечной толщины, при этом особое внимание уделяется среднему времени пребывания в среде, эффекту поглощения в континууме и важному для астрофизических приложений вопросу об асимптотическом поведении рассматриваемых средних характеристик для больших толщин.

2. Основные величины и обозначения. В работе нас будут интересовать две величины: среднее число рассеяний и среднее время пребывания кванта в среде. Для каждой из них будем различать три типа усреднения. Если средние величины относятся к движущемуся кванту, то используются обозначения N и Ω . Соответствующие величины для кванта, поглощенного на некоторой глубине τ , будут обозначаться через $\langle N \rangle$ и $\langle \Omega \rangle$. Наконец, для средних, взвешенных по мощности источников энергии введем обозначения \overline{N} и $\overline{\Omega}$. Движущиеся кванты характеризуются безразмерной частотой x, представ-

поле излучения в однородной среде

ляющей собой смещение от центральной частоты линии в единицах доплеровской ширины и углом агссоsq, измеряемым от нормали к поверхности плоскопараллельной среды. Временные промежутки измеряются в единицах $t=1/nck_{v_0}$, где n - число рассеивающих атомов в 1 см³ и k_{v_0} - коэффициент рассеяния в центре линии, рассчитанный на один атом. Очевидно, что t представляет собой среднее время между двумя последовательными рассеяниями для кванта в центральной частоте, если поглощение в непрерывном спектре отсутствует.

Для дальнейшего изложения необходимо напомнить некоторые выводы работ [7-9] и несколько уравнений для средних статистических величин, полученных в случае полубесконечной атмосферы. Наиболее полное представление о процессе диффузии излучения дают величины $N(\tau, x, \eta)$ и $\Omega(\tau, x, \eta)$, относящиеся к кванту частоты x, движущемуся на оптической глубине τ в направлении arccos η . Отдельный интерес представляет частное значение указанных функций $N(x, \eta) \equiv N(0, x, \eta)$ и $\Omega(x, \eta) \equiv \Omega(0, x, \eta)$, которое описывает ситуацию, когда среда освещается извне квантом, движущимся под углом arccos η , отсчитываемым от внутренней нормали к ее поверхности. Для величины $N(x, \eta)$ в работе [7] было получено соотношение

$$v(x)N(x,\eta) = \int_{0}^{1} d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x')p(0, x', \eta'; x, \eta)N(x', \eta')dx' + v(x) + \eta \int_{0}^{1} d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} v(x')\rho(x', \eta'; x, \eta)dx', \qquad (1)$$

где введены следующие обозначения: α(x) - ненормированный профиль коэффициента поглощения в линии, $v(x) = \alpha(x) + \beta$, β представляет собой отношение коэффициента поглощения в непрерывном спектре к коэффициенту поглощения в центре спектральной линии, р - коэффициент отражения от полубесконечной атмосферы. Через $p(\tau, x', \eta'; x, \eta)$ обозначена вероятность того, что квант с параметрами (x, η), поглощенный на оптической глубине т, выйдет из среды в виде кванта, описываемого параметрами (x', η'), Если предварительно решена задача о диффузном отражении, то есть величины р и р известны, то соотношение (1) может рассматриваться как уравнение для определения N(x, η). Уравнение (1) написано для общего случая перераспределения по частотам и направлениям, причем акт поглощения принимается за рассеяние. Сами величины $N(\tau, x, \eta)$ и $\Omega(\tau, x, \eta)$ удовлетворяют интегродифференциальным уравнениям, связанным некоторыми условиями. Указанные задачи, как было показано в [8,9], можно свести к определению функций

А.Г.НИКОГОСЯН

$$\langle N(\tau) \rangle = 1 + \frac{\lambda}{2} A \int_{-1}^{1} d\eta \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{0}^{\infty} \alpha(x) N(\tau, x, \eta) d\tau ,$$

$$\langle \Omega(\tau) \rangle = \frac{\lambda}{2} A \int_{-1}^{1} d\eta \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{0}^{\infty} \alpha(x) \Omega(\tau, x, \eta) d\tau$$

$$(2)$$

путем решения следующих интегральных уравнений

$$\langle N(\tau)\rangle = \frac{\lambda}{2}\int_{0}^{\infty} K(\tau - \tau', \beta) \langle N(\tau')\rangle d\tau' + 1 + \beta \frac{\lambda}{2}\int_{0}^{\infty} K_{0}(\tau - \tau', \beta) d\tau', \qquad (3)$$

$$\left\langle \Omega(\tau) \right\rangle = \frac{\lambda}{2} \int_{0}^{\infty} K(\tau - \tau), \beta \left\langle \Omega(\tau') \right\rangle d\tau' + \beta \frac{\lambda}{2} \int_{0}^{\infty} K_0(\tau - \tau), \beta d\tau', \qquad (4)$$

где мы пользуемся общепринятыми обозначениями: λ - коэффициент переизлучения кванта при элементарном акте рассеяния,

$$K(\tau,\beta) = A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha^2(x) E_1[\nu(x)\tau] dx, \quad K_0(\tau,\beta) = A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) E_1[\nu(x)\tau] dx, \quad (5)$$

A - нормирующий множитель, равный $1/\sqrt{\pi}$ в случае доплеровского профиля коэффициента поглощения, E_1 - интегрально-показательная функция первого порядка. Из соотношений (2) видно, что $\langle N(\tau) \rangle$ и $\langle \Omega(\tau) \rangle$ также могут быть интерпретированы как статистические средние, описывающие многократное рассеяние кванта, изначально поглощенного на некоторой глубине τ .

Здесь мы введем в рассмотрение еще одну функцию, тесно связанную с введенными выше средними величинами. Обозначим через $R_0(\tau, x, \eta)$ вероятность того, что квант частоты x, движущийся на оптической глубине τ в направлении η , будет термализован в процессе многократного рассеяния где-либо в среде. Особый интерес представляет ее частное (поверхностное) значение: $R_0(0, x, \eta) = R_0(x, \eta)$, которое задает указанную вероятность для кванта, падающего на среду извне. Как было показано в работе [8], величина $R_0(x, \eta)$ допускает также другую физическую интерпретацию, а именно, она представляет собой профиль линии поглощения, образованной в полубесконечной изотермической атмосфере, содержащей источники энергии единичной мощности. С другой стороны, функция

$$R_{0}(\tau) = \frac{\lambda}{2} A \int_{-1}^{1} d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x') R_{0}(\tau, x', \eta') d\eta'$$
(6)

дает вероятность гибели в среде для кванта, первоначально поглощенного на глубине τ. Она удовлетворяет интегральному уравнению типа (3) и (4) со свободным членом, равным

$$g_R(\tau) = 1 - \lambda + \beta \frac{\lambda}{2} \int_0^\infty K_0 (\tau - \tau', \beta) d\tau'.$$
⁽⁷⁾

ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Сравнивая уравнения (3) и (4), с учетом соотношения (7), имеем

$$(1-\lambda)\langle N(\tau)\rangle + \lambda\beta\langle\Omega(\tau)\rangle = R_0(\tau).$$
 (8)

В серии работ [7-10] нами было показано, что соотношению, аналогичному (8), удовлетворяет также тройка величин $N(\tau, x, \eta)$, $\Omega(\tau, x, \eta)$, $R_0(\tau, x, \eta)$ (следовательно и их частные значения $N(x, \eta)$, $\Omega(x, \eta)$ и $R_0(x, \eta)$).

В заключение настоящего параграфа заметим, что во всех перечисленных выше случаях свободные члены интегральных уравнений представляют собой либо постоянную величину, либо суперпозицию экспонент. Как известно (см., например, [11,12]), указанные задачи можно свести к решению уравнений типа Вольтерра с разностным ядром, если только предварительно решена (или параллельно решается) задача о диффузном отражении от полубесконечной атмосферы.

3. Конечная среда, освещаемая извне. Сначала мы покажем, что соотношения типа (8) справедливы и для атмосферы конечной оптической толщины. Ограничимся здесь рассмотрением простейшей задачи. Пусть на границу 0 конечной среды толщины τ_0 в направлении η падает квант частоты x. Вывод нижеследующих уравнений основан на применении принципа инвариантности, а рассуждения аналогичны тем, которые приводятся в [7]. Так, в общем случае некогерентного рассеяния для функции $N(x, \tau, \tau_0)$ получаем

$$\nu(x)N(x,\eta,\tau_0) = \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x') \overline{p}(x',\eta';x,\eta,\tau_0)N(x',\eta',\tau_0)dx' + q_N(x,\eta,\tau_0), \quad (9)$$

где для краткости введены следующие обозначения

$$\overline{p}(x',\eta';x,\eta,\tau_{0}) = p(0,x',\eta';x,\eta,\tau_{0}) - p(\tau_{0},x',\eta';x,\eta,\tau_{0}),$$

$$q_{N}(x,\eta,\tau_{0}) = v(x) \left(1 - e^{\frac{v(x)}{\eta}\tau_{0}}\right) + \eta \int_{0}^{1} d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} v(x') w(x',\eta';x,\eta,\tau_{0}) dx', \quad (10)$$

$$w(x',\eta';x,\eta,\tau_{0}) = p(x',\eta';x,\eta,\tau_{0}) - \sigma(x',\eta';x,\eta,\tau_{0}),$$

σ - коэффициент пропускания конечной среды. Величины ρ и p для среды конечной толщины имеют смысл, аналогичный тому, который имели одноименные величины для полубесконечной атмосферы. При $τ_0 \to \infty$, как и следовало ожидать, уравнение (9) переходит в (1). Уравнения для Ω и R_0 отличаются от (9) лишь свободными членами, которые соответственно равны

$$q_{\Omega}(x, \eta, \tau_0) = 1 - e^{-\frac{v(x)}{\eta}\tau_0} + \eta \int_0^1 d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} w(x', \eta'; x, \eta, \tau_0) dx', \qquad (11)$$

$$q_{R}(x, \eta, \tau_{0}) = u(x) \left(1 - e^{\frac{v(x)}{\eta}\tau_{0}} \right) + \eta \int_{0}^{1} d\eta' \int_{-\infty}^{\infty} u(x') w(x', \eta'; x, \eta, \tau_{0}) dx', \quad (12)$$

А.Г.НИКОГОСЯН

где $u(x) = (1 - \lambda)\alpha(x) + \beta$. Сравнивая формулы (11), (12) со свободным членом уравнения (9), находим

$$(1-\lambda)N(x,\eta,\tau_0)+\lambda\beta\Omega(x,\eta,\tau_0)=R_0(x,\eta,\tau_0).$$
(13)

В частности, при β = 0

$$N(x, \eta, \tau_0) = R_0(\tau, x, \eta)/(1-\lambda).$$
 (14)

Таким образом, полученные соотношения имеют достаточно общую природу: они не зависят от геометрии среды или механизма рассеяния и могут быть написаны также для троек величин $\langle N(\tau, \tau_0) \rangle$, $\langle \Omega(\tau, \tau_0) \rangle$, $R_0(\tau, \tau_0)$, $N(\tau, \tau_0)$, $N(\tau, \tau_0)$, $\Omega(\tau, \tau_0)$, $R_0(\tau, \tau_0)$, о которых речь пойдет ниже.

Решение уравнения (9) при изотропном рассеянии с полным перераспределением по частотам может быть записано в виде

$$N(x, \eta, \tau_0) = R_0(x, \eta, \tau_0) + \lambda \frac{\alpha(x)}{\nu(x)} X(\infty, \tau_0) [X(z, \tau_0) - Y(z, \tau_0)].$$
(15)

Здесь $z = \eta/v(x)$ и

$$R_{0}(x, \eta, \tau_{0}) = \frac{\beta}{\nu(x)} \left(1 - e^{-\tau_{0}/z} \right) + \frac{\alpha(x)}{\nu(x)} \left\{ \left[\left(1 - \widetilde{\lambda} \right) X(\infty, \tau_{0}) - \frac{\lambda}{2} \beta \gamma_{0} \right] \times \left[X(z, \tau_{0}) - Y(z, \tau_{0}) \right] + \frac{\lambda}{2} \beta W(z) \left[X(z, \tau_{0}) - Y(z, \tau_{0}) \right] \right\},$$
(16)

где мы следуем обозначениям, принятым в [13]:

$$\widetilde{\lambda} = \lambda - \lambda\beta\delta(\beta), \quad \delta(\beta) = A \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha(x)}{\nu(x)} dx ,$$

$$\gamma_0(\lambda, \beta) = \int_{0}^{1/\beta} G_0\left(\frac{z}{1-\beta z}\right) [X(z, \tau_0) + Y(z, \tau_0)] dz ,$$

$$W(z, \lambda, \beta) = z \int_{0}^{1/\beta} G_0\left(\frac{z}{1-\beta z}\right) \frac{X(z', \tau_0) - Y(z', \tau_0)}{z+z'} dz' ,$$

$$G_0(z) = 2A \int_{x(x)}^{\infty} \alpha(x) dx ,$$

причем x(z) = 0, если $z \le 1$ и определяется из уравнения $\alpha[x(z)] = 1$, если z > 1. Мы пользовались также обозначениями X, Y, введенными Чандрасекаром для функций Амбарцумяна (см. [14]). При выводе формулы (15) учтено, что в данном случае

$$\alpha(x')\overline{p}(x',\eta';x,\eta;\tau_0) = \frac{\lambda}{2} A \alpha^2(x') [X(z,\tau_0) - Y(z,\tau_0)], \qquad (17)$$

$$X(\infty, \tau_0) = \frac{1}{1 - \frac{\lambda}{2} A[X_0(\tau_0) - Y_0(\tau_0)]},$$
 (18)

a

где $X_0(\tau_0)$ и $Y_0(\tau_0)$ - нулевые моменты функций X и Y:

$$X_{0}(\tau_{0}) = \int_{0}^{1/\beta} G\left(\frac{z}{1-\beta z}\right) X(z,\tau_{0}) dz , \quad Y_{0}(\tau_{0}) = \int_{0}^{1/\beta} G\left(\frac{z}{1-\beta z}\right) Y(z,\tau_{0}) dz ,$$
$$G(z) = 2 A \int_{x(z)}^{\infty} \alpha^{2}(x) dx .$$

С помощью соотношений (13), (15) и (16) можно написать явное выражение и для величины $\Omega(x, \eta, \tau_0)$, на чем, однако, мы не остановимся. В частном случае, когда $\beta = 0$, формула (15) упрощается и принимает следующий вид:

$$N(x, \eta, \tau_0) = X(\infty, \tau_0) [X(z, \tau_0) - Y(z, \tau_0)].$$
(19)

Как и следовало ожидать, при $x \to \infty$, то есть в далеких крыльях линии $N(x, \eta, \tau_0) \to 0$. Представляет интерес асимптотическое поведение N в различных частях линии при больших значениях оптической толщины τ_0 . Пользуясь асимптотическими формулами для функций X, Y в случае доплеровского профиля коэффициента поглощения при $\tau_0 >> 1$ и $z \ll \tau_0$ (см [13]), получаем

$$N(x, \eta, \tau_0) \sim \pi^{-1/4} H(z) \tau_0^{1/2} (\ln \tau_0)^{1/4} , \qquad (20)$$

где *H*(*z*) - функция Амбарцумяна для полубесконечной атмосферы. Для *z* ≈ *t*₀ >> 1 имеет место

$$X(z, \tau_0) \sim e^{-t/2} [I_0(t/2) + I_1(t/2)] X(\infty, \tau_0),$$

$$Y(z, \tau_0) \sim e^{-t/2} [I_0(t/2) - I_1(t/2)] X(\infty, \tau_0),$$
(21)

где $t = \tau_0/z$; I_0 и I_1 - функции Бесселя мнимого аргумента. С помощью (19) из (21) получаем

$$N(z,\tau_0) \sim 2e^{-t/2} I_0(t/2) X^2(\infty,\tau_0).$$
 (22)

В частности, при консервативном рассеянии, когда $\lambda = 1$, как известно (см. также приведенные ниже неравенства (28)),

$$X^{2}(\infty,\tau_{0}) \sim \sqrt{\pi\tau_{0}}\sqrt{\ln\tau_{0}} . \qquad (23)$$

Отсюда

$$N(x, \eta, \tau_0) \sim 2 e^{-t/2} I_1(t/2) \sqrt{\pi \tau_0} \sqrt{\ln \tau_0} . \qquad (24)$$

Знание $N(x, \eta, \tau_0)$ позволяет, в частности, определить $\langle N(0, \tau_0) \rangle$. Действительно, в соответствии с вероятностным смыслом указанных величин (ср. с (2)) имеем

$$\langle N(0,\tau_0)\rangle = 1 + \frac{\lambda}{2} A \int_0^1 d\eta \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) N(x,\eta,\tau_0) dx . \qquad (25)$$

Отсюда, с учетом (19) и (18), находим, что при $\beta = 0$

$$\langle N(0,\tau_0)\rangle = X(\infty,\tau_0). \tag{26}$$

Таким образом, величине $X(\infty, \tau_0)$ можно приписать простой вероятностный смысл: она представляет собой среднее число рассеяний, претерпеваемых квантом, поглощенным первоначально на границе 0 конечной атмосферы. Асимптотическая формула (23) позволяет написать $\langle N(0, \tau_0) \rangle \sim \pi^{-1/4} \tau_0^{1/2} (\ln \tau_0)^{1/4}$, что согласуется с оценками, полученными Соболевым в [5].

Обращаясь к общему случаю $\beta \neq 0$, заметим, что второе слагаемое в соотношении (15), как оказывается, также может рассматриваться как среднее число рассеяний. Оно относится к случаю, когда конечный акт термализации кванта не принимается за рассеяние. Средние величины, определенные таким образом, ниже будут отмечаться звездочкой. Отметим, что аналитические выражения для последних иногда имеют более простой вид, чем выражения одноименных величин, в которых учитывается элементарный акт истинного поглощения. Теперь мы имеем

$$N^{*}(x, \eta, \tau_{0}) = \lambda \frac{\alpha(x)}{\nu(x)} X(\infty, \tau_{0}) [X(z, \tau_{0}) - Y(z, \tau_{0})], \qquad (27)$$

и, следовательно, $\langle N^{*}(0, \tau_{0}) \rangle = \lambda X(\infty, \tau_{0})$. Для $X(\infty, \tau_{0})$ имеют место оценки (см. [5]):

$$[1 - \lambda + 2\lambda L(\tau_0/2, \beta)]^{-1} < X^2(\infty, \tau_0) < [1 - \lambda + \lambda L(\tau_0/2, \beta)]^{-1}, \quad (28)$$

где

$$L(\tau,\beta) = A \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha^2(x)}{\nu(x)} E_2[\nu(x)\tau] dx .$$

В следующем разделе мы рассмотрим асимптотическое поведение $L(\tau_0, \beta)$ для больших значений τ_0 , что позволит окончательно определить границы изменения величины $\langle N^* \rangle$.

В завершение настоящего раздела получим относительно простую формулу для величины $\langle \Omega(0, \tau_0) \rangle$. Принимая во внимание очевидное соотношение

$$\langle \Omega(0,\tau_0)\rangle = \frac{\lambda}{2} A \int_0^1 d\eta \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) \Omega(x,\eta,\tau_0) dx , \qquad (29)$$

а также формулы (13), (15), (16), нетрудно получить

$$\langle \Omega(0,\tau_0)\rangle = \frac{\lambda}{2} \int_0^{1/\beta} G_0\left(\frac{z}{1-\beta z}\right) [2 X(\infty,\tau_0) - X(z,\tau_0) - Y(z,\tau_0)] dz , \qquad (30)$$

или с учетом дифференциальных уравнений, которым удовлетворяют функции X и Y (см.[13])

$$\langle \Omega(0,\tau_0) \rangle = X(\infty,\tau_0) \int_0^{\tau_0} \frac{\overline{Y_0}(\tau)}{X(\infty,\tau)} d\tau, \qquad (31)$$

где

$$\overline{Y}_0(\tau) = \int_0^{1/\beta} G_0\left(\frac{z}{1-\beta z}\right) Y(z,\tau) \frac{dz}{z}.$$

4. Величины $\langle N^*(\tau, \tau_0) \rangle$ и $\langle \Omega(\tau, \tau_0) \rangle$. Согласно определениям, данным в разделе 2, эти средние величины относятся к кванту, поглощенному первоначально в среде. При полностью некогерентном и изотропном рассеянии функция $\langle N(\tau, \tau_0) \rangle$ определяется из уравнения, аналогичного (3) для атмосферы конечной оптической толщины

$$\langle N(\tau,\tau_0)\rangle = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} K(\tau-\tau_1^{\dagger},\beta) \langle N(\tau',\tau_0)\rangle d\tau' + 1 + \beta \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} K_0(\tau-\tau_1^{\dagger},\beta) d\tau'.$$
(32)

Источниковые члены в уравнениях для $\langle \Omega(\tau, \tau_0) \rangle$ и $R_0(\tau, \tau_0)$ те же, что и для одноименных величин в случае полубесконечной атмосферы с единственной разницей, что верхним пределом интегралов будет τ_0 . Вывод уравнения (32) (как и уравнений для других из рассматриваемых средних величин) идентичен выводу, данному в работах [7-9] для полубесконечной атмосферы. Как и выше, удобно вместо $\langle N(\tau, \tau_0) \rangle$ иметь дело с величиной $\langle N^*(\tau, \tau_0) \rangle = \langle N(\tau, \tau_0) \rangle - R_0(\tau, \tau_0)$, которая, как нетрудно убедиться, удовлетворяет уравнению

$$\left\langle N^{*}(\tau,\tau_{0})\right\rangle = \int_{0}^{\tau_{0}} K(|\tau-\tau'|,\beta) \left\langle N^{*}(\tau',\tau_{0})\right\rangle d\tau' + \lambda.$$
(33)

Из уравнения (33) и свойств ядерной функции K заключаем, что $\langle N^*(\tau, \tau_0) \rangle = \langle N^*(\tau_0 - \tau, \tau_0) \rangle$ и

$$\langle N^*(0, \tau_0) \rangle \leq \langle N^*(\tau, \tau_0) \rangle \leq \langle N^*(\tau_0/2, \tau_0) \rangle.$$
 (34)

Если рассмотреть уравнение (33) при $\tau = \tau_0/2$ и заменить величину $\langle N^* \rangle$ в интегральном члене ее верхним пределом $\langle N^*(\tau_0/2, \tau_0) \rangle$, то получим

$$\langle N^*(\tau_0/2, \tau_0) \rangle \leq \frac{\lambda}{1 - \tilde{\lambda} + \lambda L(\tau_0/2, \beta)}$$
 (35)

Теперь, с учетом (26), (28), (35), окончательно имеем

$$\frac{\lambda}{\left[1-\lambda+2\lambda\,L(\tau_0/2\,,\beta)\right]^{1/2}} < \left\langle N^*(\tau,\,\tau_0)\right\rangle < \frac{\lambda}{1-\tilde{\lambda}+\lambda\,L(\tau_0/2\,,\beta)}\,. \tag{36}$$

Аналогичным образом для $\langle \Omega(\tau, \tau_0) \rangle$ находим

$$\frac{\lambda[\delta(\beta) - L_0(\tau_0, \beta)]}{2 - \lambda + \lambda L(\tau_0, \beta)} < \langle \Omega(\tau, \tau_0) \rangle < \frac{\lambda[\delta(\beta) - L_0(\tau_0, \beta)]}{1 - \tilde{\lambda} + \lambda L(\tau_0/2, \beta)},$$
(37)

где

А.Г.НИКОГОСЯН

$$L_0(\tau,\beta) = A \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha(x)}{\nu(x)} E_2[\nu(x)\tau] dx .$$
 (38)

При β = 0 из (37) получаем

$$\frac{\lambda \overline{L}_0(\tau_0)}{2 - \overline{\lambda} + \lambda L(\tau_0)} < \langle \Omega(\tau, \tau_0) \rangle < \frac{\lambda L_0(\tau_0)}{1 - \overline{\lambda} + \lambda L(\tau_0/2)},$$
(39)

где

$$\overline{L}_0(\tau) = A \int_{-\infty}^{\infty} \{1 - E_2[\alpha(x)\tau]\} dx .$$
(40)

Чтобы использовать полученные выше оценки при больших значениях оптической толщины, необходимо найти соответствующие асимптотики функций L, L_0 , $\overline{L_0}$. Данный вопрос при $\beta = 0$ подробно рассматривается в [13]. Некоторые из полученных там результатов мы обобщим здесь на случай $\beta \neq 0$. Как показано в [13], $L(\tau, \beta) \sim L(\tau)e^{-\beta\tau} l(\beta\tau)$, где $L(\tau) = L(\tau, 0)$ и $l(s) = 1 - 2 se^s E_1(s) + se^s E_2(s)$. Нетрудно показать, что при s >> 1 имеет место $l(s) \sim 2/s^2$. С учетом хорошо известной асимптотики $L(\tau) \sim (2\sqrt{\pi\tau}\sqrt{\ln\tau})^{-1}$ приходим к нужному результату:

$$L(\tau,\beta) \sim A e^{-\beta\tau} / (\beta\tau)^2 \tau \sqrt{\ln\tau}$$
(41)

для больших $\beta \tau$. Аналогичные рассуждения для $L_0(\tau, \beta)$ дают $L_0(\tau, \beta) \sim L_0(\tau) \tau e^{-\beta \tau} l_0(\beta \tau)$, где $l_0(s) = e^s [E_1(s) - E_2(s)]$. Поскольку $l_0(s) \sim s^{-2}$ при s >> 1, то $L_0(\tau) \sim A/\tau \sqrt{\ln \tau}$ и

$$L_0(\tau,\beta) \sim A e^{-\beta\tau} / (\beta\tau)^2 \sqrt{\ln\tau} . \qquad (42)$$

Что касается функции $L_0(\tau)$, то здесь мы приведем окончательный результат, полученный в [13],

$$\overline{L}_0(\tau) \sim 2 A \sqrt{\ln \tau} \tag{43}$$

при $\tau \to \infty$. Приведенные оценки представляют большую важность при решении различных астрофизических задач. Особый интерес представляют вопросы, связанные с диффузией Lya-квантов в оптически толстых средах, как, например, солнечные протуберанцы, туманности и т.д. В связи с этим следует отметить, что при $1 - \lambda <<1$ величина $\langle N^* \rangle$ определяется, как это явствует из (36) и (41), значением величины $\beta\delta(\beta)$ (~10⁴ при $\beta \sim 10^4$), а не значением $\tau_0 \sqrt{\ln \tau_0}$, которое при $\tau_0 \sim 10^4$ (что обычно принимается для излучения в линии Lya в планетарных туманностях [15]) оказывается порядка 10⁵. Другими словами, существует верхний предел среднего числа рассеяний Lya-квантов в среде, которое определяется поглощением в непрерывном спектре.

Из неравенств (36) следует, что с увеличением оптической толщины среднее число рассеяний при $\beta \neq 0$ стремится к своему предельному

272

значению гораздо быстрее, чем при отсутствии поглощения в континууме. Для сильно диссипативных сред в пределе имеем

$$(1-\widetilde{\lambda})^{-1/2} < \langle N^{*}(\tau,\tau_{0}) \rangle < (1-\widetilde{\lambda})^{-1}$$
. (44)

В противоположном случае слабо диссипативной среды, когда $\tilde{\lambda} \approx 1$, величина $\langle N^*(\tau, \tau_0) \rangle$ стремится к бесконечности не быстрее, чем $\tau_0 \sqrt{\ln \tau_0}$, и не медленнее, чем $\tau_0^{1/2} (\ln \tau_0)^{1/4}$. Что касается $\langle \Omega(\tau, \tau_0) \rangle$, оно стремится к бесконечности как $\sqrt{\ln \tau_0}$ (ср. (39), (43)),

5. Величины \overline{N}^* и $\overline{\Omega}$. Данные статистически средние величины представляют особый интерес в приложениях, поэтому заслуживают отдельного рассмотрения. По определению,

$$\overline{N} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{0}^{1} d\eta \int_{0}^{\tau_{0}} \varepsilon(\tau, x, \eta) N(\tau, x, \eta, \tau_{0}) d\tau}{\int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-1}^{1} d\eta \int_{0}^{\tau_{0}} \varepsilon(\tau, x, \eta) d\tau},$$

$$\overline{\Omega} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{0}^{1} d\eta \int_{0}^{\tau_{0}} \varepsilon(\tau, x, \eta) \Omega(\tau, x, \eta, \tau_{0}) d\tau}{\int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-1}^{1} d\eta \int_{0}^{\tau_{0}} \varepsilon(\tau, x, \eta) d\tau},$$
(45)

где $\varepsilon(\tau, x, \eta)$ - мощность первичных источников энергии. В том случае, когда $\varepsilon(\tau, x, \eta)$ представимо в виде произведения $S^*(\tau)\alpha(x)$, формулы (45) преобразуются, принимая более удобный для расчетов вид. Покажем это на примере второй из приведенных формул. Учитывая, что

$$\langle \Omega(\tau, \tau_0) \rangle = \frac{\lambda}{2} A \int_{-1}^{1} d\eta \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) \Omega(\tau, x, \eta, \tau_0) dx , \qquad (46)$$

будем иметь

$$\overline{\Omega} = \int_{0}^{\tau_{0}} S^{*}(\tau) \langle \Omega(\tau, \tau_{0}) \rangle d\tau / \lambda \int_{0}^{\tau_{0}} S^{*}(\tau) d\tau.$$
(47)

В свою очередь, для (Ω(τ, τ₀)) можно написать

$$\left\langle \Omega(\tau,\tau_0) \right\rangle = \frac{\lambda}{2} \beta \int_0^{\tau_0} G(\tau,t) dt \int_0^{\tau_0} K_0 (|t-\tau|,\beta) d\tau', \qquad (48)$$

где G(τ, τ') - функция Грина уравнения (32). Отсюда для случая полного перераспределения по частотам получаем

$$\overline{\Omega} = \int_{0}^{\tau_{0}} S(\tau) \bigg[\delta(\beta) - \frac{1}{2} L_{0}(\tau, \beta) - \frac{1}{2} L_{0}(\tau_{0} - \tau, \beta) \bigg] d\tau / \int_{0}^{\tau_{0}} S^{*}(\tau) d\tau , \qquad (49)$$

А.Г.НИКОГОСЯН

где $S(\tau)$ - функция источников уравнения переноса излучения. Насколько нам известно, данная формула для определения среднего времени пребывания кванта в среде приводится впервые. Она является аналогом известной формулы для среднего числа рассеяний

$$\overline{N}^* = \int_0^{\tau_0} S(\tau) d\tau / \int_0^{\tau_0} S^*(\tau) d\tau.$$
(50)

Если $\beta = 0$, то для изотермической атмосферы справедлива простая формула [13],

$$\overline{N}^* = \frac{1}{\tau_0} \int_0^{\tau_0} X^2(\infty, \tau) d\tau.$$
(51)

Чтобы обобщить ее на случай $\beta \neq 0$, введем функцию $P(\tau, z, \tau_0)$, удовлетворяющую уравнению, отличающемуся от уравнения для $\langle N(\tau, \tau_0) \rangle$ (ср. (32)) лишь свободным членом, который теперь равен $(\lambda/4\pi)e^{-\tau/z}$. Тогда, очевидно, имеем

$$\langle N(\tau, \tau_0) \rangle = \frac{4\pi}{\lambda} [1 + \lambda\beta\delta(\beta)] P(\tau, \infty, \tau_0) - 2\pi\beta\gamma_0(\tau, \beta, \tau_0), \qquad (52)$$

где

$$\overline{\gamma}_0(\tau,\beta,\tau_0) = \int_0^{1/\beta} G_0\left(\frac{z}{1-\beta z}\right) \left[P(\tau,z,\tau_0) + P(\tau_0-\tau,z,\tau_0)\right].$$

Используя связь между $P(\tau, z, \tau_0)$ и функциями X и Y, получаем требуемый результат

$$\overline{N}^{*} = \frac{1 + \lambda\beta\delta(\beta)}{\tau_{0}} \int_{0}^{\tau_{0}} X^{2}(\infty, \tau) d\tau + \beta X(\infty, \tau_{0})\gamma(\lambda, \beta).$$
(53)

Поступая аналогичным образом, с учетом того, что

$$\langle \Omega(\tau, \tau_0) \rangle = 4\pi \delta(\beta) P(\tau, \infty, \tau_0) - 2\pi \overline{\gamma}_0(\tau, \beta, \tau_0),$$
 (54)

получаем

$$\overline{\Omega} = \frac{1}{\tau_0} \int_0^{\tau_0} X(\infty, \tau) Z(\tau) d\tau , \qquad (55)$$

где.

$$Z(\tau) = \delta(\beta) X(\infty, \tau) - Y_0(\tau), \quad Y_0(\tau) = \int_0^{1/\beta} G_0\left(\frac{z}{1-\beta z}\right) Y(z, \tau) d\tau.$$

В частном случае, когда $\tau_0 \to \infty$, имеем $\overline{\Omega} = \delta(\beta)/(1-\overline{\lambda})$. Когда $\beta \to 0$, среднее время стремится к бесконечности как $\sqrt{\ln(1/\beta)}$ независимо от значения λ .

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: narthur@bao.sci.am

274

поле излучения в однородной среде

THE STATISTICAL DESCRIPTION OF THE RADIATION FIELD IN HOMOGENEOUS MEDIUM OF FINITE OPTICAL THICKNESS

A.G.NIKOGHOSSIAN

The problem of finding the statistical mean quantities which characterize the radiation field in a semi-infinite atmosphere has been considered in a series of the author's papers. The present paper generalizes some of previous results to the case of a medium of finite optical thickness. We determine the mean number of scatterings underwent by a quantum in the course of random walk in the atmosphere and the average time it spent in that. Three different types of mean quantities are treated dependent on that over which characteristics of quantum we average. Special attention is payed to asymptotical behavior of quantities we found for the large optical thickness of the medium.

Key words: radiative transfer: methods analytical

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбариумян, Научные труды, т.1, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1960.

- 2. В.В.Соболев, Астрофизика, 2, 135, 1966.
- 3. В.В.Соболев, Астрофизика, 2, 239, 1966.
- 4. В.В.Соболев, Астрофизика, 3, 5, 1967.
- 5. В.В.Соболев, Астрофизика, 3, 137, 1967.
- 6. В.В.Иванов, Астрофизика, 6, 643, 1970.
- 7. А.Г.Никогосян, Астрофизика, 21, 323, 1984.
- 8. А.Г.Никогосян, Астрофизика, 21, 579, 1984.
- 9. А.Г.Никогосян, Астрофизика, 24, 149, 1986.
- 10. Г.А.Арутюнян, А.Г.Никогосян, Астрофизика, 27, 335, 1987.
- 11. A.G.Nikoghossian, Astrophys. J., 483, 849, 1997.
- 12. A.G.Nikoghossian, J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer, 61, 345, 1999.
- 13. В.В.Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
- 14. С. Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953.
- 15. В.В.Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1985.

АСТРОФИЗИКА

TOM 49

МАЙ, 2006

ВЫПУСК 2

УДК: 524.354.4

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛОСКОСТИ ГАЛАКТИКИ

Р.Р.АНДРЕАСЯН, С.К.БАЛАЯН, В.Г.МОВСИСЯН Поступила 22 сентября 2005 Принята к печати 17 февраля 2006

В работе предлагается метод построения карты распределения электронной концентрации в плоскости Галактики. Используются данные мер дисперсии *DM* для более чем 1500 пульсаров и их расстояния, найденные независимым путем. Независимые расстояния пульсаров оцениваются с использованием эмпирической зависимости радиосветимостей *L* пульсаров от их периодов *P*, временного изменения периодов \dot{P} и полуширины импульсов *W* в виде функции $L = \gamma P^{\alpha} \dot{P}^{\beta} W^{\delta}$. Приводится карта распределения электронной плотности в плоскости Галактики, в слое ±400 пк.

1. Введение. Общепринято, что пульсары являются хорошими зондами межзвездной среды, поскольку для них из наблюдений определены многие данные разного рода, а их расстояния, определенные по мере дисперсий,

$$DM = \int n_e(R) dR \tag{1}$$

считаются более или менее надежными. Здесь DM - мера дисперсий пульсара, n(R) - электронная концентрация в среде по направлению данного пульсара, а интегрирование ведется до расстояния пульсара R. Из формулы (1) видно, что для определения расстояний пульсаров по DM нужно знать распределение электронной плотности в Галактике. Однако это распределение заранее не известно. Обычная, стандартная процедура нахождения модели распределения электронной плотности основана на использовании той же зависимости между DM и n для тех пульсаров, расстояния до которых заранее найдены каким-то независимым (от использования DM) путем. Таких пульсаров известно чуть больше 70 [1]. Это те пульсары, которые расположены в остатках сверхновых с известными расстояниями, или находятся ближе или дальше некоторых облаков, тоже с известными расстояниями. Ясно, что расстояния этих пульсаров (всего их 73) часто определяются с достаточно большими ошибками, а во многих случаях известен только верхний или нижний предел расстояния данного пульсара, или оба из них, которые иногда отличаются друг от друга в несколько раз. Очевидно, что параметры модели распределения электронной плотности,

полученные с использованием этих расстояний, будут содержать определенные неточности. Расстояния остальных пульсаров, найденные по их DM. с использованием этой модели электронной плотности будут содержать некоторые систематические ошибки, иногда превышающие сами эти расстояния. Отметим, что все известные в настоящее время расстояния пульсаров получены по модели электронной плотности Галактики, предложенной в [2]. В упомянутой работе в основу модели распределения электронной плотности в плоскости Галактики принята модель галактических спиральных рукавов, предложенная в работе [3], с некоторыми изменениями в работах [4,5]. Отдельные параметры предложенной модели найдены с использованием вышеупомянутых 73 пульсаров и апробированы по данным межзвездной сцинтиляции около 200 пульсаров и по мерам дисперсий. Лалее эта модель электронной плотности используется для нахождения расстояний пульсаров по их DM (см. формулу (1)). Ясно, что найденные этим путем (приведенные в каталогах) расстояния пульсаров с самого начала будут содержать в себе информацию о модели спиральных рукавов Галактики. Следовательно, использование этих расстояний в работах, в которых изучается корреляция разных физических параметров Галактики с ее спиральной структурой, не целесообразно. В частности, расстояния пульсаров вместе с данными фарадеевского врашения используются при изучении магнитного поля Галактики. Надо отметить, при изучении магнитных полей в таких направлениях, на которых, при изменении расстояний в достаточно больших пределах, пульсары все же остаются в определенном спиральном рукаве [6], неопределенности расстояний пульсаров большой роли не играют. Однако в недавних работах [7-9] изучаются тонкие структуры магнитных полей во внутренних спиральных рукавах Галактики. В этих направлениях излучение от пульсара проходит сквозь 2-3 рукава, и при малых ошибках в оценке расстояния используемого пульсара, не будет уверенности в принадлежности пульсара данному спиральному рукаву Галактики. Это, в свою очередь, понижает достоверность результатов таких работ.

В настоящей работе изучается возможность определения радиосветимостей пульсаров с использованием ее эмпирической зависимости от разных наблюдательных параметров, не зная заранее расстояния до них. Это дает возможность оценить расстояния пульсаров, не используя их меры дисперсии. Далее эти расстояния, вместе с мерами дисперсий пульсаров используются для нахождения распределения электронной плотности в плоскости Галактики методом решения обратной задачи, не используя при этом никакой модели спиральных рукавов. Найденное распределение электронной плотности может быть использовано для

СВОБОДНЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ В ПЛОСКОСТИ ГАЛАКТИКИ 279

нахождения расстояний отдельных пульсаров по их мерам дисперсий (см. формулу (1)). Очевидно, что определенные таким образом расстояния будут свободны от систематических вкладов заранее принятой модели спиральных рукавов Галактики, которые свойственны расстояниям, приведенным в каталогах.

В настоящее время, когда известны более 1500 пульсаров, для большинства которых определены основные наблюдательные характеристики, такие, как средний поток излучения на разных частотах, период пульсации, временное изменение периода пульсации, эквивалентная ширина импульса, мера дисперсии и многие другие, постановка такой задачи оправдана.

2. Радиосветимость пульсаров. Общепринято, что пульсары это быстро вращающиеся нейтронные звезды, и что они излучают за счет потери их энергии вращения. Это приводит к замедлению вращения пульсара, т.е. к увеличению значения периода пульсации. В каталогах пульсаров, наряду с чисто наблюдательными данными, обычно приводятся также косвенные параметры, вычисленные на основе принятой теории образования и эволюции пульсаров. Такими параметрами являются характеристический возраст *T*,

$$T = P/2 \dot{P}, \qquad (2)$$

и скорость потери энергии, или так называемый "spin-down luminosity" \dot{E} ,

$$\dot{E} = 4\pi^2 IPP^{-3}$$
, (3)

где P - период, P - временное изменение периода, а $I = 10^{45}$ г см² - является принятым средним моментом инерции для пульсаров. Очевидно, что болометрическая светимость пульсаров должна зависеть от этих величин. Мы изучали зависимость радиосветимости L пульсаров



Рис.1. Зависимость радиосветимости *L* пульсаров на частоте 1400 МГц от скорости потери энергии *E*. С левой стороны для пульсаров, возраст которых находится в пределах от 10⁶ до 10⁶ лет; с правой - для всех известных пульсаров.
от скорости потери энергии \dot{E} и от их характеристического возраста T. Были использованы радиосветимости пульсаров на 400 и 1400 МГц (L_{400} и L_{1400}). На рис.1, для примера, приведены зависимости $\log(L_{1400})$ от $\log(\dot{E}) - 28$.

На рис.2 приведена зависимость радиосветимости L пульсаров от их характеристического возраста T, также в логарифмической шкале.



Рис.2. Зависимость радиосветимости L пульсаров на частоте 1400 МГц от их характеристического возраста T.

Как видно из рисунков и формул, радиосветимость пульсаров увеличивается по мере увеличения скорости потери энергии и уменьшается с увеличением характерного возраста. Похожие зависимости получаются и на 400 МГц, а также для отдельных подборок пульсаров, выбранных по различным параметрам (по возрастам, по галактическим направлениям и т.д.). Ясно, что эти зависимости являются зависимостями между радиосветимостью L и параметрами P и P. Зависимость между этими параметрами типа

$$L = \gamma P^{\alpha} P^{\beta} \tag{4}$$

была изучена в работах [10-14], в которых найдены значения параметров α , β и γ . Похожие зависимости получаются также для ренттеновских пульсаров [15,16]. Нам кажется целесообразным в зависимость типа (4) включить также полуширину импульса W пульсаров, поскольку средний поток излучения, а следовательно, и радиосветимость сильно зависят от этого параметра. Здесь мы изучаем зависимость типа

$$L = \gamma P^{\alpha} P^{\beta} W^{\delta} . \tag{5}$$

Формула (5) удобна тем, что, логарифмируя ее, получаем линейное уравнение относительно α, β, δ и logy. Такое уравнение можно

СВОБОДНЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ В ПЛОСКОСТИ ГАЛАКТИКИ 281

написать для каждого пульсара в отдельности в следующем виде:

$$\log L_i = \log\gamma + \alpha \log P_i + \beta \log P_i + \delta \log W_i$$
(6)

где i = 1, 2, ..., N (N - число использованных пульсаров). Таким образом, получается система из N линейных уравнений с четырьмя неизвестными, α , β , δ и logy, которая решается методом наименьших квадратов. Мы получили значения этих параметров для разных подвыборок пульсаров. В табл.1 приводятся значения этих параметров, для получения которых использованы данные всех пульсаров, без ограничений, наложенных на возраст, период пульсации или на какойлибо другой параметр.

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАССТОЯНИЙ

Частота	α	β	δ	logγ
400 МГц	-4.396E-01	1.59E-01	4.80E-01	2.90
1400 МГц	-4.65E-01	1.77E-91	4.82E-01	3.16

После определения вышеупомянутых параметров для отдельных подвыборок, мы предполагаем, что радиосветимость каждого отдельного пульсара из данной подвыборки определяется формулой (5) с уже известными параметрами α , β , δ и γ . Затем используется формула

$$R_T = (L_T/S)^{1/2} , (7)$$

для нахождения, так называемого, теоретического расстояния пульсара R_r , где L_r - теоретическая (эмпирическая) радиосветимость, найденная по формуле (5), а S - наблюдаемый средний поток излучения на той же частоте, что и L_r . Конечно, при нахождении параметров α , β , δ и logy используются наблюдаемые радиосветимости пульсаров, для нахождения которых были использованы старые (взятые из каталога пульсаров) расстояния, но очевидно, что расстояния R_r пульсаров, определенные только по этим 4 параметрам и наблюдательным данным, в большей степени независимы от каких-либо моделей распределения свободных электронов в Галактике.

Для сравнения расстояний R_r , полученных в результате вышеупомянутых вычислений, и расстояний R, взятых из каталогов, на рис.3 приводится распределение относительных расстояний ($R_T/R-1$, когда $R_T > R$ или 1 - R/R_T , когда $R_T < R$) по галактической долготе l.

Из рис.3 видно, что расстояния пульсара R_7 и R, найденные разными методами, более или менее коррелируют друг с другом (в большинстве случаев они отличаются друг от друга не более чем в 2 раза). Однако

иногда они отличаются в несколько раз. Такое расхождение частично можно объяснить неточностями старых расстояний, которые, как это утверждается в работе [2], хотя в большей части и имеют точность в пределах ~25%, в отдельных случаях (в основном в направлениях внутренних рукавов Галактики 0° < 1 < 60° и 300° < 1 < 360°) могут иметь неопределенности на фактор 2 или больше. Однако расхождения на рис.3, вероятно, большей частью обусловлены неточностями в определении R_T, связанными с применением эмпирической формулы (5). Это означает, что расстояния R_T, в общем случае при применении для отлельных пульсаров, могут оказаться не достаточно хорошими относительно прежних. Однако они могут оказаться лучше в статистическом смысле. Это связано с тем, что они все-таки коррелируют с известными расстояниями, независимыми от моделей распределения свободных электронов в Галактике, и практически могут быть определены для всех пульсаров. То, что расстояния R_r могут содержать информацию в статистическом смысле, видно также из того, что на рис.З для большинства пульсаров, находящихся вне радиуса расстояния Солнца (90° < 1 < 270°), R_r < R. Недооценку электронной концентрации в направлении антицентра Галактики при определении расстояний методом, использованным в работе [2], предположительно можно считать одним из возможных объяснений этого факта. На распределении рис.3 видны также другие детали (при $l = 300^{\circ} R_{\tau} > R; l = 330^{\circ} R_{\tau} < R$ и др.), вероятно, связанные с моделью спиральных рукавов (см. рис.4 из [2]). использованной при нахождении каталожных расстояний R.



Рис.3. Распределение относительных расстояний по галактической долготе для выборок: слева на 1400 МГц (N=1089), справа на 400 МГц (N=542).

Вышесказанное дает уверенность в правомочности использования расстояний R_{τ} для изучения галактического распределения свободных электронов.

3. Распределение свободных электронов. Изучение распределения

свободных электронов в Галактике имеет очень важное как теоретическое (например, в теории турбулентного динамо в Галактике), так и практическое значение (определение расстояний пульсаров по мерам дисперсий, изучение магнитного поля и т.д.). Известно, что свободные электроны в Галактике распределены очень неравномерно. Это, в основном, связано с наличием в Галактике HI и HII областей, остатков сверхновых, очагов звездообразования, звездных ветров и т.д. Однако, несмотря на эти неоднородности, в распределении электронов в Галактике, вероятно, существуют более крупные структурные детали, изучению которых и посвящается этот раздел.

Как было сказано во Введении, распределение электронной плотности в Галактике можно изучать, используя независимо определенные расстояния пульсаров и их меры дисперсии DM, которые связаны с электронной плотностью n_e и расстоянием R формулой (1). Величина DM определяется из наблюдений момента прихода сигнала от пульсара на разных частотах и является постоянной величиной для определенного пульсара. Используя данные DM и R пульсаров на данном направлении, можно построить зависимость функции DM(R) от расстояния R. Из формулы (1) видно, что DM является интегралом с переменным верхним пределом по R. Из этой формулы следует, что электронная концентрация $n_e(R)$ на данном направлении (как функция от R) является производной DM(R) от R.

$$n_e(R) = dDM(R)/dR.$$
 (8)

Формула (8) дает возможность найти плотность электронов в любой точке Галактики, если в данном направлении по наблюдательным данным пульсаров построена достаточно плавная функция DM(R). При этом не надо заранее делать какие-либо предположения о распределении электронной плотности. Такие задачи, в которых по информации, выходящей из данной области, находятся ее детальные внутренние характеристики, без использования каких-либо моделей для него, принято называть обратными задачами.

Таким образом, для решения вышеупомянутой (обратной) задачи, необходимо иметь хорошо определенную функцию DM(R) на всех галактических направлениях. Для нахождения этой функции вычисляется зависимость среднего значения DM от среднего значения R. В настоящее время известны чуть более 1500 пульсаров, для которых определены значения DM. Независимые теоретические расстояния R_T можно найти, практически, для всех пульсаров, используя формулы (7) и (5) и вычисленные по формуле (6) параметры α , β , δ и logy. Конечно, наблюдательные данные для 1500 пульсаров могут быть недостаточны для нахождения плавных функций DM(R) на всех галактических направлениях. Однако, как известно, пульсары распределены неравномерно по галактической широте. Они сильно сконцентрированы к плоскости Галактики. Следовательно, используя наблюдательные данные пульсаров. вышеупомянутым методом можно попытаться построить функцию DM(R) только в направлениях вблизи плоскости Галактики. Для этой цели мы использовали пульсары, которые находятся у плоскости Галактики в слое |z| < z., где z - расстояние пульсара от плоскости Галактики, а z. - полутолщина слоя, которую можно варировать во время конкретных вычислений. При построении функции DM(R) для направления галактической долготы l., берется сектор с достаточным числом пульсаров, в направлении l, с полушириной Δl и с вершиной на Солнце. Для усреднения величин DM и R пульсаров, в этом секторе берется область с центром R, и полудлиной ∧ R. Далее координата центра усреднения R. плавно меняется по направлению L, в результате чего находятся средние значения DM и R в точках усреднения (R; L), то есть функция DM(R) в данном направлении L. Эту функцию впоследствии можно численно продифференцировать и получить значения $n_{k}(R)$ в любой точке в данном направлении l_{k} . Направление l_{k} тоже можно плавно поменять от значения 0° до 360°. Таким образом, можно получить функцию DM(R) в любом направлении, а по формуле (8) и концентрацию электронов n(R; l) в любой точке галактической плоскости. Численные расчеты показали, что когда число пульсаров в каждой области усреднения превосходит 5-6, то уже можно получить достаточно гладкую функцию DM(R) для численного дифференцирования и получения уверенных результатов для n(R; l). При вычислениях это условие соблюдалось для большей части исследуемой области Галактики. Отметим, что аналогичная процедура уже была использована в работе [6] для детального изучения магнитного поля в направлении рукава Стрельца.

Вышеизложенная процедура полностью была тестирована с использованием каталожных данных DM и R. Была получена карта распределения электронной плотности в плоскости Галактики. Поскольку использованные каталожные расстояния пульсаров вычислены с использованием модели распределения n_e , приведенного в работе [2], то после обратной процедуры должна была получиться картина, схожая с приведенной в упомянутой работе галактического распределения n_e . Сравнение наших рисунков показало довольно хорошее совпадение основных деталей распределения n_e . Это свидетельствует в пользу предложенной нами процедуры и полной программы вычислений. Для получения карт распределения электронной концентрации в плоскости Галактики были использованы теоретические расстояния R_T , найденные по разным выборкам пульсаров, ограниченных по их возрасту и другим

СВОБОДНЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ В ПЛОСКОСТИ ГАЛАКТИКИ 285

параметрам. При вычислении были также сделаны разные ограничения на полуголщину слоя около плоскости Галактики.

На рис.4, как пример, приводится одна из карт распределения электронной плотности в плоскости Галактики, полученная в результате вычислений с использованием данных α , β , δ и logy из табл.1. При построении этой карты мы ограничились использованием пульсаров, расположенных в слое -400 пк < z < 400 пк. В центре окружностей расположено Солнце, а центр Галактики обозначен малым кружком. Расстояние от Солнца до центра Галактики принято 8.5 кпк. Галактическая долгота растет от направления к центру Галактики против часовой стрелки. Надо отметить, что при разных вариантах вычислений полученные карты в общих чертах похожи друг на друга. Распределение электронной плотности на рис.4 можно считать уверенным до расстояний от Солнца порядка 7-8 кпк. Дальше этого расстояния число

		190
		169
	X	147
	日本の	126
		105
		84
		63
man & See		42
		21

Рис.4. Карта распределения электронной плотности в плоскости Галактики. Электронная плотность на шкале приведена в единицах 10⁻³ частиц в см³.

пульсаров в областях усреднения уменьшается, из-за чего увеличивается влияние одного пульсара на результаты вычислений. Как следствие этого, ухудшается качество зависимости DM(R), следовательно, и качество зависимости $n_{(R)}$.

Из рис.4 видно, что электронная концентрация увеличивается к центру Галактики. Есть некоторые направления, где, в среднем, электронная плотность больше окружающих, но эти направления не очень хорошо коррелируют с направлениями известных спиральных рукавов Галактики. Такой результат, конечно, не является неожиданным, если иметь в виду результаты недавних исследований [9, 17], в которых показывается, что магнитные поля и поляризация радиоизлучения нашей Галактики и некоторых других галактик коррелируют не со спиральными рукавами, а с межрукавными областями галактик.

Надо отметить, что настоящая работа носит, в большей степени, методологический характер и не является завершенным этапом данного исследования. Метод можно постоянно совершенствовать в процессе повышения точности определения независимых расстояний и с увеличением числа пульсаров.

Работа выполнена в рамках ANSEF программы No. 04-ps-astroth 812-73.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, с-mail: randrasy@bao.sci.am

THE DISTRIBUTION OF FREE ELECTRONS IN THE PLANE OF THE GALAXY

R.R.ANDREASYAN, S.K.BALAYAN, V.H.MOVSISYAN

The method of construction of the map for distribution of free electrons in the plane of the Galaxy is proposed. We use the data of dispersion measures *DM* for more than 1500 pulsars and their distances, found independently from *DM*. The independent distances of pulsars are estimated using the empirical relation $L = \gamma P^{\alpha} P^{\beta} W^{\delta}$ between the radio luminosity *L* of pulsars and their period *P*, period derivative *P* and the equivalent width of pulse *W*. We give the map of distribution of free electrons near the plane of the Galaxy, in the layer of ±400 pc.

Key words: Galaxy: free electrons: distribution

ЛИТЕРАТУРА

- 1. D.A.Frail, J.M. Weisberg, Astron. J., 100, 743, 1990.
- 2. J.H. Taylor, J.M. Cordes, Astrophys. J., 411, 674, 1993.
- 3. Y.M. Georgelin, Y.P. Georgelin, Astron. Astrophys., 49, 57, 1976.
- D.Downes, T.L. Wilson, J.Bieging, J.Wink, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 40, 379, 1980.
- 5. J.L. Caswell, R.F. Haynes, Astron. Astrophys., 171, 261, 1987.

- 6. Р.Р.Андреасян, М.Оганнисян, М.Р.Андреасян, Астрофизика, 46, 423, 2003.
- 7. J.L.Han, R.N.Manchester, E.M.Berkhuijsen, R.Beck, Astron. Astrophys., 322, 98, 1997.
- 8. J.L.Han, R. Wielebinski, Chin. J. Astron. Astrophys., 2, 293, 2002.
- 9. C.Indrani, A.A.Deshpande, New Astronomy, 4, 33, 1998.
- 10. M. Vivekanand, R.J. Narayan, Astron. Astrophys., 102, 315, 1981.
- 11. G.M. Stollman, Astron. Astrophys, 172, 152, 1987.
- 12. Р.Р.Андреасян, Т.Г.Аршакян, Астрофизика, 36, 375, 1993.
- 13. R.Andreasyan, T.Arshakian, Astrophys. Space Sci., 278, 175, 2001.
- 14. *M. Proszynski*, *D. Przybycien*, Proceedings of the Workshop on "Millisecond Pulsars", Held at NRAO, Green Bank, W. Virg., 7, 1984.
- 15. A. Possenti, R. Cerutti, M. Colpi, S. Mereghetti, Astron. Astrophys., 387, 993, 2002.
- 16. O.H. Guseinov, A. Ankay, S.O. Tagieva, M.O. Taskin, Inter. J. Mod. Phys. D, 13, 197, 2004.
- 17. R. Beck, P. Hoernes, Nature, 379, 47, 1996.

АСТРОФИЗИКА

TOM 49

МАЙ, 2006

ВЫПУСК 2

УДК: 524.5

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ОДНОРОДНОЙ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

А.С.БАРАНОВ

Поступила 12 сентября 2005 Принята к печати 17 февраля 2006

Рассмотрена электромагнитная неустойчивость межзвездной среды с произвольным распределением скоростей на больших масштабах, типичных для газо-пылевых облаков без заметного магнитного поля. Показано, что на приемлемой шкале времени (месяцы и годы) такие неустойчивости успевают развиться и что требованием устойчивости выделяется узкий класс распределений, близких к сферическим.

1. Введение. Проблема устойчивости межзвездной или межпланетной среды важна уже хотя бы потому, что не всякие распределения частиц по скоростям способны реализоваться в природе, даже без существенного влияния столкновения ионов. Действительно, неустойчивые распределения должны быстро перестраиваться в устойчивые, и это обстоятельство надо учитывать при построении теоретических моделей эволюции среды [1,2]. Примером такой перестройки является изотропизация межзвездной среды при встрече двух потоков [3]. Сами авторы [3] подчеркивают его частный характер - кроме наложения двух потоков возможны и многие другие аналогичные неизотропные модели.

Проблемы, сходные с поставленными здесь, изучаются в теории устойчивости плазмы, но она сейчас приспособлена в основном к лабораторным приложениям. Однако для космических масштабов эта теория должна рассматриваться под несколько иным углом зрения изза вмешательства электромагнитной неустойчивости Вайбела [4], в которую вовлечено магнитное поле возмущения. Этим она отличается от обычных потенциальных неустойчивостей, обладающих существенно большими инкрементами и поэтому выходящих на первый план в земных лабораторных условиях. В астрофизике же существование объектов значительно более растянуто во времени, так что приходится принимать во внимание и электромагнитную неустойчивость, развивающуюся гораздо медленней и на большем протяжении. При этом в отличие от привычного определения областей устойчивости неравенствами, для космической плазмы необходимые условия устойчивости, как будет видно ниже, выражаются в виде равенств, наложенных на параметры системы.

А.С.БАРАНОВ

Подчеркнем, что электромагнитная неустойчивость должна сказываться как при умеренных, так и релятивистских скоростях частиц, только волновые числа k при этом вместе с инкрементами оказываются малыми. Это легко продемонстрировать уже на элементарном примере, приводимом в [5], который приложим, в частности, и к наложению потоков в межзвездной среде в качестве простейшей иллюстрации происходящих при этом процессов. Дисперсионное уравнение Вайбела для случая двух дискретных потоков с плотностями n_0 каждый и скоростями (0, 0, $-V_0$) и (0, 0, V_0) при ориентации волнового вектора вдоль оси х имеет вид

$$\frac{c^2k^2}{\omega^2} - 1 + \frac{2\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{k^2V_0^2}{\omega^2} \right) = 0 , \qquad (1)$$

где введена ленгмюровская частота

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi \, e^2 n_0}{m}} \,. \tag{2}$$

В формулах (1) и (2), как и далее, е и m - заряд и масса частицы данного сорта, c - скорость света, ω - частота колебаний. Записав одно из решений уравнения (1) в виде

$$\omega^{2} = -\frac{4\omega_{p}^{2} k^{2} V_{0}^{2}}{2\omega_{p}^{2} + k^{2} c^{2} + \sqrt{\left(2\omega_{p}^{2} + k^{2} c^{2}\right)^{2} + 8\omega_{p}^{2} k^{2} V_{0}}}$$

имеем в пределе малых k

$$\omega \approx i k V_0$$
,

что согласуется с приведенным в [5] заключением о неустойчивости системы.

Обратим внимание, что в асимптотическую формулу (3) скорость света не входит. Как увидим ниже, это положение является общим для широкого класса нерелятивистских распределений скоростей: электромагнитные эффекты - формально релятивистские, но в пределе $k \rightarrow 0$ параметр с исчезает. Другое дело, что в примере Вайбела неустойчивость распространяется на все значения k, а в более сглаженных примерах есть критическое k, которое как раз и стремится к нулю при уменьшении средней скорости в сравнении со скоростью света. К оценке критического k мы еще вернемся в заключении статьи.

Далее, для формального удобства и лучшей связи с имеющейся литературой мы в данной статье начинаем с модели N дискретных пучков, переход от которой к непрерывному распределению тривиален. Сперва все-таки допускаем, для возможного дальнейшего обобщения, любые скорости частиц V, а затем ограничиваемся приближением V << c с целью выделить и изучить электромагнитную неустойчивость.

(3)

2. Основные уравнения. Итак, принимаем модель однородной плазмы, состоящей из потоков с номерами i = 1, 2, ..., N с соответствующими векторами скоростей потоков $V_i(u_i, v_i, w_i)$, пространственными плотностями n_i , массами частиц m_i и зарядами e_r Кроме того, имеется фон с плотностью пространственного заряда обратного знака

$$d = -\sum_{i} n_i e_i$$

Рассматриваем в линейном приближении распространение волны, считая, что ось z направлена вдоль волнового вектора \vec{k} . Все локальные характеристики возмущения будут содержать множитель $\exp(\lambda t + ikz)$ (t - время, λ - инкремент).

В соответствии с намеченной программой рассмотрим предельный случай длинных волн, $k \rightarrow 0$. Пусть k и λ - величины одного порядка малости. Возникающий ток, вообще говоря, обратно пропорционален k и для соблюдения уравнений Максвелла соотношение между k и λ должно подбираться таким, чтобы возбуждаемый ток был мал (подробности выкладок см. в [6]). Именно, требуется обращение в нуль всех компонент вектора

$$\bar{S} = \sum_{i=1}^{N} \frac{n_i e_i^2}{m_i} \left[\frac{\bar{R}_i}{\lambda + i\bar{k}\bar{V}_i} - i\bar{V}_i \frac{\bar{k}\bar{R}_i}{\left(\lambda + i\bar{k}\bar{V}_i\right)^2} \right] \cdot \sqrt{1 - \frac{V_i^2}{c^2}}, \quad (4)$$

где вектор \bar{R} выражается через напряженность возникающего электрического поля \bar{E} следующим образом:

$$\vec{E} = \vec{\varepsilon} \, e^{\lambda t + ikz}, \quad \vec{R}_t = \vec{\varepsilon} + \frac{i}{\lambda} \left(\vec{V}_t \times \left(\vec{\varepsilon} \times \vec{k} \right) \right) - \frac{\left(\vec{V}_t \cdot \vec{\varepsilon} \right) \vec{V}_t}{c^2}$$

(с точностью до относительно малых поправок).

Как уже было упомянуто, на данном этапе мы пренебрежем специфической релятивистской поправкой, то есть последними членами в выражении \bar{R}_i и зависимостью массы от скорости. Ограничимся некоторым специальным классом распределений по скоростям. Именно, предполагаем все частицы однотипными и, кроме того,

1) Вращательную симметрию: $f(u, v, w) = \tilde{f}(\rho, w) \left(\rho = \sqrt{u^2 + v^2}\right)$

2) Экваториальную плоскость симметрии: f(u, v, -w) = f(u, v, w).

В указанной конкретной постановке оказывается предпочтительнее отождествить ось z с осью симметрии диаграммы скоростей; тогда волновой вектор \bar{k} будет стоять наклонно. Плоскость, проходящую через ось симметрии и волновой вектор, можно без ограничения общности считать плоскостью Охг. Соответственно, имеем компоненты волнового вектора ($k \sin \sigma$, 0, $k \cos \sigma$), где σ - угол между волновым

А.С.БАРАНОВ

вектором и осью симметрии. В формуле (4) мы переходим от сумм к интегралам (для частиц одного сорта) и расписываем эти уравнения по компонентам. При этом в у-компоненте остаются только члены с ε_y , и его сокращение дает:

$$\iiint \left\{ 1 - \frac{k^2 v^2}{\left[\lambda + ik(u\sin\sigma + w\cos\sigma)\right]^2} \right\} f \, du \, dv \, dw = 0 \quad (\varepsilon_y \neq 0). \tag{5}$$

Для ε_x и ε_z получается система двух взаимно зацепленных уравнений $A\varepsilon_x + B\varepsilon_z = 0$, $B\varepsilon_x + C\varepsilon_z = 0$,

где

$$A = \iiint \left\{ \frac{\lambda + ik(w\cos\sigma - u\sin\sigma)}{\lambda + ik(u\sin\sigma + w\cos\sigma)} - \frac{k^2u^2}{[\lambda + ik(u\sin\sigma + w\cos\sigma)]^2} \right\} f \, dud \, v \, dw ,$$

$$B = -\iiint \left\{ \frac{ik(w\sin\sigma + u\cos\sigma)}{\lambda + ik(u\sin\sigma + w\cos\sigma)} + \frac{k^2uw}{[\lambda + ik(u\sin\sigma + w\cos\sigma)]^2} \right\} f \, dud \, v \, dw ,$$

$$C = \iiint \left\{ \frac{\lambda + ik(u\sin\sigma - w\cos\sigma)}{\lambda + ik(u\sin\sigma + w\cos\sigma)} - \frac{k^2w^2}{[\lambda + ik(w\cos\sigma + u\sin\sigma)]^2} \right\} f \, dud \, v \, dw .$$

3. Анализ основных уравнений. Заметим, что согласно нашим условиям 1), 2) одновременное изменение знака у u, v, w не затрагивает величины f. Но оно превращает значения A, B, C в комплексно сопряженные, то есть эти величины вещественны при вещественном λ . При $\lambda \to \infty$ левая часть (5) стремится к пределу

$$\iiint f \, dud \, v \, dw = v > 0$$

(v - пространственная плотность населения частиц данного сорта). Аналогично в том же пределе A = C = v, $AC - B^2 = v^2 > 0$. По непрерывности, уравнение (5) и уравнение $AC - B^2 = 0$ обязательно имеют корни $\lambda > 0$, свидетельствующие о неустойчивости, если соответственно или левая часть (5), или выражение $AC - B^2$ при малом λ отрицательны. Этим даются достаточные признаки неустойчивости плазмы. Их более точное раскрытие начнем с (5). Для некоторой наглядности сперва рассмотрим класс распределений, сосредоточенных на единичной сфере. В силу наших условий симметрии, поверхностная плотность F на этой сфере, будучи разложена по сферическим функциям, представляется в виде

$$F = \sum_{n=0}^{\infty} c_n P_n(\cos\theta) \tag{6}$$

(сумма только по четным *n*). В формуле (6) и далее используются обычные координаты на сфере: θ - угол от оси w, μ - азимут в экваториальной плоскости (*u*, *v*). Удобно повернуть систему координат

так, чтобы новыми компонентами скорости стали

 $u_1 = u \cos \sigma - w \sin \sigma$, $v_1 = v$, $w_1 = u \sin \sigma + w \cos \sigma$. (7)

Применение преобразования (7) к (6) сводится к использованию известной теоремы сложения сферических функций. В результате левая часть (5) приобретает вид:

$$M = -4\pi \sum_{n=2}^{\infty} \frac{c_n}{P_n(0)} (\cos\sigma) P'_n(\cos\sigma), \qquad (8)$$

причем при выводе, как и далее, используем известные свойства полиномов Лежандра [7].

Достаточный признак отрицательности *М* получаем, взяв от правой части (8) интеграл с весовым множителем sin³ . Тогда

$$\int_0^{\pi} \sin^3 \sigma \cos \sigma P'_n(\cos \sigma) d\sigma = \frac{4}{5}(n=2); \quad 0 \quad (n \ge 4)$$

И

$$\int_0^{\pi} \sin^3 \sigma \cos \sigma \cdot M(\sigma) d\sigma = \frac{32\pi}{5} c_2 . \tag{9}$$

При $c_2 < 0$ в силу формулы (9) функция $M(\sigma)$ не может быть всюду положительной. Найдется такое σ , для которого $M(\sigma) < 0$, а это означает неустойчивость. Итак, достаточным признаком неустойчивости является отрицательность соответствующего коэффициента разложения фазовой плотности по сферическим функциям:

$$\int_{0}^{\pi} F P_{2}(\cos\theta) \sin\theta d\theta < 0.$$
 (10)

Сходные выкладки, примененные к выражению $AC-B^2$, показывают, что достаточным признаком неустойчивости является неравенство, противоположное (10). Соответственно, необходимым признаком устойчивости в целом является равенство

$$\int_{0}^{\pi} F \cdot P_{2}(\cos\theta) \sin\theta \, d\,\theta^{3} = 0.$$
 (11)

4. Некоторые общие замечания. До сих пор мы использовали в качестве примера распределения, сосредоточенные на сфере. Надо теперь установить, в какой степени результаты переносятся на общие распределения.

При $\lambda = 0$ от частицы с вектором скорости ($\xi u, \xi v, \xi w$) вклад в левую часть (5) получается тот же, как от частицы со скоростями u, v, w, поскольку предельные переходы $\lambda \to 0$ и $\lambda/\xi \to 0$ эквивалентны. Поэтому обобщение условия неустойчивости (10) можно написать сразу:

$$\int_{0}^{\infty} \int_{0}^{x} f(V, \theta) P_{2}(\cos \theta) \cdot V^{2} \sin \theta d \theta dV < 0.$$
 (12)

Несколько сложнее обстоит дело с разложениями А, В, С по

А.С.БАРАНОВ

степеням λ. После некоторых выкладок признак неустойчивости, дополнительный к (12), удается достаточно просто построить в некоторых специальных случаях.

1) Распределения с независимостью угловых переменных от V, то есть

$$f(V, \theta) = f_1(V)f_2(\theta).$$

Необходимое условие устойчивости получается в виде

$$\int_0^{\pi} f(V, \theta) P_2(\cos \theta) \sin \theta d \theta = 0.$$

2) Распределения с отсутствующими высшими гармониками, точнее,

$$f(V, \theta) = \varphi_0(V) + P_2(\cos\theta) \cdot \varphi_2(V).$$

Необходимыми условиями устойчивости в рассматриваемом случае 2) являются

$$\int_{0}^{\infty} V^{2} \varphi_{2}(V) dV = \int_{0}^{\infty} V \varphi_{2}(V) dV = 0.$$
 (13)

3) Почти сферические распределения

$$f(V, \theta) = \varphi_0(V) + \kappa \psi(V, \theta)$$

при $\kappa \to 0$. Как и в предыдущем случае, заключаем, что равенства (13) - это необходимые условия устойчивости в некоторой области $0 < \kappa < \kappa_0$.

В итоге, требование отсутствия электромагнитной неустойчивости очень сильно ограничивает класс допустимых распределений. При некоторых дополнительных предположениях, как мы только что видели, для устойчивости должно выполняться условие типа равенства (что несколько необычно в подобных задачах), именно: должна отсутствовать так или иначе определенная вторая зональная гармоника. В этом отношении электромагнитная неустойчивость сильнее электростатической, поскольку последняя проявляет себя уже при значительном отклонении распределения от сферической симметрии: в виде обособления двух пучков и так далее.

Заметим, что полная устойчивость сферически-симметричного распределения (с $\partial f/\partial V < 0$) была заранее ясна из энергетических соображений: любое возмущение, согласно теореме Лиувилля, в этом случае увеличивает кинетическую энергию системы.

Сходные результаты были получены в ряде работ других авторов. Наиболее близок к нашим результат [8] для эллипсоидального распределения скоростей. Дисперсионное уравнение и выводы о неустойчивости совпадают, но модель [8] носит более частный характер (отдельное сфероидальное распределение). В [9] рассмотрена несколько иная модель: суперпозиция двух гауссовых распределений, также

294

показывающая неустойчивость при достаточной общей анизотропии скоростей. В указанных работах речь идет о технических приложениях, поведение плазмы в связи с задачами астрофизики изучалось мало. Имея это в виду, мы в недавней работе [6] рассмотрели противоположный по отношению к настоящему исследованию ультрарелятивистский случай. Конкретно, там использовалась модель с трехосным эллипсоидальным распределением скоростей, которая опять-таки оказалась неустойчивой за естественным исключением сферического распределения скоростей. Вообще ультрарелятивистский случай в рассматриваемой проблеме оказывается не столь уж сильно отличным от нерелятивистского.

Используемое приближение для электромагнитной неустойчивости работает только для достаточно длинных волн. Оценить критическую длину можно уже из соображений размерности, которые видны полностью даже в простом примере (1). Именно, мы фактически предполагаем

$$k \ll \frac{\omega_p}{c},\tag{14}$$

где ω_p определяется формулой (2). Например, при более или менее характерных для межзвездной среды значениях $n_0 = 0.1 \,\mathrm{cm}^{-3}$ [10] получаем критическую длину, согласно формуле (14): $\lambda^* \sim 2 \pi/k \sim 100$ км, так что любые характерные длины в условиях межзвездного пространства заведомо много больше λ^* и наше приближение работает. Инкремент же, согласно (3) - порядка времени пересечения волны типичной частицей, то есть неустойчивость развивается в определенных астрофизических ситуациях, например, на длинах 10⁻⁴ пк и менее достаточно быстро (за время порядка полмесяца). Для некоторых объектов, например, планетарных туманностей, значение n_0 может быть на 4-5 порядков выше указанного, но тогда согласно (2) и (14) критическое λ^* будет в сотни раз меньше и все равно длина волны чрезвычайно мала в сравнении с размерами системы.

Заметим, что скорости частиц у нас все время предполагались нерелятивистскими. В многокомпонентных системах со скоростями частиц разного порядка могут развиваться некоторые дополнительные явления, в частности, из-за ощутимого иногда переноса заряда в системе космических лучей [11].

Подчеркнем еще раз, что электромагнитная неустойчивость накладывает сильные ограничения на возможность выбора анизотропных моделей распределения скоростей в межзвездной среде. Другой вопрос, довольно сложный - как конкретно найти допустимые все же по признаку устойчивости анизотропные модели распределения скоростей.

А.С.БАРАНОВ

Этому мы надеемся посвятить дальнейшие публикации, охватывая и случай наличия вмороженного магнитного поля, которое в данной статье было предположено отсутствующим. Такое перечисление устойчивых состояний позволит более сознательно относиться к выбору между разными правдоподобными моделями [12,13].

Остается также проблема учета возможной пространственной неоднородности.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: baranov@gao.spb.ru

ELECTROMAGNETIC INSTABILITY OF A HOMOGENEOUS INTERSTELLAR MEDIUM

A.S.BARANOV

Electromagnetic instability of an interstellar medium with an arbitrary velocity distribution has been studied at large distances which are typical for gaseous-dust clouds without the noticeable magnetic fields. It has been shown that on the plausible scale of time (months and years) such instabilities are able to be developed and the narrow class of distributions close to the spherical ones is by the stability requirement selected.

Key words: ISM: electromagnetic instability: velocity distribution

ЛИТЕРАТУРА

- 1. С.А.Каплан, С.Б.Пикельнер, Межзвездная среда, Физматгиз, М., 1963.
- 2. L.Spitzer, Jr., Ann. Rev. Astron. Astrophys., 28, 71, 1990.
- 3. S. Heinz, R. Sunyaev, Astron. Astrophys., 390, 751, 2002.
- 4. E.S. Weibel, Phys. Rev. Lett., 2, 83, 1959.
- А.Б.Михайловский, Теория плазменных неустойчивостей. 1. Неустойчивости однородной плазмы, Атомиздат, М., 1975.
- 6. А.С.Баранов, Физика плазмы, 29, 956, 2003.
- 7. Г.Бейтмен, А.Эрдейи, Высшие трансцендентные функции. 2, Наука, М., 1974.
- 8. R.N.Sudan, Phys. Fluids., 8, 153, 1965.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ISM

- 9. А.Б.Михайловский, Вопросы теории плазмы. Вып. 6, ред. М.А.Леонтович, Атомиздат, М., 1972.
- 10. Д.Я.Мартынов, Курс общей астрофизики, Наука, М., 1979.
- 11. В.А.Антонов, А.С.Баранов, Астрон. ж., 79, 387, 2002.
- 12. В.М.Лютый, Астрофизика и космическая физика, ред. Р.А.Сюняев, Наука, М., 1982.
- 13. Э.А. Дибай, Активные ядра и звездная космогония, ред. Д.А. Мартынов, Изд-во МГУ, М., 1987.

.

АСТРОФИЗИКА

TOM 49

МАЙ, 2006

ВЫПУСК 2

УДК: 524.337

Краткие сообщения

ДВУХЦВЕТНЫЕ ПАРАЛЛЕЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫШКИ ЗВЕЗДЫ НІІ 2411 = FSP 377 В ПЛЕЯДАХ

Патрульные наблюдения молодых звездных агрегатов методом звездных цепочек на широкоугольных камерах Шмидта, как известно, оказались весьма эффективным средством поиска звездных вспышек и позволили открыть множество вспыхивающих звезд в агрегатах Плеяды, Орион, NGC 2264 [1]. Использование же методики звездных треков [2,3] позволило для более ярких звезд агрегата, применением тех же аппаратных средств, массовым образом получить уже непрерывные профили изменения блеска. Временное разрешение при этом, например для Плеяд, составляет $3 \div 6$ с, в то время, как в методе цепочек оно равно 5 мин, что затрудняет выявление временных, пусть даже грубых, характеристик вспышки, таких как: время возгорания, отношение времен возгорания и затухания.

Методом цепочек были успешно организованы также поиски вспышек двумя [4,5] и тремя [6-8] телескопами одновременно в разных цветах (U, B или Pg и U, B или Pg, V соответственно) с целью массового изучения изменений показателей цветов во время вспышек. Хотя получена богатая информация относительно изменения цветов, однако достижение параллельной, пусть даже грубой, информации о временных характеристиках обнаруженных вспышек осталось за пределами возможностей метода цепочек. Между тем, временные особенности, в частности относительная быстрота возгорания вспышки, являются определяющими при интерпретации физического механизма вспышечной активности звезд. Поэтому весьма актуален вопрос об организации массовых многоцветных параллельных наблюдений на разных широкоутольных телескопах, непрерывно регистрирующих профили изменения блеска с достаточным временным разрешением.

Организовать такие наблюдения даже двумя телескопами методом звездных треков нам пока не представляется возможным из-за отсутствия соответствующих технических средств. Однако все же удалось реализовать попытку наблюдать область звездного агрегата Плеяды в двух разных цветах ($U \ Pg$) одновременно двумя упомянутыми выше методиками: в цвете U - методом звездных треков (на 40" телескопе Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории, наблюдено О.С.Чавушяном) и в *Pg*-лучах - методом звездных цепочек (на 21" телескопе Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории, наблюдено В.В.Амбаряном) с целью поиска вспышек. В период наблюдений за 6 часов удалось обнаружить одну-единственную вспышку. Оказалась, что это звезда FSP 377 = HII 2411, принадлежащая агрегату Гиады (хотя она и проецируется на область звездного скопления Плеяды) и хорошо известна большим количеством вспышек > 100. Параллельное применение двух разных методик (треков и цепочек) позволило определить изменение цвета (U - Pg) этой звезды во время вспышки и одновременно проследить за непрерывным изменением блеска в цвете *U*. Данные наблюдений приведены в табл.1, 2 и на рис.1, 2.

Рис.1 показывает дискретные звездные величины (горизонтальные отрезки) в *Р*g-лучах при трех экспозициях, по 5 мин, регистрированные методом звездных цепочек и временной профиль изменения блеска в *U*-лучах (непрерывная кривая), полученный методом звездных треков.



Рис.1. Дискретные звездные величины в Pg - лучах и временной профиль изменения блеска в U-лучах (кривая).

В табл.1 даны: значения параметров звезды вне вспышки (в обоих лучах - m_u , m_{pg}), соответствующие амплитуды вспышек - Δm_u , Δm_{pg} и степени изменения цвета U - Pg для всех трех экспозиций. При этом видно, что во время вспышки имеет место "посинение" блеска звезды на 0^{°°}.3.

В табл.2 приводятся временные харктеристики профиля изменения блеска в минутах: время возгорания - Δt_{aaayaa} , время затухания - Δt_{aaayaa} ;

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Таблица 1

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

	m _{re}	m _s	$\Delta m_{\mu e} \Delta m_{u}$		U - Pg	
Минимум блеска	15.5	16.9	-	-	+1.4	
Экспозиция 1	14.0	13.8	1.5	3.1	-0.2	
Экспозиция 2	13.3	13.4	2.2	3.5	+0.1	
Экспозиция 3	14.2	13.9	1.3	3.0	-0.3	

Таблица 2

НЕКОТОРЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗДЫ FSP 377

a star set of	∆t _{eoseop} .	Δt _{sampa} .	Ŷ	T	Пеознор.	Ū _{MONYOX} .	Ē
Наблюденный отрезок времени	>7	>18.6	0.38	>25.6	0.23	0.09	2.5
Экстраполяция	12	30.6	0.39	42.6	0.29	0.11	2.6

отношение длительностей возгорания и затухания $\gamma = \Delta t_{soszop.} / \Delta t_{samyx.}$, полная длительность вспышки $T = \Delta t_{soszop.} + \Delta t_{samyx.}$, средние скорости возгорания $\overline{v}_{soszop.} \sim \Delta m_{soszop.} / \Delta t_{soszop.}$ и затухания $\overline{v}_{samyx.} \sim \Delta m_{samyx.} / \Delta t_{samyx.}$, а также отношение средних скоростей возгорания и затухания $\overline{\varepsilon} = \overline{v}_{soszop.} / \overline{v}_{samyx.}$. Вторая строчка соответствует линейной экстраполяции кривой блеска из рис.1 слева и справа до пересечения с осью абсцисс. Рис.2 показывает изменение скорости возгорания $v(t) = \Delta m / \Delta t$ в период



Рис.2. Изменение скорости возгорания.

увеличения блеска звезды в U-лучах (положительная ветвь) и скорости затухания в период уменьшения блеска звезды (отрицательная ветвь).

Из приведенных результатов следует, что вспышку можно отнести к типу средней длительности возгорания (≥7 мин), со "средними" амплитудой и посинением блеска. Процесс увеличения блеска протекал с переменной скоростью - сначала с "ускорением", затем "замедлением". Процесс же уменьшения блеска прошел сначала с ускорением, после чего - почти с постоянной скоростью, с постепенным усилением влияния факторов тормозящих процесс затухания блеска.

Приведенные в данной заметке оценки можно использовать при теоретической интерпретации звездных вспышек.

On the realization of a unique observation in the region of *Pleiades aggregate*. Employing the 6 hours patrol search in the region of Pleiades aggregate on two 40" and 21" Schmidt telescopes, simultaneously in two colours by means of the methods of stellar chains (in Pg-rays) and stellar tracks (in *U*-rays), the flare of the star FSP 377 = HII 2411 belonging to the cluster of Hyades has been observed.

Key words: stars: flare - individual: FSP 377

7 декабря 2005 Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения e-mail: vhambaryan@aip.de

O.C.Чавушян H.S.Chavushyan B.B.Амбарян V.V.Hambaryan

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбариумян, Л.В.Мирзоян, Э.С.Парсамян и др., Астрофизика, 6, 7, 1970.

- 2. О.С. Чавушян, в сб.: "Вспыхивающие звезды и родственные объекты", под ред. Л.В.Мирзояна, Изд-во АН АрмССР, 1986, с.125.
- 3. О.С. Чавушян, Г.А. Брутян, А.В. Осканян, Астрофизика, 42, 351, 1999.
- 4. Э.С.Парсамян, О.С.Чавушян, Сообщ. БАО, XLIV, 17, 1972.
- 5. Л.В.Мирзоян, О.С.Чавушян, Л.К.Ерастова и др., Астрофизика, 13, 205, 1977.
- 6. О.С. Чавушян, Н.Д. Меликян, Астрофизика, 13, 200, 1977.
- 7. О.С. Чавушян, Н.Д. Меликян, в сб.: "Вспыхивающие звезды", под ред. Л.В. Мирзояна, Изд-во АН АрмССР, Ереван, 1977, с.74.
- 8. Л.В.Мирзоян, О.С.Чавушян, Н.Д.Меликян и др., Астрофизика, 17, 197, 1981.

АСТРОФИЗИКА

TOM 49

МАЙ, 2006

ВЫПУСК 2

УДК: 524.316

Обзоры

ПЯТЕННАЯ АКТИВНОСТЬ ПОЗДНИХ ЗВЕЗД, МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ

И.Ю.АЛЕКСЕЕВ Поступила 31 октября 2005 Принята к печати 17 февраля 2006

Рассмотрены три типа методов исследования поверхностных неоднородностей холодных звезд и результаты их применения к переменным типа BY Dra, RS CVn, FK Com и T Tau. Отмечены актуальность традиционных фотометрических методов и преимущества зональной модели запятненности. Приведены зависимости наибольших полных площадей, средних широт и температур пятен от глобальных параметров звезд. Рассмотрены проявления аналогов солнечного цикла в вариациях площадей и широт пятен, эффекты дифференциального вращения и активных долгот.

1. Введение. Активность солнечного типа на звездах разных масс и возрастов - одна из актуальных проблем современной астрофизики. которую часто выделяют в самостоятельное направление звездносолнечной физики. Ее основное утверждение состоит в том, что в основе всего разнообразия наблюдаемых нестационарных явлений на Солнце и других холодных звездах (пятна, активные верхние слои атмосферы - хромосферы и короны, мощные спорадические вспышки) лежит звездный магнетизм, вызванный сочетанием конвективного переноса энергии в подфотосферных областях звезды с нетвердотельным вращением звезд. Такая активность присуща огромному большинству звезд всех возрастов (рис.1). Прежде всего, это родственные Солнцу желтые и красные карлики - вспыхивающие звезды типа UV Cet и их подкласс - запятненные звезды типа ВУ Dra. Сильную магнитную активность демонстрируют переменные типа RS CVn (разделенные или полуразделенные системы, состоящие из компонент со спектральными классами F-G V-IV и G-K IV), быстровращающиеся G-К гиганты типа FK Com. некоторые T Tau и post-T Tau звезды, и тесные двойные системы типа W UMa.

Массы активных звезд составляют от 1.5 до $0.05 M_{\odot}$, возрасты - от миллиона до многих миллиардов лет, диапазон периодов осевого вращения - от десятка часов до многих десятков суток. В этом диапазоне параметров имеют место существенные изменения внутреннего строения

И.Ю.АЛЕКСЕЕВ

звезд, и в результате явления, физически родственные солнечной активности, обнаруживают существенное разнообразие. С другой стороны, исследования активных звезд позволяют установить основные характеристики солнечной активности в прошлом и будущем. В



Рис.1. Диаграмма Герципрунга-Рессела для запятненных звезд. Кружками обозначены переменные типа ВУ Dra, ромбами - системы типа RS CVn, квадратами - запятненные T Tau и роst T Tau звезды, треугольниками - звезды типа FK Com. Знак " Θ " - Солнце.

настоящем обзоре речь будет идти о поверхностных неоднородностях активных звезд-пятнах.

Темные пятна на Солнце - первое проявление активности, обнаруженное невооруженным глазом еще жрецами древнего Вавилона, и упоминаемое в средневековых хрониках Китая, западноевропейских анналах и древнерусских летописях. Наличие темных холодных пятен, покрывающих значительную часть фотосферы, показывают и многие холодные звезды с развитой конвективной оболочкой.

Еще в XVIII в. наблюдатели пытались объяснить с помощью пятен вариации блеска самых разных типов переменных, начиная с мирид и кончая новыми. Однако первые наблюдения эффекта запятненности у звезд типа RS CVn, W UMa и BY Dra были получены только в начале XX в. Это были затменные двойные системы, кривые блеска которых деформировались за счет создаваемого пятнами дефицита потока излучения. Однако первоначально такие деформации объяснялись с помощью потемнения к краю диска звезды, эффектов эллиптичности, влиянием околозвездной среды, и только в 50-х годах прошлого столетия - пятнами [1-3]. Широкое распространение исследования поверхностных неоднородностей звезд получили после открытия Чугайновым [4] запятненной звезды BY Dra.

В современную эпоху продолжаются интенсивные исследования звездных пятен, прежде всего как температурных неоднородностей поверхности звезды. Используемые для этого методы естественно разделить на три категории - спектральные, фотометрические и поляризационные.

2. Спектральные методы.

2.1. Молекулярные полосы. К прямым спектральным методам измерения температур пятен можно отнести исследование молекулярных полос TiO, CO, OH, VO, которые образуются при низких температурах в звездных атмосферах. В 1980г. Рамсей и Нэйшнз [5] обнаружили в спектре системы V711 Tau (G5IV + K1IV) полосу TiO 8860 Å (образуется при температуре ниже 3500 K) и связали ее с наличием холодных пятен в фотосфере одной из звезд системы. Позднее Фогт [6] нашел полосы TiO и VO у другой известной системы, II Peg, и показал их антикорреляцию с фотометрией звезды. На рис.2 приведены примеры молекулярной полосы окиси титана для холодных звезд различных спектральных классов.



Рис.2. Молекулярные полосы поглощения окиси титана и гидрида калышия для звезд разных спектральных классов [10].

Очевидно, что для независимого определения площади и температуры пятен нам необходимо рассмотреть, по крайней мере, две полосы с различной температурной чувствительностью: отношения интенсивностей линий дают температуру пятен, а их величины - фактор заполнения. Наиболее употребительной является пара полос окиси титана 7055 и 8860 А. По ним, начиная с 90-х годов, были получены оценки параметров пятен для пяти проэволюционировавших звезд (EI Eri, II Peg, V1762 Cyg, AAnd, V1794 Cyg), и четырех запятненных карликов (LO Hya, AG Dor, V833 Tau, EQ Hya) [7-11]. Также используются линии колебательно-вращательных переходов молекулы ОН 15630 Å [12]. Согласно полученным результатам, пятна на исследуемых звездах имеют температуры 3500-4000 К и занимают 20-50% поверхности звезды. В этих работах спектр пятна задавался как спектр звезды более позднего спектрального класса. Применение синтетических спектров началось с работы Бердюгиной [13], которая рассчитала по допплеровским картам синтетический спектр полос TiO для звезды IM Peg и отметила его хорошее сходство с наблюдаемым.

Помимо молекулярных полос, температуры и площади пятен можно определять и по фотосферным линиям. Предложенная в [14,15] методика использует измерения глубин 16 фотосферных линий: FeI (6200, 6215, 6256, 6253, 6265, 6270 ÅÅ), FeII 6247 Å, VI (6199, 6216, 6243, 6252, 6266, 6269, 6275 ÅÅ), Til 6215 Å и ScI 6211 Å. Полученные температуры звезд близки к "титановым", но пятна получаются в среднем теплее на 200 К.

2.2. Допплеровское картирование. Самым прогрессивным на сегодняшний день методом исследования звездных пятен является допплеровское картирование. Идея метода основана на различии профилей спектральной линии, даваемого элементом поверхности с аномальной температурой или химическим составом, и элемента нормальной фотосферы. Результирующий профиль звезды будет содержать особенность (обычно квазиэмиссионную), сдвинутую



Рис.3. Допплеровские профили линии запятненной звезды для различных фаз вращения. а) низкоппиротное пятно, b) высокоппиротное пятно. эффектом Допплера в зависимости от фазы вращения на некоторую величину (рис.3).

Первые идеи допплеровского картирования были высказаны в 1958г. Дейчем [16] для химически-пекулярных Ар-звезд. Позднейшее развитие метода, включающее уже анализ профиля линии, начинается с работ Хохловой [17] для исследования химических пятен, а его применение для картирования температурных неоднородностей - с работы Фогта и Пенрода [18], которые впервые использовали численный расчет теоретического профиля запятненной звезды и его подгонку к наблюдаемому. Такая подгонка является классической некорректной обратной задачей, и решается тремя основными методами - регуляризацией Тихонова, методом максимальной энтропии и методом Оккама. Широтное распределение пятен получается из оцененной по серии спектров амплитуды изменения лучевых скоростей особенности (чем выше широта, тем меньше допплеровский сдвиг). Для получения правдоподобных температурных карт метод требует следующих условий:

1. Значительная (> 20 км/с) скорость вращения, чтобы допплеровская ширина линии существенно превосходила все остальные источники уширения (например, ширину инструментального профиля). С другой стороны, при $V \sin i \approx 100$ км/с становится трудно отделить реальные изменения профиля от слабых неизвестных бленд в спектре. Также величиной скорости вращения определяется плотность сетки интегрирования. Ошибки в определении скорости вращения звезды в пределах 5 км/с способны радикально изменить оценки широтного распределения пятен от полярной шапки к экваториальному поясу.

2. Для угла наклона оси вращения звезды наиболее предпочтительным является среднее ($20^{\circ} < i < 70^{\circ}$) значение, при котором не только видны все детали, но и возможно разделение между северным и южным полушарием. Ошибки в определении угла наклона (оценивается из скорости вращения звезды и радиуса) также способны радикально исказить восстанавливаемую картину звездной поверхности.

3. Высокое (R > 40000) спектральное разрешение.

4. Амплитуда изменений профиля линии составляет обычно около 1% от интенсивности континуума, поэтому требуется высокое (не менее 150) отношение сигнал/шум, которое в первых работах пытались заменить наблюдениями в более глубокой линии. В современных работах по допплеровскому картированию типичным является отношение сигнала к шуму около 400.

5. Плотное (с минимальной частотой около 0.1 периода) фазовое перекрытие наблюдений (иначе мы получим неустойчивое решение и просто "белые пятна" на карте). Фазовым перекрытием определяется также разрешение мелких деталей и дифференциация пятен между северным и южным полушариями.

6. Естественно, ошибки налагаются и неопределенностями в принятой теории переноса излучения. Для их минимизации необходимо использование нескольких спектральных линий, желательно формирующихся в условиях ЛТР. Использование линий сразу нескольких различных элементов может хорошо сузить область возможных решений. Используемые линии должны быть неблендированными, и их параметры должны быть хорошо известны. Потребность допплеровского картирования в точных атомных данных привела к созданию Венской базы атомных данных VALD [19] - на сегодняшний день наиболее точной и общирной. В современных исследованиях используются линии FeI (6141, 6151, 6157, 6165, 6173, 6180, 6201, 6393, 6411, 6431, 6546 ÅÅ), NiI (6175, 6177, 6178, 6432 ÅÅ), VI (6199, 6430 ÅÅ), CaI (6166, 6439 ÅÅ). Отметим, что последняя линия очень часто используется, несмотря на сильные отличия от ЛТР.

Таким образом, допплеровское картирование налагает строгие ограничения не только на наблюдательную аппаратуру, но и на выбор объектов. В частности, оно применяется в основном к анализу запятненности звезд сравнительно большой светимости - типа RS CVn, FK Com и некоторых быстровращающихся PMS-звезд, и почти не используется для исследования запятненных карликов.

Принципиальным недостатком допплеровского картирования является неспособность точной оценки температуры пятен: при температуре пятна ниже некоторой критической линии насыщаются, и их интенсивность от температуры не зависит, что приводит к недооценке разности температур. Вероятный выход - комбинирование спектральных методов с фотометрическими. Пример допплеровской карты [20] приведен на рис.4.

С 1991г. (см. напр. [21]) техника допплеровского картирования дополняется зеемановской спектроскопией высокого разрешения. Метод ZDI, в котором измеряется круговая поляризация на разных участках профиля линии, позволяет картировать распределение не только температурных неоднородностей, но и магнитного поля по диску звезды, прежде всего его поперечной компоненты. Техника ZDI принципиально не отличается от обычного допплеровского картирования. Этот метод менее чувствителен к различным артефактам, чем обычное допплеровское картирование. Его основная трудность - разделение температурного и магнитного эффектов. Из-за малого вклада пятен в профиль линии метод чувствует прежде всего магнитное поле ярких областей. Техника ZDI требует очень большого (около 900) отношения сигнала к шуму для получения поля в 1 кГс с точностью 10% и использует более тысячи спектральных линий для восстановления трехмерной структуры магнитного поля.

В настоящее время допплеровское картирование было проведено для пяти десятков активных звезд разных типов [22]: 20 переменных типа RS CVn, 10 запятненных Т Таи и post-Т Таи звезд, 11 переменных типа ВУ Dra (из них 4 в скоплениях), 4 звезды типа FK Com и две системы типа W UMa. Практически для всех объектов оно показывает присутствие гигантских околополярных пятен в сочетании с рядом других деталей, распределенных по всем широтам. Явных зависимостей широт пятен от каких-то параметров звезды не отмечается. Пятна холоднее окружающей фотосферы на 500-1000 К. Для наиболее хорошо изученных переменных (II Peg, V711 Tau, EI Eri, LQ Hya) получены длительные ряды допплеровских карт, которые позволяют делать выводы о цикличной активности и дифференциальном врашении звезды. Однако стоит заметить, что такие выводы еще являются противоречивыми, и оценки параметров активности, полученные для одной и той же звезды разными авторами, часто существенно различаются друг от друга.



Рис.4. Примеры допплеровских карт звезды UZ Lib [20].

3. Фотометрические методы. Хотя допплеровское картирование считается сейчас наиболее перспективным методом изучения звездных пятен, традиционные фотометрические методы не теряют своей актуальности. Это происходит по следующим причинам:

1. Фотометрические исследования любой звезды охватывают существенно более длительные периоды времени, чем спектроскопия высокого разрешения, и соответственно больше подходят для поиска циклов активности, дифференциального вращения и других длительных эффектов.

2. Часть запятненных звезд, прежде всего обладающая малыми скоростями вращения V sin i (например, практически все активные карлики типа BY Dra), в принципе недоступна допплеровскому картированию. Соответственно, только фотометрические исследования подходят при массовых (сейчас известно несколько сотен запятненных переменных) исследованиях активных звезд и поисках статистических зависимостей параметров звездных пятен от глобальных характеристик звезды для запятненных звезд всех типов.

3. До сих пор остается открытым вопрос и о корректности получаемых допплеровских карт, так как на конечный результат сильное влияние оказывают выбор исследуемых линий, точное определение скорости вращения звезды и угла наклона, подбор параметров модели атмосферы, вклад хромосферной активности, удачный выбор сетки интегрирования и т.д. Методы допплеровского картирования часто оказываются нечувствительными к очень холодным пятнам (завышают их температуру). Кроме того, синтетические кривые блеска звезд, построенные по имеющимся допплеровским картам, не всегда согласуются с имеющимися для этого сезона фотометрическими данными.

Таким образом, при ближайшем рассмотрении допплеровское картирование до сих пор остается овоего рода искусством, далеко не всем доступным, в то время как более грубая оценка параметров запятненности по фотометрическим наблюдениям свободна от этих ограничений. С другой стороны, при картировании звездной поверхности необходимо согласованное рассмотрение всех типов наблюдений, что в настоящее время делается очень редко.

Холодное темное пятно на поверхности вращающейся звезды проявляет себя как квазипериодическая малоамплитудная переменность - вращательная модуляция с периодом осевого вращения звезды. Медленные изменения конфигурации пятен дают плавные вариации кривой блеска от сезона к сезону (рис.5a, b).

На рис.6 приведены зависимости двух величин, характеризующих фотометрический эффект пятен - амплитуды вращательной модуляции блеска ΔV и переменности среднего блеска звезды $\Delta \langle V \rangle$ - от спектрального класса звезды и числа Россби, построенные для наиболее известных запятненных звезд.

Аналогичные зависимости были построены для запятненных карликов в работах [23-25] и для запятненных гигантов [26]. Из рисунка следует, что для запятненных карликов фотометрический эффект может достигать $\Delta V = 0^{m}.33$ (СС Егі) и $\Delta \langle V \rangle > 0^{m}.40$ (V775 Her, V833 Tau, BY Dra,



РZ Mon); для молодых PMS-звезд $\Delta V = 0^{m}.65$ (V410 Tau, V836 Tau) и $\Delta \langle V \rangle = 0^{m}.40$ (V827 Tau, SU Aur); для двойных систем типа RS CVn $\Delta V = 0^{m}.60$ (XX Tri), а $\Delta \langle V \rangle = 0^{m}.40$ (IL Hya, UZ Lib); в то время как для одиночных гигантов типа FK Com наибольшее значение $\Delta V = 0^{m}.30$ (YY Men), а $\Delta \langle V \rangle > 0^{m}.25$ (FK Com, YY Men, EK Eri). В то же время солнечные пятна дают эффект не более $0^{m}.001$.

Фотометрическая переменность, вызванная звездными пятнами, не



Рис5b. Долговременная кривая блеска VY Ari.

показывает явной зависимости от спектрального класса звезды. Однако из рисунка следует, что наибольший фотометрический эффект достигается у звезд спектрального класса К. Уменьшение фотометрического эффекта



Рис.6. Зависимость амплитуды вращательной модуляции блеска ΔV и переменности среднего блеска звезды $\Delta \langle V \rangle$ от спектрального класса и числа Россби. Обозначения типов звезд те же, что на рис.1.

к горячим звездам связано вероятно с уменьшением размера ячеек супергрануляции, в то время как уменьшение фотометрической переменности к красному концу выборки вероятно соответствует переходу к полностью конвективным звездам и смене характера звездного динамо [23]. С другой стороны, мы можем заподозрить рост фотометрической активности исследуемых звезд с уменьшением числа Россби и достижением насыщения при $\log Ro = -1.0 \div -1.2$. Такое поведение аналогично зависимости от числа Россби других индикаторов звездной активности.

3.1. Иерархическая модель. Фотометрические методы, будучи намного грубее допплеровского картирования, сами по себе не могут дать однозначной картины распределения звездных пятен по диску звезды. Реально из многоцветных наблюдений мы можем независимо получить только температуру звездных пятен (на сотни градусов холоднее спокойной фотосферы) и площадь их проекции на картинную плоскость (может доходить до половины видимого диска звезды) [27,28]. Все выводы о широтном распределении пятен обычно требуют некоторых априорных предположений. Этому вопросу посвящена общирная (более 500 названий) литература и многочисленные модели той или иной степени изощренности (см. обзор в книге Гершберга [29]).

Большинство методов построения поверхностных карт активных звезд по данным фотометрии использует подход Кшеминьского (1969) - собрать как можно больше пятен вместе. Такая модель очень удобна, потому что позволяет представить все неоднородности в виде сферического прямоугольника (для численных расчетов) или круглого пятна (в этой модели существует аналитическое решение). Наиболее популярным алгоритмом, основанном на подходе Кшеминьского, является исрархическая двухпятенная модель, впервые разработанная Торресом и Ферраз-Мелло (1973). Сводка полученных с ее помощью результатов приведена в обзоре [30]. Массовое применение двухпятенной модели позволило говорить о таких явлениях, как широтный дрейф пятен, активные долготы, время жизни пятен, дифференциальное вращение и пр. Однако такая модель обладает принципиальным недостатком - для звезд любых спектральных классов и типов светимости она предсказывает наличие на поверхности гигантских околополярных пятен, что резко отличается от картины солнечной запятненности.

3.2. Зональная модель. Однако существует и другой подход к задаче картирования запятненных звезд, предполагающий прежде всего качественное сходство получаемой картины с пятнами на Солнце. В работах [31-34] рассматривались различные варианты распределения многочисленных пятен по поверхностям запятненных звезд, в том числе и околоэкваториальные области запятненности. Численные эксперименты Итона и др. [35] показали, что от 5 до 40 случайно распределенных небольших пятен способны представить фотометрическое поведение любой реальной звезды.

Разработанная в КрАО зональная модель [36,37] показала для звезд различных типов, что их фотометрическое поведение хорошо описывается без привлечения околополярных пятен, и получаемая картина многочисленные мелкие пятна на низких и средних широтах - качественно аналогична солнечной. Применимость подобной зональной модели непосредственно к Солнцу показали Унру и др. [38]. Расчеты Алексеева показали пригодность рассмотренной модели для активных карликов типа ВУ Dra [39-41], переменных типа RS CVn [42-44], молодых PMSзвезл и переменных типа FK Com [45] независимо от спектрального класса звезды и ее типа светимости. Согласно модели, вся совокупность запятненных областей на звезде представляется двумя симметричными относительно экватора поясами запятненности, которые занимают области с широтами от $\pm \phi_0$ до $\pm (\phi_0 + \Delta \phi)$ с плотностью заполнения пятнами. меняющейся по долготе от единицы до некоторого числа /__, причем 0 < f_, <1. Такая модель не накладывает никаких ограничений на широту нахождения пятен, кроме естественного $\phi_0 + \Delta \phi < 90^\circ$. В простейшем случае представления только экстремальных точек кривой блеска используется линейный закон изменения плотности заполнения пятен от долготы. В этом случае для каждого сезона наблюдений модель использует экстремальные точки в полосе И: разницу между блеском незапятненной фотосферы и сезонным максимумом, а также амплитуду вращательной модуляции. Для двугорбой кривой блеска закон распределения скважности пятен по долготе усложняется и становится нелинейным.

Определяемыми характеристиками рассматриваемой модели являются значения φ_0 , $\Delta \varphi$ и f_{min} , из которых определяются площади пятен S_{max} и S_{min} для более темной и более светлой полусферы звезды, и средняя широта пятен $\langle \varphi \rangle = \varphi_0 + \Delta \varphi/2$. Из модели получается и контраст пятен в какой-либо полосе (например β_V), или, соответственно, разность температур спокойной фотосферы и пятен. На рис.7 приведены зависимости наибольших полных площадей пятен, их температур и средних широт от спектрального класса звезды и числа Россби, построенные по данным [39-45] для 51 звезды разных типов (24 звезды типа BY Dra, 16 RS CVn систем, 7 молодых PMS-звезд и 4 переменных типа FK Com), попадающих в достаточно широкий диапазон спектральных классов (от G0 до M4.5), классов светимости (II - V) и скоростей вращения (до 170 км/с). Из рисунка можно сделать следующие выводы:

1. Площадь запятненных областей может доходить до 50%

поверхности звезды. Она показывает тенденцию роста к более быстроврашающимся звездам (с уменьшением числа Россби) с достижением насыщения при $Ro\approx0.1-0.2$, т.е. показывает зависимость, сходную с известными соотношениями для других индикаторов активности. Более того, найденная критическая величина числа Россби попадает в известную зависимость Ro_{ert} от высоты формирования индикатора активности: в более высоких слоях атмосферы насыщение начинается быстрее. Отмечается тенденция понижения числа S к красному (полностью конвективные звезды) и синему (звезды без внешней конвективной оболочки) концам выборки.

2. Температура пятен $T_{\mu\nu}$ составляет независимо от типа переменности звезды 2500 - 4500 К и растет к более горячим звездам. При этом разность температур невозмущенной фотосферы и пятен ΔT изменяется от



Рис.7. Зависимость полной площали, средней широты и температуры пятен от параметров звезд по данным [39-45]. На правой верхней панели вертикальными сплошными линиями обозначены звезды типа ВҮ Dra, длинные штрихи - звезды типа RS CVn, короткие штрихи - запятненные PMS звезды, штрихпунктирные линии - звезды типа FK Com, точечная линия - Солнце. Значки на остальных панелях те же, что на рис.1.

1000 - 2200 К у горячих G карликов, горячих компонент систем типа RS CVn и переменных типа FK Com до 300 К у самых холодных M звезд. Во все найденные зависимости вписывается тень солнечных пятен.

3. Пятна расположены в низких (холодные М карлики) и средних (более горячие G - K звезды различных типов) широтах. На рисунке хорошо видна тенденция роста возможных широт нахождения пятен $\langle \phi \rangle$ к более горячим звездам. Зависимости средней широты пятен $\langle \phi \rangle$ от скорости вращения звезды и ее числа Россби не обнаружено. В найденную зависимость вписывается и область королевских широт на Солнце.

В настоящее время начали развиваться и современные методы восстановления изображений, использующие точные фотометрические данные. Например, Мессина и др. [46] с помощью методов максимальной энтропии и регуляризации Тихонова построили карту поверхности звезды HD 134319 (G5), а Бердюгина и др. использовали Оккамовский принцип для картирования LQ Hya [47] и FK Com [48,49].

4. Поляризационные методы. Поляриметрические методы исследования дают нам лишь косвенную информацию о звездных пятнах, так как они связаны сразу с двумя различными эффектами:

1. Рассеяние света в неоднородно освещенной атмосфере (то есть поляризация из-за пятен как более темных образований). Этот эффект имеет некоторую значимость только у запятненных гигантов, обладающих протяженной атмосферой.

2. Зеемановская поляризация линий поглощения в присутствии сильного (порядка нескольких килогаусс) магнитного поля. Согласно расчетам, этот эффект является доминирующим для всех типов активных звезд [50], и таким образом поляриметрические методы дают нам возможность исследования звездных пятен прежде всего как мест выхода локального магнитного поля на поверхность.

Для солнечных пятен широкополосная линейная поляризация излучения была найдена в начале 1960-х годов [51,52]. Позднее [53] была обнаружена слабая поляризация излучения Солнца как звезды, меняющаяся при движении пятна через диск. Начиная с 1980-х годов, собственная поляризация излучения, доходящая в полосе U до 0.3% [54-57], была уверенно обнаружена у нескольких десятков активных звезд различных типов. Наблюдаемая степень линейной поляризации и ее волновая зависимость указывают для всех программных звезд на присутствие локальных магнитных полей солнечного типа напряженностью в несколько кГс, которые занимают значительную долю поверхности звезды.

Одновременно была отмечена достоверная вращательная модуляция

параметров Стокса, также вызванная присутствием на звезде локальных магнитных полей. Сопоставление с фотометрическими наблюдениями показало, что эти поля локализованы в тех же активных долготах, что и наиболее запятненные области [57].

Наблюдаемая степень линейной поляризации показывает систематический рост к более холодным звездам, а также с уменьшением числа Россби, т.е. с ростом магнитной активности звезды, отражая известные зависимости напряженности поля и магнитного потока от общих параметров звезд [57].

5. Активные долготы. Общеизвестна секторная структура солнечного магнитного поля и солнечного ветра. Очевидно, что подобные структуры существуют и на более активных звездах. Первые сообщения о существовании у звезд выделенных активных долгот появились в конце 1980-х годов, в виде двухпятенной модели [58,59]. Позднее аналогичные результаты были получены для всех типов запятненных звезд - классических RS переменных, запятненных карликов и звезд типа FK Com [30,60]. Активные дологоты хорошо видны и на длительных сериях допплеровских карт [61-63]. Вблизи этих долгот также концентрируются области повышенной хромосферной активности [42,64-66], выходы локального магнитного поля [57] и наиболее мощные вспышки [67].

Около 10 лет назад [68] было обнаружено происходящее время от времени переключение доминирующей активной долготы с одной на другую - так называемый *flip-flop* эффект (рис.5а). Подобные переключения часто показывают тенденцию к цикличности [47-49, 69], хотя у некоторых звезд они могут происходить и нерегулярно [44]. Эффект наличия и переключения активных долгот обнаружен в слабой степени и на Солнце [70].

6. Дифференциальное вращение. По длительным рядам фотометрических наблюдений и допплеровских карт для некоторых звезд проводились сопоставления найденных широт пятен с периодами осевого вращения звезды в соответствующие эпохи. Таким образом, для этих звезд были получены оценки дифференциального вращения. Одна из первых таких оценок получена Фогтом [6] для классической запятненной звезды ВҮ Dra. Полученные с помощью двухпятенной модели оценки дифференциального вращения восьми десятков активных двойных систем [30] показали, что у всех звезд экватор вращается быстрее полюсов (вращение солнечного типа), и существует зависимость коэффициента дифференциального вращения от периода осевого вращения звезды и заполнения полости Роша, действующая для всех типов запятненных
звезд. Согласно зависимости, дифференциальное вращение уменышается к более быстро вращающимся звездам, и асимптотически приближается к твердотельному, что плохо согласуется с выводами теории динамо. В то же время, допплеровское карпирование показало для некоторых активных гигантов (V711 Tau, UX Ari, HU Vir, V1794 Cyg) отрицательное значение коэффициента D_r , которое соответствует антисолнечному типу вращения (околополюсная зона вращается быстрее экваториальной). Признаки антисолнечного дифференциального вращения были обнаружены и у некоторых звезд солнечного типа по корреляции вращательного периода с вариациями линии CaII HK в течение цикла [71]. Вместе с тем, эти результаты тоже не являются окончательными, так как разные авторы дают для одной и той же звезды разный характер дифференциального вращения.

Независимые оценки дифференциального вращения двух десятков холодных звезд были получены Алексеевым [44,45,72,73]. Проведенные расчеты показали для большинства звезд наличие дифференциального вращения солнечного типа. Коэффициенты дифференциального вращения в среднем составляют $D_r = 0.03 - 0.09$, в то время как солнечное значение $D_r^{\circ} = 0.19$. В то же время пять наиболее холодных звезд показали дифференциального вращение антисолнечного типа с отрицательным коэффициентом D_r . Отметим, что характер дифференциального вращения, по-видимому, не зависит от эволюционного статуса звезды. Переход к антисолнечной картине вероятно происходит при достижении некоторого критического спектрального класса. Приведенная на рис.8 зависимость показывает уменьшение коэффициента дифференциального вращения D_r к более поздним спектральным классам. С другой стороны, полученные результаты в целом не противоречат найденному Холлом [30] росту D_r к более медленно вращающимся звездам.

7. Циклы активности. Цикличность солнечной активности была открыта в середине XIX века любителем астрономии Генрихом Швабе, и сейчас 11-летний солнечный цикл, регулирующий все стороны проявления активности от чисел Вольфа до солнечно-земных связей, является одним из наиболее известных явлений в жизни Солнца. Помимо этого цикла известны также вековой (80 - 90 лет) цикл Глайссберга и Маундеровские минимумы, происходящие раз в дватри столетия.

Первые данные о возможных аналогах солнечных циклов у активных звезд появились при рассмотрении их долговременной фотометрии. В 1973г. Чугайнов [74] заподозрил существование 8летней цикличности у известной запятненной системы ВУ Dra, а Филлипс и Гартманн [75] и Бондарь [76] обнаружили по фотопластинкам

ПЯТЕННАЯ АКТИВНОСТЬ ПОЗДНИХ ЗВЕЗД



Рис.8. Зависимость скорости широтного дрейфа пятен и коэффициента дифференциального вращения от спектрального класса и темпа вращения звезды [72,73].

длительные (50-60 лет) изменения среднего блеска у звезд ВУ Dra, V833 Tau, CC Eri и PZ Mon, по-видимому, аналогичные циклу Глайссберга. Широко известны циклы хромосферной активности карликов солнечного типа, определяемые по потокам в эмиссионных линиях Call (НК проект Вильсона). В последнее время обнаружены циклические изменения во вспышечной активности звезд типа UV Cet [67], в переключении активных долгот и проявлении дифференциального вращения у звезд типа RS CVn, FK Com и некоторых запятненных карликов [47-49,68-70].

На основе моделирования запятненности нескольких десятков активных звезд различных типов Алексеев [44,45,72,73] обнаружил цикличность изменений полной площади и средней широты покрывающих звезду пятен. Длительности циклов колебаний широты и площади пятен при этом хорошо согласуются с известными длительностями фотометрических циклов. Для всех звезд, независимо

319

от их эволюционного статуса, в течение цикла наблюдается широтный дрейф пятен по мере роста их полной площади (рис.9). У большинства звезд этот дрейф происходит в направлении экватора (рис.9а), по аналогии с солнечной диаграммой бабочек [77]. Скорость широтного дрейфа пятен бо довольно сильно варьируется от цикла к циклу и от звезды к звезде. составляя в среднем $\delta \phi = -0.8 + -2.6$ градусов в год, в то время как солнечное значение скорости широтного дрейфа составляет бо[©] = -3 + -4 градуса в год. Одновременно эти звезды показывают дифференциальное врашение солнечного типа, при котором экватор вращается быстрее околополюсных областей. Наиболее холодные звезды (V833 Tau, BY Dra. IM Peg и EV Lac) демонстрируют картину, противоположную солнечной дрейф пятен к полюсу по мере увеличения их плошали и дифференциальное вращение антисолнечного типа (рис.9b). Приведенная на рис.8 зависимость скорости широтного дрейфа пятен от спектрального класса звезды и ее периода вращения аналогична поведению дифференциального вращения звезды: скорость широтного дрейфа постепенно уменьшается к более холодным звездам, и при достижении



Рис.9. Циклические изменения запятненности звезд: кривая блеска, колебания полной площади и средней широты пятен, изменения фотометрического периода или фазы минимального блеска [72,73]. a) Диаграмма бабочек солнечного типа.

ПЯТЕННАЯ АКТИВНОСТЬ ПОЗДНИХ ЗВЕЗД

некоторого критического спектрального класса изменяет знак - дрейф пятен меняет характер на антисолнечный. По-видимому, две звезды - CG Cyg и HU Vir - находятся вблизи критической границы, так как у них сочетаются дрейф пятен к полюсу и слабое дифференциальное вращение солнечного типа.

Различие в характере широтного дрейфа активных областей в течение цикла было косвенно получено и по хромосферным линиям Call HK. Для 22 звезд HK проекта Донахью и Бальюнас [71] из сопоставления вариаций периода вращения звезды с ходом интенсивности линий в течение цикла нашли у 12 звезд выборки дрейф солнечного типа, у 6 - антисолнечного, и у 4 звезд заподозрили изменения направления дрейфа в течение цикла.



4-16 лет, т.е. сравнимы с 11-летним циклом Швабе. Длительности цикла не показывают явной зависимости от спектрального класса звезды, ее скорости вращения и числа Россби. Однако существует общая зависимость $log(P_{cyc}/P_{rot})$ от $log(1/P_{rot})$, [78], в которую хорошо укладываются циклы,

321

определенные всеми методами (пятнообразование, *flip-flop*, Call HK, вспышечная активность, дифференциальное вращение и даже циклические вариации орбитальных периодов у алголей и RS CVn звезд). Из всего множества циклов зависимость выделяет три последовательности - цикл Глайссберга, цикл Швабе и наблюдаемый у ряда звезд короткий цикл. У ряда программных звезд сравнительно короткие циклы типа цикла Швабе сочетаются с более длительными и глубокими циклами, аналогичными вековому циклу Глайссберга. При этом полная площадь пятен может доходить в глубине вызванного циклом минимума блеска до половины поверхности звезды.

Открытым остается вопрос о совпадении между собой циклов, определяемых разными методами. Если у Солнца цикл Швабе синхронизирует все процессы активности, то для других звезд такой однозначной картины нет. Так, широко известные циклы хромосферной линии Call могут как совпадать с пятенными (кCet = HD 20630), так и не показывать никакой корреляции (например, BE Cet или EK Dra, где нерегулярная переменность линий кальция сочетается с 9-летним фотометрическим циклом). У активной вспыхивающей звезды EV Lac цикл вспышечной активности плохо согласуется с пятнообразованием, и кроме того наблюдается длительная (около 40 лет) переменность показателя цвета U-B, зависящего от хромосферной активности звезды [67]. Пятенный цикл достаточно плохо коррелирован и с излучением хромосферы в линии H α (LQ Hya, VY Ari, EV Lac [42,64-66]). Вероятно это связано с тем, что рассматриваемые звезды существенно моложе Солнца, и их циклическая активность еще не установилась [79].

Помимо циклических изменений средней широты и полной площади пятен у ряда звезд наблюдаются циклические переключения активных долгот (*flip-flop* эффект). В слабой степени такой эффект известен и на Солнце ($P_{flip-flop} = 3.7$ лет). Длительности циклов переключения активных долгот не совпадают с циклом пятнообразования, но соотносятся как целые числа $P_{cyc}/P_{flip,flop} = 3:1, 2:1, 3:2, 5:4$ и пр. У переменных V711 Tau (3:1) и CG Cyg (5:4) циклы *flip-flop* эффекта проявляются и в запятненности, как более слабые изменения [43,44]. При этом смена долгот происходит вблизи эпохи локального минимума площади пятен. Вероятно, такие отношения выражают взаимодействие различных мод звездного динамо [80].

8. Дефицит фотосферного излучения. Одним из актуальных вопросов солнечно-звездной физики является проблема создаваемого пятнами дефицита излучения. Даже для Солнца нет общепринятой теории стока энергии, и с равной степенью правдоподобия обсуждаются гипотезы сохранения энергии в подфотосферных слоях с небольшим подогревом конвективной зоны (Спруит), обтекание энергией области пятна и нагрев окружающей фотосферы (излучение суперполутени и

Таблица 1

Звезда	Por	P nip-flop	δφ	D,		S
	годы	годы	град/год			%
Солнце	11	3.7	-3 + -4	0.19	10 + 37	0.5
EK Dra	>30, 9.2	4	-1.6 + -2.0	0.08 ± 0.06	48 + 62	27
BE Cet	6.7				53 + 54	13
DX Leo	6.4		-2.2 + -2.6	0.04 ± 0.02	44 + 58	18
LQ Hya	11.4, 6.75	5.2	-0.9 + -1.7	0.09 ± 0.05	32 + 40	23
V833 Tau	68, 6.4	1	1.5 + 2.4	-0.006 ± 0.004	23 + 30	58
BY Dra	55, 13.7	-	0.7 + 1.2	-0.020 ± 0.005	2 + 14	38
EV Lac	>40, 7.5, 4.5		1.0 + 1.4	-0.04 ± 0.01	3 + 10	27
VY Ari	9.5		-0.8 ± 0.1	0.05 ± 0.03	18 + 28	37
AB Dor	10000	1	-2.8 + -2.9	0.005 ± 0.002	34 + 62	38
PZ Tel	10000	and the second second	-0.6 + -1.1	0.01	25 + 48	19
FK Ser		1.1.1.1	-0.4 ± 0.2		25 ÷ 56	44
V824 Ara	8		-1.2 ± 0.3	0.005 ± 0.004	40 + 54	48
IN Com	7.5		-1.0 + -1.3	0.05 ± 0.02	39 + 51	22
V711 Tau	16.5, 5.5	5.5	-1.3 + -2.6	0.04 ± 0.002	30 + 40	33
CG Cyg	20	16?	0.45 ± 0.11	0.042 ± 0.015	2 + 10	16
MS Ser	section and		-4.0 ± 0.1	0.007 ± 0.002	23 + 48	21
AR Psc	8.5		-0.6 + -0.9		23 + 28	44
IM Peg	10.1, 28.2	20.5, 6.5	0.6 + 1.1	-0.023 ± 0.010	5.5 + 13	28
IL Hya	13	6.5	-1.1 ± 0.2	0.008 ± 0.002	37 + 50	47
EI Eri	13.5	. 9.0	-1.3 + -3.7	0.002	40 + 55	36
HU Vir	5.6		0.80 ± 0.16	0.024 ± 0.015	4 + 8	17
FK Com	12	6.5	-3.9 + -1.3	0.05 ± 0.02	45 + 58	51
V1794 Cyg	9.07		-3.8 + -0.7	0.04 ± 0.02	48 + 63	36
V1192 Ori	1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1		-1.25	0.12 ± 0.05	2 + 6	13

ПАРАМЕТРЫ ЦИКЛОВ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗД

окружающих факельных полей), и наконец, вынос энергии из пятен вверх альвеновскими волнами (Паркер, Маллэн). При переходе от Солнца к более активным звездам, где дефицит излучения доходит до 30 - 40% светимости (около 5.10³² эрг/с для звезд наибольшей светимости), острота вопроса неимоверно возрастает.

Алексеев и др. [81] выполнили непосредственное сравнение создаваемого пятнами дефицита энергии с одновременными радиационными потерями верхних атмосфер (хромосфер и корон) звезд. Сопоставление показывает, что в диапазоне изменений дефицита излучения ΔL_{bol} на три порядка существуют его корреляции с излучением хромосферы

 $\log L_{chr} = (0.70 \pm 0.03) \cdot \log \Delta L_{bol} + (7.6 \pm 0.9)$

и короны

$\log L_{cor} = (0.78 \pm 0.05) \cdot \log \Delta L_{bol} + (4.9 \pm 1.0),$

в которые вписывается и Солнце.

Полные радиационные потери внешних атмосфер при этом оказались существенно меньшими, чем дефицит потока. При росте радиативных потерь внешних атмосфер возрастает вклад коронального излучения. Изменение относительных вкладов различных слоев атмосферы в общее излучение по сравнению со спокойными звездами говорит о существенной перестройке их внешних атмосфер. Таким образом, дефицит излучения идет на глобальную перестройку верхней атмосферы звезды, аналогичную той, что происходит локально во время солнечных вспышек. В пользу такой гипотезы говорят следующие факты:

1. Более высокая по сравнению с солнечной плотность хромосфер активных звезд (сравнимая с плотностью хромосфер при вспышке). Более того, проведенные расчеты "спокойной" хромосферы вспыхивающей звезды EV Lac [82] показали на необходимость присутствия постоянной микровспышечной компоненты для воспроизведения наблюдаемых спектров.

2. Постоянно существующая горячая (6 - 15 MK) компонента корональной плазмы, наблюдаемая на Солнце только во время вспышек.

3. Квазистационарное микроволновое излучение короны, для поддержания которого также необходим постоянный микровспышечный фон.

9. Теория звездных пятен. Возникает вопрос, насколько реальны получаемые в результате наблюдений широты пятен. В настоящее время развит ряд моделей генерации звездного динамо и всплытия трубок магнитного поля, формирующих пятна. Согласно этим моделям [83,84], широта всплытия трубки поля определяется прежде всего действующей на трубку кориолисовой силой, и таким образом она зависит от глубины конвективной зоны и скорости вращения звезды.

В существующих расчетах рассматривались звезды с массами от $0.4 M_{\odot}$ до $1.7 M_{\odot}$, имеющие эволюционный статус от post-T Tau звезд до ZAMS и темп вращения от 0.25 до $63 \Omega_{\odot}$. На T Tau звездах пятна независимо от массы должны занимать средние широты ($10^{\circ} - 40^{\circ}$ для малых темпов вращения). С ростом скорости вращения растет диапазон возможных широт пятен, а при увеличении скорости вращения больше $25 \Omega_{\odot}$ проявляется тенденция смещения пятен близко к полюсу. Для PMS и ZAMS звезд, на которые приходится подавляющее большинство активных красных карликов, пятна не поднимаются выше 70° . Наблюдается тенденция роста возможных широт с ростом скорости вращения

и с уменьшением массы звезды.

Таким образом, полярные пятна, предсказываемые допплеровским картированием для активных карликов LQ Нуа и ЕК Dra не находят подтверждения. Для систем типа RS CVn такие расчеты не проводились, и вопрос остается открытым. Высокоширотные пятна, даваемые допплеровским картированием для T Tau звезд подтверждаются данными расчетами.

Автор благодарен д.ф.-м.н. М.А.Лившицу (ИЗМИРАН), д.ф.-м.н. М.М.Кацовой (ГАИШ МГУ), д.ф.-м.н. Р.Е.Гершбергу (КрАО) за ценные замечания. Автор благодарен участникам семинара отдела физики звезд ГАО РАН за полезное обсуждение результатов. Работа была выполнена при частичной поддержке гранта No 02.07/00300 Украинского фонда фундаментального развития.

Крымская астрофизическая обсерватория, Украина, e-mail: ilya@crao.crimea.ua

STARSPOT ACTIVITY OF LATE-TYPE STARS: METHODS AND RESULTS

I.Yu.ALEKSEEV

We considered the three methods of cool stars surface inhomogeneities investigations and the results of their application to BY Dra, RS CVn, FK Com and spotted T Tau-type stars. The urgency of the traditional photometric methods and the advantages of the zonal spottedness model are noted. The dependencies of the maximum total spotareas, starspot latitudes and temperatures on the main stellar parameters are given. Also we considered the stellar activity cycle tracers such as spotarea and starspot latitudes variations, and effects of the differential rotation and active longitudes.

Key words: (stars:)starspots

И.Ю.АЛЕКСЕЕВ

ЛИТЕРАТУРА

- 1. G.E.Kron, Publ. Astron. Soc. Pacif., 59, 261, 1947.
- 2. G.E.Kron, Astron. J., 55, 69, 1950.
- 3. G.E.Kron, Astrophys. J., 115, 301, 1952.
- 4. P.F. Chugainov, Inform. Bull. Var. Stars., 122, 1966.
- 5. L.Ramsey, H.Nations, Astrophys. J., 239, L121, 1980.
- 6. S.S. Vogt, Astrophys. J., 247, 975, 1981.
- 7. S.H.Saar, J.E.Neff, Cool Stars, Stellar Systems and the Sun., G.Wallerstein (ed)., Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., 9, 171, 1990.
- 8. J.E.Neff, D.O'Neal, S.H.Saar, Astrophys. J., 452, 879, 1995.
- 9. D.O'Neal, S.H.Saar, J.E.Neff, Astrophys. J., 463, 766, 1996.
- 10. P.J.Amado, Physical Properties of Starspots, Ph.D.Thes., University of Belfast, 1997.
- S.H.Saar, A.Peterchev, D.O'Neal, J.E.Neff, Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, R.J.Garcia Lopez, R.Rebolo, M.R.Zapatero Osorio (eds)., Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., 223, CD 1057, 2001.
- 12. D.O'Neal, J.E.Neff, Astron. J., 113, 1129, 1997.
- 13. S.V. Berdyugina, Astron. Nachr., 323, 192, 2002.
- 14. S. Catalano, K. Biazzo, A. Frasca, E. Marilli, Astron. Astrophys., 394, 1009, 2002.
- 15. A.Frasca, K.Biazzo, S.Catalano et al., Astron. Astrophys., accepted, 2004.
- A.J.Deutsch, Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, B.Lehnert (ed)., Cambridge, 209, 1958.
- 17. В.Л.Хохлова, Астрон. ж., 52, 950, 1975.
- 18. S.S. Vogt, G.D. Penrod, Publ. Astron. Soc. Pacif., 95, 565, 1983.
- 19. N.E.Piskunov, F.Kupka, T.A.Ryabchikova et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 138, 119, 1999.
- 20. K.Olah, K.G.Strassmeier, M.Weber, Astron. Astrophys., 389, 202, 2002.
- J.-F.Donati, M.Semel, B.D.Carter et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 291, 658, 1997.
- K.G.Strassmeier, Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, R.J.Garcia Lopez, R.Rebolo, M.R.Zapatero Osorio (eds)., Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., 223, 271, 2001.
- 23. И.Ю.Алексеев, Астрон. ж., 77, 784, 2000.
- 24. S.Messina, M.Rodono, E.F.Guinan, Astron. Astrophys., 366, 215, 2001.
- M.A.O'Dell, P.Panagi, M.A.Hendry, A.Collier Cameron, Astron. Astrophys., 294, 715, 1995.
- Th.Granzer, K.G.Strassmeier, Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, R.J.Garcia Lopez, R.Rebolo, M.R.Zapatero Osorio (eds)., Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., 223, CD 748, 2001.
- 27. S.S. Vogt, Astrophys.J., 250, 327, 1981.
- 28. C.H.Poe, J.A.Eaton, Astrophys. J., 289, 644, 1985.
- 29. Р.Е.Гершберг, Активность солнечного типа звезд главной последовательности. Одесса: АстроПринт, 2002.

- 30. G.W.Henry, J.A.Eaton, J.Hamer, D.S.Hall, Astrophys. J. Suppl. Ser., 97, 513, 1995.
- 31. П.Ф.Чугайнов, Изв. Крымск. астрофиз. обсерв., 55, 94, 1976.
- 32. S.S. Vogt, Astrophys. J., 199, 418, 1975.
- 33. J.A.Eaton, G.W.Henry, C.Bell, A.Okorogu, Astron. J., 106, 1181, 1993.
- 34. M.Rodonó, A.F.Lanza, S.Catalano, Astron. Astrophys., 301, 75, 1995.
- 35. J.A.Eaton, G.W.Henry, F.C.Fekel, Astrophys. J., 462, 888, 1996.
- 36. И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг, Астрон. ж., 73, 579, 1996.
- 37. И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг, Астрон. ж., 73, 589, 1996.
- 38. Y.C. Unruh, R.Knaak, M.Fligge, S.K.Solanki, Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, R.J.Garcia Lopez, R.Rebolo, M.R.Zapatero Osorio (eds)., Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., 223, CD 748, 2001.
- 39. И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг, Астрофизика, 39, 67, 1996.
- 40. И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг, Астрон. ж., 74, 240, 1997.
- 41. И.Ю.Алексеев, Запятненные звезды малых масс, Одесса: АстроПринт, 2001.
- 42. I.Yu.Alekseev, O.V.Kozlova, Astron. Astrophys., 403, 205, 2003.
- 43. И.Ю.Алексеев, А.В.Кожевникова, Астрофизика, 47, 519, 2004.
- 44. И.Ю.Алексеев, А.В.Кожевникова, Астрофизика, 48, 535, 2005.
- 45. И.Ю.Алексеев, в подготовке.
- 46. S.Messina, E.F.Guinan, A.F.Lanza, Astrophys. Space Sci., 260, 493, 1999.
- 47. S.V.Berdyugina, J.Pelt, I.Tuominen, Astron. Astrophys., 394, 505, 2002.
- 48. H.Korhonen, S.V.Berdyugina, I.Tuominen, Astron. Astrophys., 390, 179, 2002.
- 49. H.Korhonen, S.V.Berdyugina, I.Tuominen, Astron. Nachr., in press, 2004.
- 50. S.H.Saar, Ju.Huovelin, Astrophys. J., 404, 739, 1993.
- 51. A. Dollfus, Compt. Rend., 246, 3590, 1958.
- 52. J.L.Leroy, Ann. Astrophys., 25, 127, 1962.
- 53. D. Clarke, S.R. Fullerton, Astron. Astrophys., 310, 331, 1996.
- 54. Ju. Huovelin, S.H.Saar, I. Tuominen, Astrophys. J., 329, 882, 1988.
- 55. Ju. Huovelin, S. Linnaluoto, I. Tuominen, H. Virtanen, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 78, 129, 1989.
- 56. Ju. Huovelin, V. Piirola, O. Vilhu et al., Astron. Astrophys., 176, 83, 1987.
- 57. И.Ю.Алексеев, Астрон. ж., 80, 467, 2003.
- 58. M.Rodonó, G.Cutispoto, V.Pazzani et al., Astron. Astrophys., 165, 135, 1986.
- M.Zeilik, C.De Blasi, M.Rhodes, E.Budding, Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, J.L.Linsky, R.E.Stencel (eds), Berlin: Springer-Verlag, 503, 1987.
- 60. L.Jetsu, Astron. Astrophys., 314, 153, 1996.
- S.V.Berdyugina, A.V.Berdyugin, I.V.Ilyin, I.Tuominen, Astron. Astrophys., 340, 437, 1998.
- 62. S.S.Vogt, A.P.Hatzes, A.A.Misch, M.Kürster, Astrophys. J. Suppl. Ser., 121, 547, 1999.
- 63. K.G.Strassmeier, J.Bartus, Astron. Astrophys., 354, 537, 2000.
- 64. И.Ю.Алексеев, О.В.Козлова, Астрофизика, 43, 339, 2000.
- 65. И.Ю.Алексеев, О.В.Козлова, Астрофизика, 44, 529, 2001.
- 66. И.Ю.Алексеев, О.В.Козлова, Астрофизика, 46, 41, 2003.

327

- 67. I.Yu.Alekseev, R.E.Gershberg, The Earth and the Universe, G.Asteriadis, A.Bantelas, M.E.Contadakis et al. (eds), Thessaloniki, Ziti Editions, 43, 1997.
- 68. L.Jetsu, J.Pelt, I.Tuominen, H.Nations, The Sun and Cool Stars: Activity, Magnetism, Dynamos. I.Tuominen, D.Moss, G.Rüdiger (eds), Springer: Berlin, Lecture Notes Phys., 380, 381, 1991.
- 69. S.V.Berdyugina, I.Tuominen, Astron. Astrophys., 336, L25, 1998.
- 70. S.V.Berdyugina, I.G.Usoskin, Astron. Astrophys., 405, 1121, 2003.
- 71. R.A. Donahue, S.L. Baliunas, Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, J.P. Caillault (ed). Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., 64, 396, 1994.
- 72. И.Ю.Алексеев, Астрофизика, 48, 29, 2005.
- 73. I.Yu.Alekseev, Sol. Phys., 224, 187, 2004.
- 74. П.Ф. Чугайнов, Изв. Крымск. астрофиз. обсерв., 48, 3, 1973.
- 75. M.J. Phillips, L. Hartmann, Astrophys. J., 224, 182, 1978.
- 76. N.I.Bondar', Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 111, 259, 1995.
- 77. М.А.Лившиц, И.Ю.Алексеев, М.М.Кацова, Астрон. ж., 80, 613, 2003.
- 78. K.Oláh, Z.Kolláth, K.G.Strassmeier, Astron. Astrophys., 356, 643, 2000.
- 79. Е.А.Бруевич, М.М.Кацова, Д.Д.Соколов, Астрон. ж., 78, 827, 2001.
- 80. S.V. Berdyugina, Sol. Phys., 224, 123, 2004.
- 81. И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг, М.М.Кацова, М.А.Лившиц, Астрон. ж., 78, 556, 2001.
- 82. И.Ю.Алексеев, Э.А.Барановский, Р.Е.Гершберг и др., Астрон. ж., 80, 342, 2003.
- 83. M.Schüssler, S.K.Solanki, Astron. Astrophys., 264, L.13, 1992.
- Th. Granzer, M.Schüssler, P.Caligari, K.G.Strassmeier, Astron. Astrophys., 355, 1087, 2000.

CONTENTS

The structure of inner regions of circumstellar envelopes around	
OV Kozlova DN Shakhovskoj AN Postorokina IV. Alaksam	171
The brightness and polarization variations of W Con	1/1
The originatess and polarization variations of w Cep	107
Г.А.Ројуакоvа	187
Investigation of faint Galactic carbon stars from the first Byurakan	
spectral sky survey. II	
K.S. Gigoyan, A.M.Mickaelian, N.Mauron	197
The radio source $Z0254+43$: $z = 4.067$	
V.R.Amirkhanyan, V.P.Mikhailov	209
Gravitational radiation of the slowly rotating neutron stars	
D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan, M.K.Shahabasyan	221
Gravitational radiation from differentially rotating and oscillating	
white dwarfs	
D.M.Sedrakian, K.M.Shahabasyan, M.K.Shahabasyan	231
Gravitational radiation of stellar configurations consisting of incom-	
pressible liquid	
A.H.Sadoyan	243
Models of a magnetic field slowly rotated CP stars. $\gamma Equ = HD201601$	
Yu V Glagolevskii E Gerth	251
The statistical description of the radiation field in homogeneous	201
madium of finite ontical thickness	
A G Nikoshossian	263
The distribution of free electrone in the plane of the colour.	205
The distribution of the electrons in the plane of the galaxy	277
R.K.Anareasyan, S.K.Balayan, V.H.Movsisyan	211
Electromagnetic instability of a homogeneous interstellar medium	200
A.S.Baranov	289
NOTES	
On the realization of a unique observation in the region of Pleiades	
aggregate	
H.S. Chavushyan, V.V. Hambaryan	299
REVIEWS	
Starspot activity of late-type stars: methods and results	
I. Yu. Alekseev	303

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

МОДЕЛИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ МЕДЛЕННО ВРАЩАЮЩИХСЯ СР-ЗВЕЗЛ. у Equ = HD201601

Ю.В.Глаголевский, Е.Герт 251 СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ КОНЕЧНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ А.Г.Никогосян 263

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛОС-КОСТИ ГАЛАКТИКИ

Р.Р.Андреасян, С.К.Балаян, В.Г.Мовсисян 277 ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ОДНОРОДНОЙ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

А.С.Баранов 289

краткие сообщения

ДВУХЦВЕТНЫЕ ПАРАЛЛЕЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫШКИ ЗВЕЗДЫ НІІ 2411 = FSP 377 В ПЛЕЯДАХ

О.С.Чавушян, В.В.Амбарян 299

обзоры

ПЯТЕННАЯ АКТИВНОСТЬ ПОЗДНИХ ЗВЕЗД, МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ

И.Ю.Алексеев 303