

# ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 36

ФЕВРАЛЬ, 1993

ВЫПУСК 1

ДЕТАЛЬНОЕ СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЪЕКТА ХЕРБИГА-АРО—RN 043N	<i>Т. Ю. Магалян, Т. А. Мовсесян</i>	5
ОБЗОР СВ И HNL ОБЪЕКТОВ В ЛИНИЯХ МОЛЕКУЛ HCO <sup>+</sup> И <sup>13</sup> CO	<i>Р. А. Кандалян, П. Харюпаа</i>	15
ФОТОМЕТРИЯ СУБФУОРА V 1118 ORI (1988—1990)	<i>Э. С. Парсамян, М. А. Ибрагимов, Г. Б. Оганян, К. Г. Гаспарян</i>	23
КОМПЛЕКС ОВ-ЗВЕЗД В ТУМАННОСТИ SARINA	<i>Г. М. Товмасян, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, Д. Югенен</i>	35
ИССЛЕДОВАНИЕ КРИВЫХ БЛЕСКА МОЛОДЫХ НЕПРАВИЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ. I. SV. CEP и CO TAU	<i>Н. Х. Миникулов, В. Ю. Рахимов, Н. А. Волчкова, А. И. Пихун</i>	55
ПОИСК ПЕРИОДИЧНОСТИ ИЗМЕНЕНИИ БЛЕСКА ИЗОЛИРОВАННОЙ Ас-ЗВЕЗДЫ ХЕРБИГА WW ЛИСИЧКИ	<i>Н. А. Волчкова</i>	61
БЫСТРЫЕ ЭВОЛЮЦИОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В СПЕКТРЕ ОБЪЕКТА Th 4—4	<i>Л. Н. Кондратьева</i>	67
ТЕРМИНАЛЬНЫЕ СКОРОСТИ И ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В ЗВЕЗДНОМ ВЕТРЕ ОВ—ЗВЕЗД	<i>Л. В. Тамбовцева</i>	73
К ТЕОРИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ	<i>Г. С. Саакян</i>	87
ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ГОЛУБЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ. V. ПОЛОСА $+33^\circ < \delta < +37^\circ$	<i>Г. В. Абрамян, А. М. Микаелян</i>	109
ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ВРАЩАЮЩИХСЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЛИТРОП В БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ТЯГОТЕНИЯ	<i>О. А. Григорян, А. В. Саркисян, Э. В. Чубарян</i>	117
ОБЗОРЫ		
МАЛОМАССИВНЫЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ И МИЛЛИСЕКУНДНЫЕ ПУЛЬСАРЫ	<i>Э. Эргма, А. Г. Масевич</i>	129

ЕРЕВАН

Выходит с 1965 г. на русском  
и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ. Ս. Բիսնովատի-Կոզան, Վ. Գ. Գորրացկի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Պ. Գրիմին, Վ. Վ. Իվանով, Ն. Ս. Կարդաշև, Վ. Հ. Համբարձումյան, Ա. Գ. Մանևիչ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Յու. Տերերիծ, Ա. Տ. Քալաթյան (պատ. քարտուղար)։

Խմբագրական խորհուրդ՝ Ա. Ա. Բոյարչուկ, Ե. Կ. Խարաձե, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան, Լ. Վ. Միրզոյան, Վ. Վ. Սորոլև (նախագահ)։

Редакционная коллегия: В. А. Амбарцумян, Г. С. Бисноватый-Козан, В. Г. Горбачкий (зам. главного редактора), В. П. Грязин, В. В. Иванов, А. Т. Каллоглян (ответ. секретарь), Н. С. Кардашев, А. Г. Масевич, Л. В. Мирзоян (главный редактор), Г. С. Саакян, В. Ю. Теребяж.

Редакционный совет: В. А. Амбарцумян, А. А. Боярчук, И. М. Копылов, Л. В. Мирзоян, В. В. Соболев (председатель), Е. К. Харадзе.

«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.

«ԱՍՏՂՍՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական ճանրես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային ակադեմիան: Հանրեսը տպագրում է ինվենտիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով: Հանրեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

© Издательство НАН Республики Армения, Астрофизика, 1993.

УДК 524.337.2

## ДЕТАЛЬНОЕ СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЪЕКТА ХЕРБИГА—АРО RNO 43N

Т. Ю. МАГАКЯН, Т. А. МОВСЕСЯН

Поступила 30 января 1992

Принята к печати 25 февраля 1992

Приводятся результаты спектральных наблюдений коллимированного выброса RNO 43N на 6-м телескопе со спектрографом с длинной щелью и многозрачковым волоконным спектрографом (MPFS). Найден дугообразный ударный фронт в конце джета. Для этой области приводятся карты лучевых скоростей и электронных плотностей.

1. *Введение.* Открытые в 1983 г. [1, 2] оптические коллимированные потоки вещества (джеты) из молодых звезд и связанные с ними объекты Хербига—Аро (HH—объекты) представляют собой одно из проявлений активных нестационарных процессов, протекающих в областях звездообразования. Поиски и изучение таких потоков представляют значительный интерес как для выявления новых областей звездообразования, так и для анализа взаимодействия молодых звезд с межзвездным веществом. Многие джеты связаны с другими анизотропными явлениями, таким как молекулярные потоки.

Одним из интересных примеров коллимированного истечения является объект, находящийся в молекулярном облаке около  $\lambda$  Ori, где наблюдаются и оптические выбросы и молекулярные потоки. Вначале здесь был обнаружен HH—объект RNO 43 (GM1—16) [3, 4]. Позднее Джоунсом и др. [5] было найдено несколько отдельных туманных узлов (*b, c, d*), имеющих значительное собственное движение, и находящихся примерно в  $5'$  к северу от самого RNO 43, обозначенного ими как узел *a*. Мундт и др. [6] и Рэй [7] на глубоких изображениях, полученных с узкополосными фильтрами, выделили в этой области два коллимированных потока: RNO 43S и RNO 43N. Первый из них связан с RNO 43 (конденсация *a*); второй проходит через конденсации *b, c, d* и другие (подробная номенклатура содержится в статье [6]). Нужно отметить, что эти два объекта расположены под углом  $40^\circ$ , и на этом

основании сделан вывод о том, что здесь имеют место два истечения. Более того, у обоих потоков наблюдается характерная структура ударного фронта, который обычно расположен в голове истечения.

Радиокарты данной области в линиях CO [8] сперва как будто подтверждали предположение о наличии здесь двух отдельных потоков. Но более поздние радионаблюдения [9] свидетельствуют, видимо, в пользу одного, весьма протяженного молекулярного потока. Тем не менее, взаимосвязь оптических джетов и молекулярных потоков здесь далеко еще не ясна, равно как нельзя ничего сказать с определенностью и о том, какой объект (или объекты) является источником.

Несмотря на свою очень интересную морфологию (особенно в северной, более яркой части, где наблюдается дугообразная структура, напоминающая фронт ударной волны), объект RNO 43N, насколько нам известно, не подвергался детальным спектральным наблюдениям. В данной работе сделана попытка, с помощью спектроскопии с длинной щелью при высоком спектральном и пространственном разрешении, выяснить кинематические и физические параметры этого комплекса. Кроме этого, с помощью многозрачкового спектрографа (MPFS) получены детальные карты физических параметров сгустка  $e$ , являющегося предполагаемой головой всего комплекса RNO 43N.

**2. Наблюдения.** Все наблюдения проводились в первичном фокусе 6-м телескопа. 31 октября 1989 г. мы получили одну экспозицию с мультизрачковым волоконным спектрофотометром (MPFS). Эта система, реализующая идею Куртеса [10], разработана и изготовлена в CAO [11]. Основной ее принцип сводится к тому, что в фокальной плоскости телескопа располагается матрица из  $15 \times 15$  микролинз, каждая из которых соответствует участку небесной сферы размером  $1''.25 \times 1''.25$ . Микролинзы связаны с волоконными световодами, выходные концы которых собраны наподобие длинной щели спектрографа. В качестве светоприемника использовалась панорамная система счета фотонов на  $512 \times 512$  пикселей [12]. При наших наблюдениях использовалось 80 световодов и, таким образом, одновременно изучалась область неба размером  $10'' \times 12''.5$ . Спектральный диапазон для всех спектров составлял 6200—6900 Å, эффективное разрешение — порядка 3 Å.

Как показал опыт, эта аппаратура является очень эффективным средством изучения эмиссионных объектов низкой поверхностной яркости и сложной структуры, в особенности таких, которые невозможно увидеть на экране телевизионной системы гидирования.

Обработка результатов проводилась в два этапа. Сперва делалась коррекция дисторсии ЭОП и нормализация к плоскому полю по

методике, описанной в [13]. Затем, с помощью специально разработанной программы [14], выполнялись извлечение отдельных спектров из двумерного изображения и их индивидуальная калибровка. Все вычисления были сделаны на ПЭВМ АТ—386 в Бюраканской обсерватории.

Кроме того, 17 января 1989 г. были получены два длиннощелевых спектра RNO 43N с помощью спектрографа УАГС и панорамной системы счета фотонов [15]. Спектральный диапазон и разрешение были сходными. Щель ориентировалась вдоль коллимированного потока; в первом случае она проходила через конденсацию с, во втором—через *d* и *e*.

**3. Результаты.** На длиннощелевых спектрограммах присутствуют эмиссионные линии  $H_{\alpha}$ , [SII] и [OI]; однако линия  $H_{\alpha}$  RNO 43N наложена на слабый эмиссионный фоз, а линии [OI] сильно блендированы эмиссиями ночного неба. Тем не менее, оказалось возможным выделить в этих спектрах отдельные конденсации джета RNO 43N. В таблице 1 приведены оценки гелиоцентрических лучевых скоростей и электронной плотности (по линиям [SII]) для четырех из них.

Как можно видеть, наблюдаются в основном отрицательные скорости. Однако присутствует большая дисперсия скоростей и плотностей в отдельных сгустках. Высокое значение  $N_e$  в сгустке *d* (несколько удлиненом) является, несомненно, реальным и легко может быть усмотрено из откошения линий [SII] на всем его протяжении.

Наиболее интересным, однако, является уширение эмиссионных линий в конденсации *e*, в ее северной стороне, так что на двумерных спектрах их изолинии имеют треугольную форму [16], достигая в максимуме ширины 230 км/с. На рис. 1 показан вид линий [SII] в сгустке *e* на длиннощелевых спектрах. Эта форма характерна для областей с сильным ударным возбуждением, в тех участках, где поток тормо-

Таблица 1

Сгусток	b	c	d	e
$V_r$ (км/с)	-12	-82	0	-74
$N_e$ (см <sup>-3</sup> )	240	180	860	490

зится при столкновении с плотной межзвездной средой, и образуется дугообразная ударная волна [17]. Мы можем, таким образом, сделать вывод, что сгусток *e*, находящийся на северной стороне потока RNO 43N, является зоной удара для этого потока. Поскольку сабст-

венные движения сгустков RNO 43N направлены в эту же сторону [5], можно утверждать, что торможение быстродвижущегося потока происходит как раз в северной части конденсации  $e$ . Это и послужило причиной выбора конденсации  $e$  для изучения с помощью MPFS.

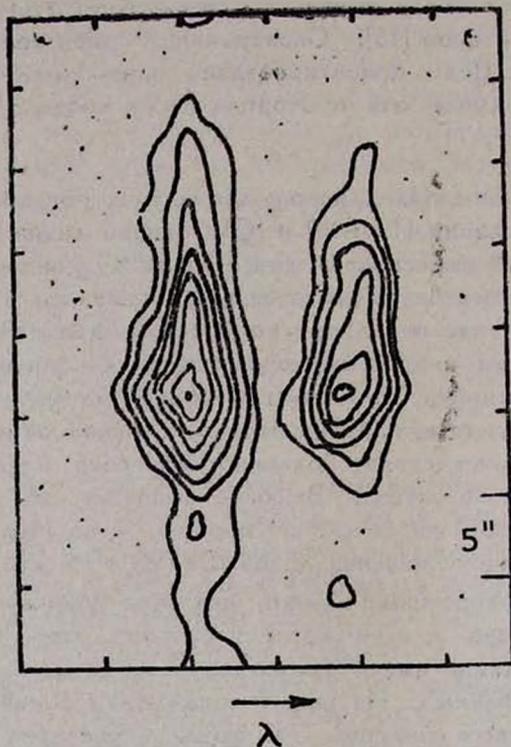


Рис. 1. Область спектра сгустка  $e$ , охватывающая линии [S II], полученная на спектрографе с длиной щелью.

На спектрах, полученных с MPFS, легко можно видеть эмиссии H $\alpha$  и [S II], принадлежащие объекту. После первичных редукиций и калибровок для каждого спектра были получены интенсивности и лучевые скорости этих линий. Затем эти данные были представлены в виде карт, соответствующих виду объекта на входной матрице спектрофотометра.

На рис. 2 показано ПЗС—изображение RNO 43N, взятое из [6], и распределение интенсивностей эмиссионной линии 6716 [S II] в сгустке  $e$ . Ясно просматривается дугообразная структура. В линии [S II]

она видна особенно четко, хотя заметна и в  $H_1$ , при том, что распределение интенсивностей для этой линии отягощено фоновой эмиссией. Мы можем заключить, что именно эта дуга и является фронтом ударной волны.

Для каждого из спектров мы получили также оценки лучевой скорости и отношений  $I(6716)/I(6730)$ ,  $I(6716)/I(H_1)$ , характеризующих электронную плотность и уровень возбуждения. Далее были построены карты физических параметров объекта, которые повторяют дугообразную структуру сгустка  $e$ . Наибольший интерес представляют изменения этих параметров вдоль выброса, полученные суммированием центральных столбцов этих карт.



Рис. 2. Слева—глубокое изображение головы RNO 43N (из работы Мунда и др., [6]), прямоугольником отмечена область, охватываемая магрядцей MPFS, Справа—карта интенсивностей в линиях [SII], построенная по данным MPFS.

На рис. 3 приводятся кривые изменения физических параметров вдоль оси выброса в сгустке  $e$ , полученные из карт физических параметров, рассчитанных по спектрам MPFS. Как видно из графиков, электронная плотность максимальна на краю дугообразной структуры ( $800 \text{ см}^{-3}$ ) и быстро падает за ней ( $140 \text{ см}^{-3}$ ). Затем, близ центральной части она опять поднимается ( $580 \text{ см}^{-3}$ ). Лучевая скорость сначала увеличивается к краю ударной волны ( $-100 \text{ км/с}$ ) и также быстро падает до нуля. А как видно из отношений  $I(6716)/I(H_1)$ , до некоторой степени характеризующих уровень возбуждения, последний также максимален у края эмиссионной дуги. Вблизи центра возбуждение должно быть низким, поскольку там это отношение больше единицы.

В целом эта картина согласуется с новейшими представлениями о том, как должна выглядеть дугообразная ударная волна в HH-объекте. Можно отметить определенное сходство с распределением  $N_e$  в

НН1 [18], а именно присутствие двух пиков плотности у края и центра объекта. В общем смысле имеется также согласие с теоретическими моделями подобных структур (см., например, [19]), но для более подробного сопоставления эти модели нельзя признать достаточно разработанными.

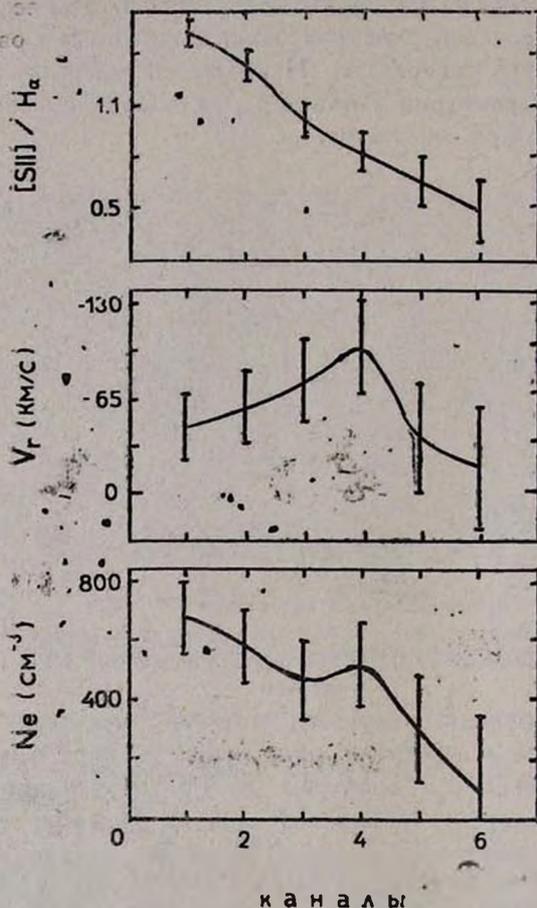


Рис. 3. Диаграммы изменения физических параметров ( $N_e$ ,  $V_r$  и  $[SII]/H\alpha$ ) в стужке  $\epsilon$ , вдоль оси выброса (на оси абсцисс расстояние от центра стужки дел. 1".25). Данные получены из наблюдений на MPFS.

4. *Обсуждение и заключение.* Таким образом, результаты, приведенные выше, в первую очередь указывают на большие измене-

ния плотности, уровня возбуждения и лучевой скорости в отдельных узлах вдоль выброса RNO 43N. Подобные же сильные колебания наблюдались и в других объектах (см., например, [6, 20]). Во-вторых, данные MPFS свидетельствуют о том, что сгусток  $e$  является головной частью этого выброса и здесь он тормозится, сталкиваясь с плотной межзвездной средой.

Кратко рассмотрим три известные модели НН-объектов.

1. Модель "обдуваемых облаков", предложенная Шварцем [21], где коллимированный звездный ветер, сталкиваясь на своем пути с плотными облаками, создает дугообразную область ударного возбуждения, вершина которой направлена в сторону источника. Эта модель не согласуется с результатами наших наблюдений, так как здесь мы имеем дело с зоной ударного возбуждения, ориентированной в противоположную сторону от источника.

2. Модель "джета" [6]. В этой модели высококоллимированный стационарный поток (джет) на своем конце создает область ударного возбуждения, а сгустки вдоль потока являются следствием внутренних нестабильностей потока. На прямых изображениях RNO 43N можно представить как группу объектов Хербига-Аро, расположенных почти на одной линии и заканчивающихся дугообразным ударным фронтом. И этот вид вполне вписывается в модель квазистационарного джета. Но результаты спектральных наблюдений, которые показывают сложную структуру физических параметров вдоль объекта, при рассмотрении в рамках этой модели, встречаются с большими трудностями особенно нужно отметить сравнительно низкое возбуждение и плотность в голове джета (сгусток  $e$ ).

3. Модель "межзвездных пуль", разработанная Норманом и Силком [22], предполагает выброс плотных сгустков вещества из молодых звезд. В рамках этой модели можно рассматривать дискретные выбросы с индивидуальной массой и скоростью. В этом случае можно объяснить сильное различие физических параметров в разных сгустках вдоль выброса.

На наш взгляд, для описания RNO 43N достаточно хорошо подходит именно эта модель, так как она согласуется с ориентацией ударного фронта, а также со сложным полем скоростей и плотностей вдоль выброса. Такая же сложная структура физических параметров наблюдается также в комплексе НН7—НН11 [23], которую трудно объяснить в рамках одной модели, и, вообще, не все НН-объекты могут быть представлены моделью "межзвездных пуль" (например, НН43 [24]). Вместе с тем, у некоторых объектов (НН11, НН46/47)

были обнаружены несколько дугообразных структур вдоль оптического потока, которые свидетельствуют о дискретном процессе выброса вещества из молодых звездных объектов. Все это указывает на значительное разнообразие проявлений такого феномена, как джеты и связанные с ними HH-объекты.

Но, как уже отмечалось, мы склонны думать, что в случае оптических джетов, связанных с молодыми звездами, имеет место не стационарный процесс, а дискретный выброс вещества с индивидуальной массой и скоростью. Эта точка зрения подтверждается также последними наблюдательными данными, полученными Рейпуртом [25].

Конечно, пока достаточно хорошо изучена только небольшая часть известных оптических джетов и HH-объектов; с другой стороны, теоретическое моделирование профилей эмиссионных линий и структур ударных волн для них только начинается. Мы можем надеяться, что наблюдения с системами, подобными MPFS, позволяющими за короткое время получать карты основных физических параметров для объектов в целом, а не только для одного его сечения, позволят сделать следующий шаг в этом направлении.

Авторы признательны О. К. Сильченко и В. В. Власюку за большую помощь во время наблюдений и разрешение использовать некоторые редуциционные программы и В. Л. Афанасьеву за многочисленные полезные обсуждения и содействие в реализации программы наблюдений.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## DETAILED SPECTRAL INVESTIGATION OF HERBIG-HARO OBJECT — RNO 43N

T. YU. MAGAKIAN, T. A. MOVSESSIAN

The results of spectral observations for RNO 43N collimated outflow with long slit and multi pupil fibre spectrograph (MPFS) on 6-m telescope are presented. The bow-shock structure is found in the head of flow. The maps of radial velocity and electron density are given for this area.

### ЛИТЕРАТУРА

1. R. Mandt, J. Stocke, H. S. Stockman, *Astrophys. J. Lett.*, 265, L71, 1983.
2. R. Mandt, J. W. Fried, *Astrophys. J. Lett.*, 274, L83, 1983.
3. А. А. Гюльбудалян, Т. Ю. Магакян, *Письма в Астрон ж.* 3,113, 1977.

4. *M. Cohen*, *Astron. J.* 85, 29, 1980.
5. *B. F. Jones, M. Cohen, M. Strk, R. Jarrett*, *Astron. J.* 89, 1404, 1984.
6. *R. Mandt, E. W. Brugel, T. Bahrke*, *Asiophys. J.* 319, 275, 1987.
7. *T. P. Rag*, *Astron. Astrophys.*, 171, 145, 1987.
8. *S. Edwards, R. L. Snell*, *Astrophys. J.*, 281, 237, 1984.
9. *S. Cabrit, P. F. Goldsmith, R. L. Snell*, *Astrophys. J.*, 334, 196, 1988.
10. *G. Courtes, Y. Georgeltn, R. Bacon, G. Monnet, J. Boulesteix*. in: *Instrumentation for Ground-Based Optical Astronomy: Present and Future*, ed. L. V. Robinson, 1988, p. 404.
11. *В. Л. Афанасьев, В. В. Власюк, С. Н. Додонов, О. К. Сильченко*, 1990, Препр. Спец. астроф. обсерв., № 54.
12. *В. Л. Афанасьев, Ю. Ю. Балага, М. А. Груздянский, Б. М. Кац, С. В. Маркелов, В. С. Ноженко, И. И. Цукерман*, *Техника телевидения*, 5, 13 1987,.
13. *В. В. Власюк*, 1990, Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв., (в печати).
14. *Т. А. Мовсесян*, 1991, Сообщ. БАО, (в печати).
15. *М. С. Алвдин, В. Л. Афанасьев, А. Б. Берлин, А. Н. Буренков, О. О. Завадская*, 1988, Сообщ. САО, No 59.
16. *Т. Ю. Магалян, Т. А. Мовсесян*, in „Flare Stars in Star Clusters, Associations and the Solar Vicinity“. (IAU Symp. No. 137), ed. L. V. Mirzoyan et al. 1990, p. 267.
17. *S. U. Cho, K. H. Bohm, J. Solf*, *Astrophys. J.*, 288, 338, 1985.
18. *J. Solf, K. H. Bohm, A. Raga*, *Astrophys. J.*, 334, 229, 1988.
19. *A. Noriega-Crespo, K. H. Bohm, A. C. Raga*, *Astron. J.*, 99, 1918, 1990.
20. *Т. Ю. Магалян, Т. А. Мовсесян, В. Л. Афанасьев, А. Н. Буренков*, *Письма в АЖ*, 15, 124, 1989.
21. *R. D. Schwartz*, *Astrophys. J.*, 223, 834, 1978.
22. *C. Norman, J. Silk*, *Astrophys. J.*, 228, 197, 1979.
23. *J. Solf, K. H. Bohm*, *Astron. J.*, 93, 1172, 1987.
24. *К. Н. Вöhm, J. Solf*, *Astrophys. J.*, 348, 297, 1990.
25. *B. Raipurth*, *ESO Scientific Prepr*, No. 763, 1991.

УДК 524.3—6

HCO<sup>+</sup> AND <sup>13</sup>CO SURVEY OF CB AND HHL OBJECTS

R. A. KANDALIAN, P. HARJUNPÄÄ

Received 27 December 1991

Accepted 25 February 1992

The Metsäbovi 14-m radio telescope was used to search HCO<sup>+</sup> ( $J=1-0$ ) and <sup>13</sup>CO ( $J=1-0$ ) emission towards small, optically selected molecular clouds catalogued by Clemens and Barvainis (CB) and Herbig-Haro-Like (HHL) objects. Out of nineteen CB objects HCO<sup>+</sup> emission was detected for two clouds and among four objects <sup>13</sup>CO emission was detected in the case of one source. For the HHL objects observations were carried out mainly at the <sup>13</sup>CO line and out of seven clouds, two sources have been detected.

1. *Introduction.* Molecular line observations provide an important clue in the study of the relationship between molecular clouds and young stars. In the past few years, several catalogs have been published, which were formed by optically selected small molecular clouds (SMC).

Among the others, the most complete catalog of small molecular clouds was published by Clemens and Barvainis [1] (hereafter CB objects). Sometimes, T Tau type stars and Herbig-Haro objects are found within these clouds, Hence small molecular clouds are connected with low-mass stars. This suggestion was verified by observations with the IRAS satellite, which found that about 60% of surveyed regions have associated point-like IRAS sources [1]. Therefore molecular line observations of SMC are very useful for studying ongoing processes of star formation.

Recently by Clemens, Lin Yun and Heyer [2] have been published deep IRAS photometry and <sup>13</sup>CO spectroscopy data of 248 CB objects.

In this paper we present <sup>13</sup>CO ( $J=1-0$ ) and HCO<sup>+</sup> ( $J=1-0$ ) observations towards 21 CB and 8 HHL [3] objects, for most of them these observations have been performed for the first time.

2. *Observations.* Observations of the  $\text{HCO}^+$  emission line in the  $J=1-0$  transition at the 89.1885 GHz were made during October 1989 at the Metsähovi Radio Research Station<sup>1</sup> with the 14-m radio telescope. Selected positions have also been observed in the  $^{13}\text{CO}$  line with the Metsähovi telescope. The half-power beamwidth of the telescope at 86 GHz was 1'.0. The receiver was a cooled Schottky barrier mixer [4] with a double acousto-optical spectrometer. Bandwidths of the spectrometer were 100 and 11 MHz and channel separations were 120 and 20 kHz, respectively. The CO and  $\text{HCO}^+$  emission lines were measured with 120 kGz (0.31 km/s and 0.4 km/s, respectively) resolution. The DSB noise temperature of the system was less than 100 K. The chopper wheel technique was used for calibration. The frequency switching within the band of the spectrometer was used for all  $\text{HCO}^+$  and CO observations. The antenna temperatures of  $\text{HCO}^+$  were converted to radiation temperatures using S140 as the calibration source, for which  $T_R^*(\text{HCO}^+) = 9.25$  K was adopted. For calibration of the CO radiation temperatures we used standard sources of Ulich and Haas [5]. The total velocity range was 330 km/s.

Table 1

 $^{13}\text{CO}$  LINE PARAMETERS FOR THE OBSERVED SOURCES

Source	R. A. 1950	Dec. 1950	$T_R^*$ K	$V_{\text{lsr}}$ km/s	$\Delta V$ km/s	Area K.km/s	rms, K
HHL 3	00 <sup>h</sup> 33 <sup>m</sup> 54 <sup>s</sup>	63°12'00"	2.23 $\pm 0.29$	-17.38 $\pm 0.15$	2.24 $\pm 0.29$	4.99 $\pm 0.84$	0.77
HHL 70	21 42 18	65 55 00	1.99 $\pm 0.17$	-9.80 $\pm 0.08$	1.89 $\pm 0.17$	4.02 $\pm 0.48$	0.42
CB 241	23 09 40	65 46 48	1.97 $\pm 0.32$	-7.35 $\pm 0.05$	0.66 $\pm 0.11$	1.40 $\pm 0.36$	0.47

3. *Results.* The  $^{13}\text{CO}$  and  $\text{HCO}^+$  line parameters for the observed sources are listed in Tables 1 and 2 respectively (radiation temperature, radial velocity, line width (FWHM=full width at half maximum), integrated line area, rms). The gaussian fit was used for determining these parameters. In Tables 3 and 4 we present lists of sources without  $^{13}\text{CO}$  and  $\text{HCO}^+$  detections. CB objects have been selected from the list of

<sup>1</sup> Operated by the Radio Laboratory, Helsinki University of Technology.

small molecular clouds catalogued by Clemens and Barvainis [1]. Herbig-Haro—Like (HHL) objects were selected from the list of Gyulbudaghian et. al. [3]. For the observations have been chosen those sources for most of which  $^{13}\text{CO}$  or  $\text{HCO}^+$  data are too limited in the literature.

Below we will discuss the results of  $^{13}\text{CO}$  and  $\text{HCO}^+$  observations for those sources which are listed in Tables 1 and 2.

Table 2  
HCO<sup>+</sup> LINE PARAMETERS FOR THE OBSERVED SOURCES

Source	R. A. 1950	Dec. 1950	$T_R^*$ K	$V_{\text{lsr}}$ km/s	$\Delta V$ km/s	Area K. km/s	rms, K
CB 232	21 <sup>h</sup> 35 <sup>m</sup> 17 <sup>s</sup>	43°08'03"	0.74	12.84	2.37	1.74	0.24
			±0.10	±0.16	±0.32	±0.29	
CB 244	28 23 51	74 01 07	0.46	3.95	2.23	1.04	0.15
			±0.06	±0.16	±0.31	±0.20	

Table 3  
SOURCES WITHOUT  $^{13}\text{CO}$  DETECTIONS

Source	R. A. 1 50	Dec. 1950	rms in $T_R^*$ K
CB 7	01 <sup>h</sup> 09 <sup>m</sup> 00 <sup>s</sup>	64°10'00"	0.46
CB 8	01 20 00	74 05 52	0.50
HHL 68	21 41 12	65 51 00	0.37
HHL 69	21 41 54	65 58 00	0.76
HHL 72	21 42 30	65 55 00	0.41
HHL 73	21 43 18	47 19 00	0.69
HHL 75	22 05 06	58 48 00	0.60
CB2 47	23 54 54	64 32 45	0.52

### 3.1 $^{13}\text{CO}$ observations.

a) *HHL 3*. Arc-like objects in the dark cloud. Persi et al [6] classified HHL 3 as source with anomalous infrared spectrum. According to Cohen [7], within the cloud there is a 14.1 mag emission-line star with spectral type F5.

The  $^{13}\text{CO}$  spectrum of this source is shown in Fig. 1. The same region was observed by Torrelles et al [8], Wouterloot and Brand [9] at  $\text{CO}$  ( $J=1-0$ ) line and by Richards et al [10] at  $\text{HCO}^+$  line. The radial velocity of  $^{13}\text{CO}$  emission is close to that of the  $\text{CO}$  and  $\text{HCO}^+$  emis-

sion. The line width of  $^{13}\text{CO}$  emission is almost the same as that of the  $\text{HCO}^+$  emission, but narrower than the line width of the  $\text{CO}$  emission.

Table 4

SOURCES WITHOUT  $\text{HCO}^+$  DETECTIONS

Source	R. A. 1950	Dec. 1950	rms in $T_R^*, \text{K}$
HHL 7	03 <sup>h</sup> 25 <sup>m</sup> 42 <sup>s</sup>	30° 58' 00"	0.17
CB 124	18 12 18	07 03 39	0.43
CB 177	19 00 00	17 40 00	0.29
CB 178	19 00 01	18 05 00	0.35
CB 184	19 11 38	16 22 12	0.22
CB 188	19 17 56	11 30 33	0.41
CB 190	19 18 41	23 23 52	0.31
CB 205	19 43 25	27 45 00	1.19
CB 210	19 52 46	33 39 26	0.26
CB 219	20 17 37	63 43 12	0.15
CB 222	20 32 44	63 51 07	0.22
CB 224	20 35 29	63 42 45	0.30
CB 225	[20 36 35	56 07 45	0.15
CB 235	21 54 42	58 46 52	0.23
CB 240	22 31 55	58 18 00	0.27
CB 241	23 09 40	65 46 48	0.29
CB 243	23 23 00	63 20 00	0.29
CB 247	23 54 54	64 32 45	0.26

b) *HHL 70*. The HH nature of this object was confirmed by Magakian [11] and Hartigan and Lada [12]. It is located near the well known reflection nebula NGC 7129, at a distance of 1 kpc [13]. A small cluster of young stars, including LkH<sub>2</sub> 234 [14], illuminates the reflection nebula. Water maser sources were detected in this region [5]. On the basis of CO observations of LkH<sub>2</sub> 234, Edwards and Snell [16] found a high-velocity redshifted molecular outflow, which contains 18.4  $M_{\odot}$  gas mass. They suggested that the exciting source for this outflow is LkH<sub>2</sub> 234. Ray [17] obtained CCD images of HHL 70 in R, I and SII. The HHL 70 shows complex structure, i. e. jet plus cometary nebula and the jet is close to the axis of a cometary nebula. On the other hand, HHL 70 itself is along the axis of the CO redshifted outflow emission.

Fig. 2 presents the  $^{13}\text{CO}$  spectrum of HHL 70 obtained by the Metsähovi Radio Telescope.

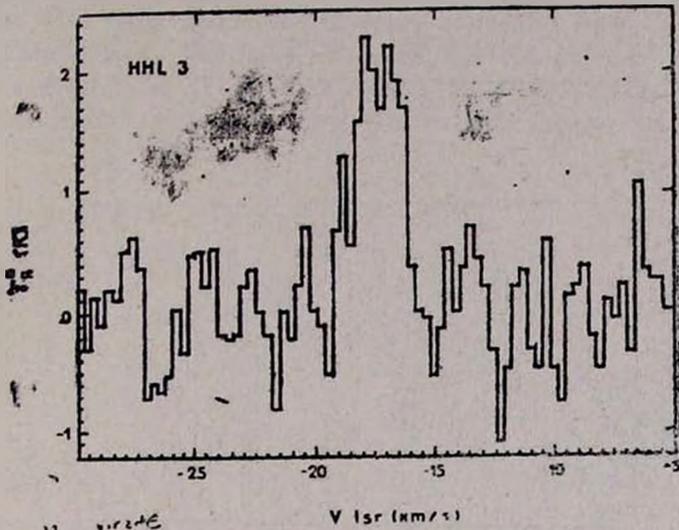


Fig. 1.  $^{13}\text{CO}$  spectra towards HHL 3.

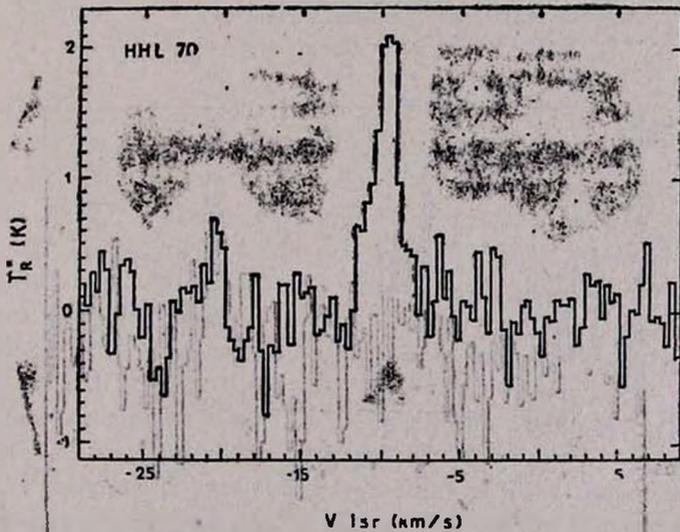
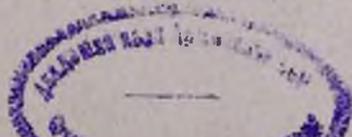


Fig. 2.  $^{13}\text{CO}$  spectra towards HHL 70.

c) *CB 241*. The narrow line width of  $^{13}\text{CO}$  emission (Fig. 3) is noteworthy. According to [2] the radial velocity of  $^{13}\text{CO}$  emission for this cloud is  $-7.58$  km/s.



### 3.2 $\text{HCO}^+$ observations.

a) **CB 232.** The radial velocity of this cloud is 12.6 km/s according to the CO observation [2, 18], which is close to the radial velocity of the  $\text{HCO}^+$  line (Fig. 4).

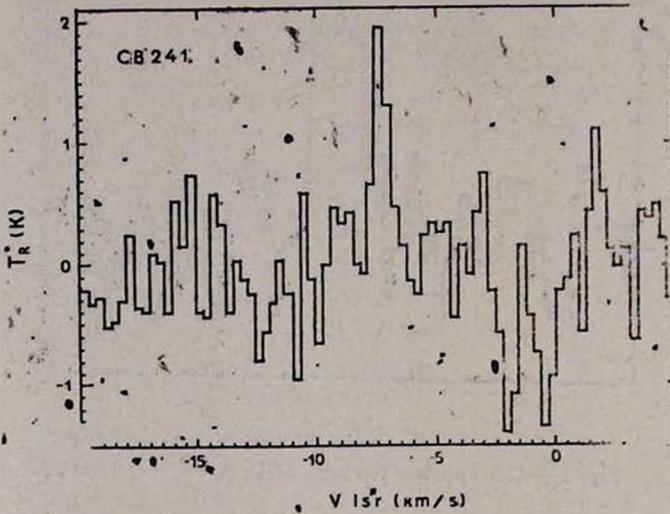


Fig. 3.  $^{13}\text{CO}$  spectra towards HHL 241.

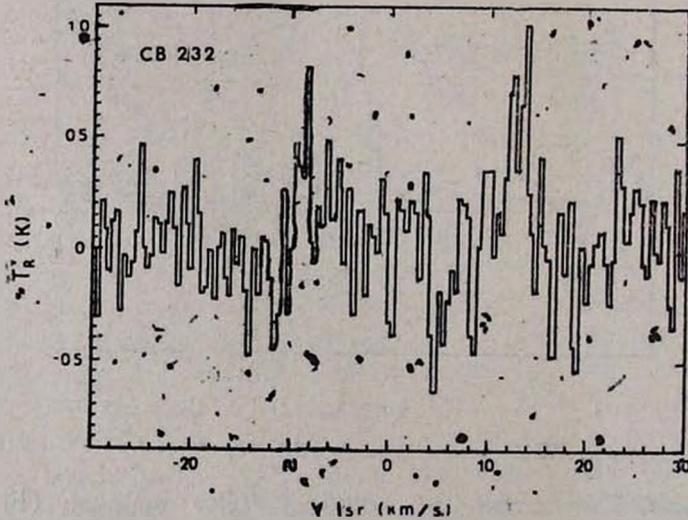


Fig. 4.  $\text{HCO}^+$  spectra towards CB 232.

b) *CB 244*. Nearby molecular cloud at a distance of 200 pc [19].

The *CB 244* cloud was observed at the  $^{13}\text{CO}$  and  $\text{C}^{18}\text{O}$  lines [19], at the  $\text{NH}_3$  line [20], at the  $\text{CO}$  line [2, 18, 21], at the  $\text{HCN}$  and  $\text{HNC}$  lines [22]. The radial velocity of peak  $\text{HCO}^+$  emission is generally in good agreement with radial velocities of other molecular lines.

4. *Conclusions*. We have observed 7 HHL objects at the  $^{13}\text{CO}$  line and emission was detected towards HHL 3 and HHL 70. Out of 4 CB objects the  $^{13}\text{CO}$  line emission was detected in the case of *CB 241*.

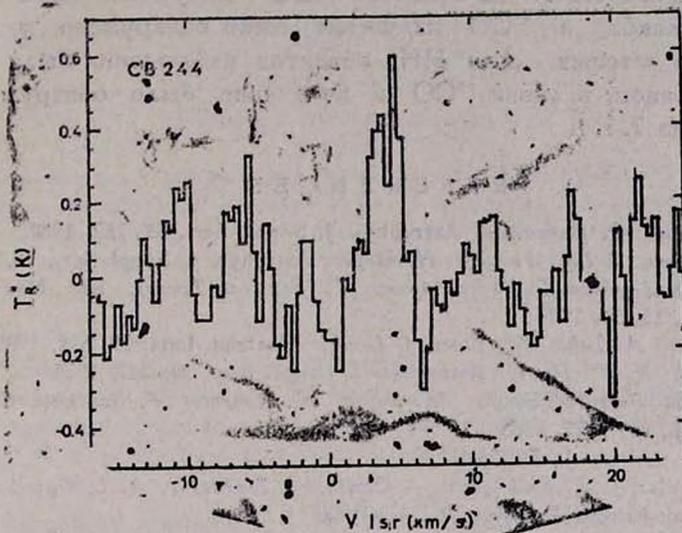


Fig. 5.  $\text{HCO}^+$  spectra towards *CB 244*.

Among 19 CB objects the  $\text{HCO}^+$  emission line was detected towards *CB 232* and *CB 244*, thus the detection rate is about 10%.

Only one HHL object was observed at the  $\text{HCO}^+$  line and emission has not been detected.

Detections of  $^{13}\text{CO}$  or  $\text{HCO}^+$  emission lines towards objects listed in Tables 1 and 2 were carried out for the first time.

*Acknowledgements*. We wish to thank the staffs of the Metsähovi Radio Telescope for their help with the observations.

R. A. Kandalian is particularly grateful to Finnish astronomers for their hospitality during his visit to Finland and for the opportunity to have observing time at the Metsähovi Radio Telescope.

Byurakan Astrophysical Observatory,  
Observatory and Astrophysics Laboratory,  
University of Helsinki

## ОБЗОР СВ И ННЛ ОБЪЕКТОВ В ЛИНИЯХ МОЛЕКУЛ $\text{HCO}^+$ И $^{13}\text{CO}$

Р. А. КАНДАЛЯН, П. ХАРЮНПÄÄ

14-м радиотелескоп в Метсахови был использован для поиска излучения линий молекул  $\text{HCO}^+$  ( $J=1-0$ ) и  $^{13}\text{CO}$  ( $J=1-0$ ) в направлении молекулярных облаков, каталогизированных Клеменсом и Барвейнисом (СВ), а также объектов, внешне похожих на объекты Хербига-Аро (ННЛ). Из 19 СВ-объектов  $\text{HCO}^+$  излучение было обнаружено у 2 облаков, а  $^{13}\text{CO}$  излучение было обнаружено у одного источника из четырех. Для ННЛ-объектов наблюдения были проведены, в основном, в линии  $^{13}\text{CO}$  и излучение было обнаружено у 2 источников из 7.

### REFERENCES

1. D. P. Clemens, R. Barvainis, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **68**, 257, 1989.
2. D. P. Clemens, J. Lin, Yan, M. H. Heger, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **75**, 877, 1991.
3. A. L. Gyalbudaghian, L. F. Rodriguez, F. Mendoza-Torres, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, **15**, 53, 1987.
4. A. Räisänen, A. Lehto, M. Tiuri, J. Lamb, *Electron. Lett.* **19**, 892, 1983.
5. B. L. Ulrich, R. W. Haas, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **30**, 247, 1976.
6. P. Persi, M. Ferrari-Toniolo, M. Busso, M. Roberto, F. Scaltrù, G. Stenro, *Astron. J.*, **95**, 1167, 1988.
7. M. Cohen, *Astron. J.*, **85**, 29, 1980.
8. J. M. Torreses, L. F. Rodriguez, J. Canto, J. Marcalde, A. L. Gyalbudaghian, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, **8**, 147, 1983.
9. J. G. A. Wouterloot, J. Brand, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **80**, 149, 1989.
10. P. J. Richards, L. T. Little, M. Tortseva, B. D. Heaton, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **228**, 43, 1987.
11. T. Yu. Magakjan, *Soviet Astron. J. Lett.*, **10**, 661, 1984.
12. P. Hartigan, C. J. Lada, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **59**, 383, 1985.
13. R. Racine, *Astron. J.*, **75**, 233, 1968.
14. G. H. Herbig, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **4**, 337, 1960.
15. L. F. Rodriguez, J. M. Moran, P. T. P. Ho, E. W. Gottlieb, *Astrophys. J.*, **235**, 845, 1980.
16. S. Edwards, R. L. Snell, *Astrophys. J.*, **270**, 605, 1983.
17. T. P. Ray, *Astron. Astrophys.*, **171**, 145, 1987.
18. D. K. Taylor, R. L. Diskman, N. Z. Scovill, *Astrophys. J.*, **315**, 104, 1987.
19. P. C. Myers, R. A. Links, P. J. Benson, *Astrophys. J.*, **264**, 517, 1983.
20. P. C. Myers, P. J. Benson, *Astrophys. J.*, **266**, 309, 1983.
21. P. C. Myers, M. Hager, R. L. Snell, P. F. Goldsmith, *Astrophys. J.*, **324**, 907, 1988.
22. J. Harju, *Astron. Astrophys.*, **219**, 293, 1989.

УДК 524.42: 520.82

## ФОТОМЕТРИЯ СУБФУОРА V1118 ORI (1988—1990)

Э. С. ПАРСАМЯН, М. А. ИБРАГИМОВ, Г. Б. ОГАНЯН, К. Г. ГАСПАРЯН

Поступила 6 сентября 1991

Принято к печати 10 ноября 1991

Фуорообразная вспышка, происшедшая с V 1118 Ori в 1988—90 г.г., по форме кривой блеска, колебанию в минимуме блеска и амплитуде мало отличается от первой вспышки, происшедшей в 1983 г. Во время вспышки наблюдается ультрафиолетовый эксцесс; на двухцветной диаграмме звезда занимает область выше главной последовательности. Амплитуды вспышки в лучах  $U$ ,  $B$ ,  $V$ ,  $R$  равны:  $\Delta m_U > 5.8$ ;  $\Delta m_B \sim 4.4$ ;  $\Delta m_V \sim 4.0$ ;  $\Delta m_R \sim 2.6$ .

Из наблюдений двух вспышек V 1118 Ori следует, что амплитуды вспышек не очень отличаются. В минимуме блеска у звезды наблюдались обычные быстрые вспышки, характерные для орлиновых переменных и звезд типа Т Тельца. Начиная с 1982 г. V 1118 Ori вступала в активную фазу субфуора.

1. *Введение.* Звезда V 1118 Ori, открытая Шаналом в 1983 г. [1] во время фуорообразной вспышки блеска (явление субфуора), снова вспыхнула в 1988 г. Кривая блеска звезды в период вспышки 1983—84 г.г. приведена в работе [2].

К настоящему времени накоплен фотометрический и спектральный наблюдательный материал относительно субфуоров в ассоциациях, таких, как DR Tau, VU Tau, V 1143 Ori [2—9], однако далеко недостаточный для того, чтобы выяснить вопрос, являются ли субфуоры несостоявшимися по неизвестным причинам фуорами или же это самостоятельная эволюционная фаза в жизни звезд типа Т Тельца. Повторная вспышка любого субфуора может дать ценную информацию о самом явлении.

Настоящая работа относится к поведению субфуора V 1118 Ori во время второй вспышки (1988—90 г.г.) и в нормальном состоянии.

2. *Наблюдательный материал.* Фотографические наблюдения проводились на 21", 40" телескопах системы Шмидта Бюраканской

обсерватории. Фотоэлектрические *UBVR* наблюдения проводились на 60-см телескопе Цейсса ВМЭАИ АН Узбекистана. Кроме того, одним из авторов (Э. П.) был просмотрен фотографический материал, полученный в основном Э. Чавирой на 26" телескопе системы Шмидта Института Астрономии, Оптики и Электроники в Тонантцинтла, охватывающий ряд наблюдений в лучах *UBVR* в течение 1953—1981 г.г., что составляло около 600 часов наблюдательного времени.

а. *Фотографические наблюдения.* Расположение звезды V 1118 Ori в туманности Ориона затрудняли глазомерные оценки блеска в *UBVR*, проводимые с использованием стандартных звезд Эндриуса [10]. Точность фотографических измерений порядка  $\pm 0^m.1$ . Учет поглощения не проводился. Анализ фотографических данных показал, что V 1118 Ori испытывает колебания блеска, характерные для орионовых переменных и звезд типа Т Тельца. Ниже приводятся пределы изменения блеска V 1118 Ori в лучах *UBVR* в минимуме. Что касается значений блеска в лучах *U*, то предел пластинок ее позволял уверенно определять амплитуду переменности.

<i>U</i>	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R</i>
$\geq 18.8$	17.6 + 18.2	16.3 + 17.3	15.2 + 15.8

б. *Фотоэлектрические наблюдения* проводились на 60-см телескопе Цейсса с ФЭУ-79 и аппаратурой, работающей по принципу счета фотонов. При фотометрии звездами сравнения и контрольной служили следующие звезды (эпоха 1989):

	$\alpha$	$\delta$	<i>V</i>	<i>U—B</i>	<i>B—V</i>	<i>V—R</i>
П 1507	5 <sup>h</sup> 34 <sup>m</sup> 02 <sup>s</sup>	—5°03'42"	10.284	0.171	0.267	0.246
П 1792	5 34 16	—6 33 18	8.790	—0.183	—0.049	0.001

Из-за расположения звезды в туманности и вытекающих отсюда трудностей измерения и учета влияния фона, фотометрия велась способом двух диафрагм. Использовались диафрагмы размеров 17".1 и 24". Имея отсчеты в одноименных фильтрах в 2-х диафрагмах на звезду и зная отношение площадей, можно получить чистый отсчет на звезду и на фон. Точность измерений составила  $\pm 0^m.01$  в *V*,  $\pm 0^m.02$  в цветах *B—V* и *V—R* и  $\pm 0^m.04$  в цвете *U—B*.

3. *Наблюдения вспышки субфуора V 1118 Ori.* В 1988 г. у V 1118 Ori произошла вторая фуорообразная вспышка. На рис. 1 приведена кривая блеска V 1118 Ori по наблюдениям на 21", 40", 60 см телескопах. Кругами обозначены усредненные за день значения фотовольтовых величин, точками — фотографические величины. Первые наблюдения, по имеющимся сведениям, были проведены в визуальных лучах 10.X.88 г. и 10.XI.88 г. когда  $m_v = 12.8$  и  $13.2$  соответственно [11] и 15.XI.88 г.  $m_v = 14.0$  [12]. Отсюда следует, что вспышка у V 1118 Ori началась раньше октября 1988 г. Некоторый спад, наблюдавшийся по приведенным фотовизуальным наблюдениям, подтверждается наблюдениями за 7.XII.88 г. [13]:

<i>U</i>	<i>B</i>	<i>V</i>
15.5	16.0	14.6

после чего блеск звезды снова повысился.

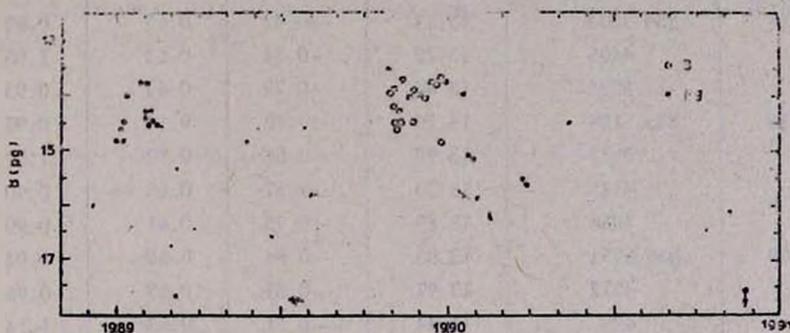


Рис. 1. Кривая блеска V 1118 Ori в лучах B ( $m_B$ ).

Наблюдения V 1118 Ori по достижению максимума прерываются до октября 1989 г. когда у звезды наблюдается максимальное значение  $m_B = 13.5$ . Из кривой блеска следует, что звезда находилась в максимуме с колебаниями блеска, по крайней мере, с октября 1988 г. по январь 1990 г., т. е. 16 месяцев. В феврале 1990 г. началось затухание вспышки, которое длилось по меньшей мере 6—7 месяцев. Таким образом, вся пронаблюдавшаяся вспышка длилась с октября 1988 г. до, примерно, августа 1990 г.

Остановимся несколько подробнее на фотовольтовых наблюдениях, позволяющих составить представление о быстрых колебаниях блеска не только за несколько дней, но и в течение одной ночи.

Фотоэлектрические наблюдения охватывали период ноябрь-декабрь 1989 г., когда звезда находилась еще в максимуме блеска. В табл. 1 приведены значения блеска и показатели цвета  $U-B$ ,  $B-V$  и  $V-R$  во время максимума блеска. На рис. 2 приводится кривая блеска  $V$  1118 Ori, построенная по фотоэлектрическим наблюдениям в лучах  $U$ , и демонстрирующая неправильные быстрые колебания блеска субфлуора.

Таблица 1

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ  $UBVR$  ДАННЫЕ  $V$  1118 ORI

Дата	JD (2447000+)	$V$	$U-B$	$B-V$	$V-R$
1	2	3	4	5	6
01.XI.89	832.3565	13.41	-0.13	0.50	0.92
02.XI.89	833.3388	13.15	-0.16	0.59	0.99
	4782	13.27	-0.47	0.68	0.99
03.XI.89	834.3602	13.63	-0.42	0.65	0.99
	4405	13.72	-0.34	0.62	1.05
	5205	13.40	-0.70	0.69	0.95
04.XI.89	835.3189	13.79	-0.49	0.64	0.92
	3632	13.99	-0.86	0.72	1.07
	4145	13.79	-0.57	0.63	0.90
	4838	13.89	-0.73	0.61	0.99
05.XI.89	836.3751	13.85	-0.94	0.68	0.94
	4272	13.97	-0.81	0.69	0.96
	4997	13.94	-0.71	0.63	1.14
06.XI.89	837.2983	13.64	-0.36	0.75	0.97
	3454	13.57	-0.50	0.62	0.96
08.XI.89	839.3123	13.75	-0.75	0.41	0.86
	3688	13.94	-0.61	0.60	0.97
	4676	13.92	-0.78	0.81	0.95
11.XI.89	842.4012	13.42	-0.70	0.28	0.67
	4675	13.55	-0.55	0.24	0.83
	5048	13.69	—	—	0.85
14.XI.89	845.4852	13.85	—	—	0.87
18.XI.89	849.5048	13.70	—	—	0.85
19.XI.89	850.3421	13.43	-0.49	0.62	0.95
22.XI.89	853.3073	13.71	-0.70	0.74	0.99
26.XI.89	857.3241	13.28	-0.49	0.63	1.01
29.XI.89	860.2547	13.38	-0.62	0.59	1.05

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6
30.XI.89	861.2860	13.53	-0.56	0.56	1.00
19.XII.89	880.1880	13.36	-0.23	0.68	0.98
	2419	13.00	-0.18	0.56	0.97
	2997	13.07	-0.38	0.61	0.94
	3568	13.19	-0.45	0.52	0.96
	4267	13.15	-0.21	0.64	0.83
20.XII.89	881.2591	13.13	-0.29	0.70	0.97*
	2668	13.04	-0.30	0.55	0.90
	3680	13.13	-0.20	0.70	0.91*
	3718	13.02	-0.35	0.58	0.84
	4339	13.17	-0.52	0.56	0.88
26.XII.89	887.1856	14.14	-0.47	0.71	1.12*
	3266	14.16	-0.51	0.68	1.08*

\*) Наблюдения проводились на 60-см рефлекторе Цейсса № 2 С. Д. Якубовым (диафрагмы 13<sup>8</sup> и 27<sup>5</sup>).

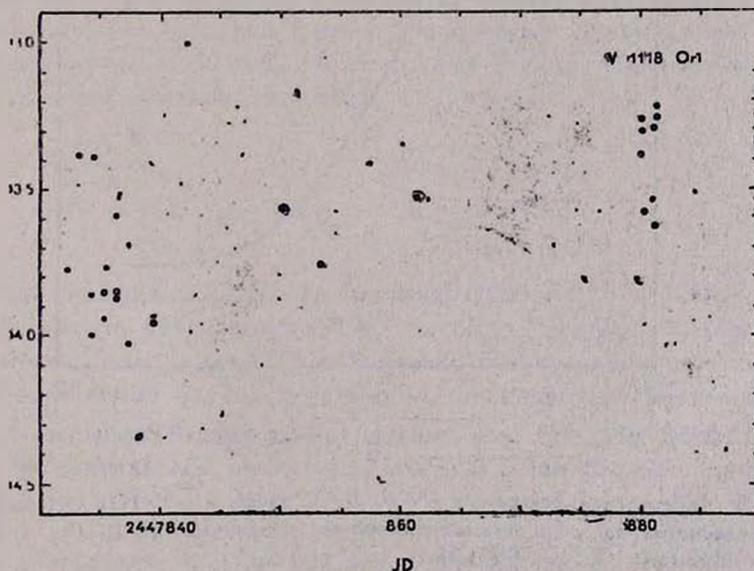


Рис. 2. Кривая блеска V 1118 Ori, построенная по фотометрическим наблюдениям в лучах U.

На двухцветной диаграмме (рис. 3) нанесены значения показателей цвета  $U-B$ ,  $B-V$  субфуров V 1118 Ori (усредненные за день, фотовольтрические величины), DR Тау, VY Тау, V 1143 Ori, UZ Тау, EX Lup в максимуме блеска или около него [2, 4, 14-16]. Там же для сравнения нанесены значения  $U-B$  и  $B-V$  для DR Тау и VY Тау в минимуме блеска: DR Тау ( $U-B=0.17$ ,  $B-V=1.36$ ) и VY Тау ( $U-B=1.24$ ,  $B-V=1.51$ ) [17, 18].

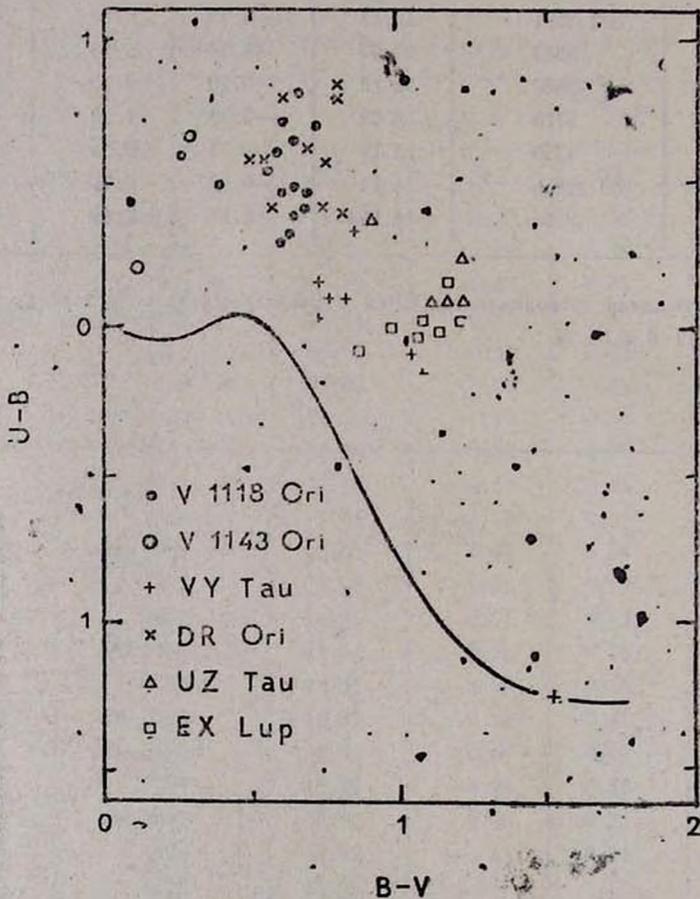


Рис. 3. Двухцветная диаграмма  $U-B$ ,  $B-V$  субфуров V 1118 Ori (построенная по усредненным за день фотовольтрическим величинам  $U$ ,  $B$ ,  $V$ ), DR Тау, VY Тау, V 1143 Ori, UZ Тау, EX Lup.

Во время вспышки субфуроры характеризуются избыточным ультрафиолетовым излучением и на диаграмме  $U-B$ ,  $B-V$  находятся

в области, характерной для звезд типа Т Тельца с сильным ультрафиолетовым избытком.

На рис. 4. приводятся зависимости  $U-B$ ,  $B-V$  и  $V-R$  от  $V$ . Из первой зависимости следует, что во время вспышки наблюдается покраснение объекта. Что касается значений  $B-V$  и  $V-R$ , то корреляции между ними и величиной  $V$  не наблюдается.

Аналогичная зависимость для DR Тау во время вспышки не показывает корреляции между цветом и блеском [16]. Относительно VY Тау, построенные по данным Смака [4] зависимости  $U-B$ ,  $B-V$  от  $V$  показывают, что чем цвет становится синее, тем звезда ярче в  $V$ . Проведенные несколько противоположные результаты свидетельствуют о сложных процессах, которые происходят в оболочках этих звезд, понимание которых связано с изучением спектров этих звезд во время вспышек, полученных с большой дисперсией. Из приведенных трех звезд у V Y Тау во время вспышки наблюдается выброс материи [4], а DR Тау относится к звездам YY Ori, у которой также наблюдается выброс [5, 7]. Что касается V 1118 Ori, то ее спектр был получен с дисперсией 100 А/мм, что не позволяло определить скорость расширения оболочки [9].

Характерный параметр вспышек — амплитуда, зависит от значения блеска звезды в минимуме перед вспышкой. В случае V1118 Ori нам неизвестно значение ее блеска непосредственно перед вспышкой, поэтому для значений блеска в минимуме принимались средние значения в лучах  $B$ ,  $V$  и  $R$ . Ниже приводятся вычисленные таким образом значения средних амплитуд:

$\Delta m_u$	$\overline{\Delta m_B}$	$\overline{\Delta m_v}$	$\overline{\Delta m_R}$
$\geq 5.8$	4.4	4.0	2.6

Если сравнить амплитуды вспышек 1983 г. [2] и 1988 г., то может показаться, что вспышка 1988 г. была мощнее. Однако, если пересчитать амплитуды 1983 г. соответственно с полученными в этой работе значениями блеска в минимуме, то станет очевидным, что амплитуды вспышек близки по величинам. Так, средняя амплитуда  $\overline{\Delta m_v}$  (1983) в визуальных лучах при максимальном блеске  $m_v = 13$  [19] равна 3.8.

4. *Поведение V 1118 Ori вне флуорообразной вспышки.* Среди обычной переменности V 1118 Ori, характерной для орионовых переменных, нам удалось обнаружить у звезды и быстрые вспышки, характерные для карликовых звезд ассоциации Ориона.

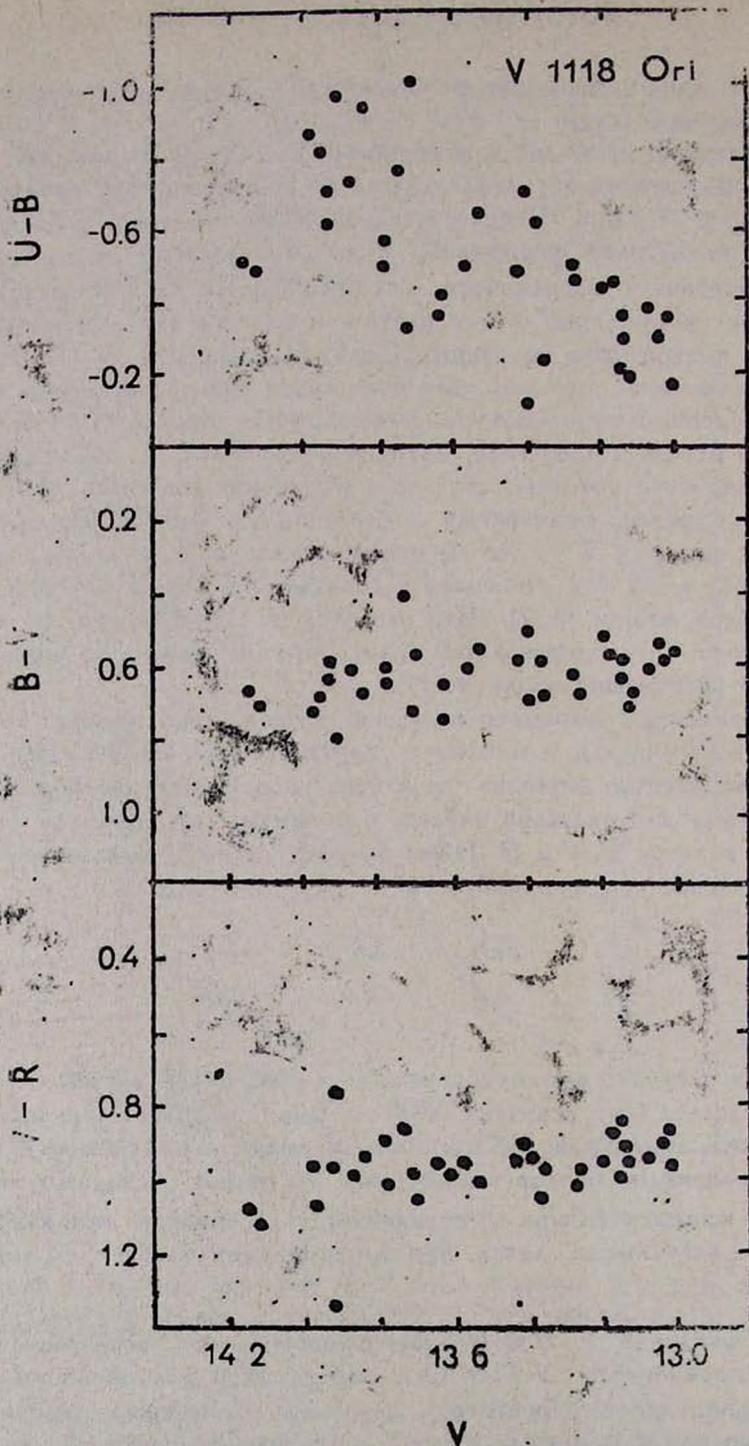


Рис. 4. Зависимости  $U-B$ ,  $B-V$  и  $V-R$  от  $V$  для V 1118 Ori.

1) Вспышка имела место 7.II.1967 г. на пластинке с шестью экспозициями по 15 минут каждая. Вспышка произошла в лучах  $U$ ,  $m_u \sim 16.8$ . Если принять, что в минимуме блеска  $m_u \sim 18.8$ , то амплитуда вспышки  $\sim 2^m$ .

2) Вспышка произошла 12.I.1977 г. Блеск звезды в лучах  $U$  достиг  $m_u = 16.2$ ,  $\Delta m_u > 2.6$ . На предыдущей пластинке изменений блеска не наблюдается.

3) Повышение блеска наблюдалось 11.I.81 г., за день до этого, изображения звезды на пластинке нет. На единственной за этот день пластинке  $m_u = 15.7$ , однако ослабления блеска звезды, наблюдаемого при обычных быстрых вспышках, здесь не наблюдается, может быть это была медленная вспышка. Амплитуда вспышки  $\Delta m_u \geq 3.1$ .

4) Повышение наблюдалось 31.I. 1981 г., когда  $m_u \sim 16.8$ , на следующий день, 1.II.1981 г.,  $m_u = 16.7$ , а 2.II.1981 г. —  $m_u = 15.7$ , амплитуда изменения  $\geq 3^m$ . Далее фотографические наблюдения прервались, т. к. начались спектральные наблюдения. На спектральной пластинке, полученной с объективной призмой, 5.II.1981 г., дающей возможность наблюдать область линии  $H_\alpha$ , у звезды наблюдалась слабая эмиссионная линия  $H_\alpha$  и усиленный непрерывный спектр. Через 2—3 дня линия  $H_\alpha$  исчезла.

Такие длительные в течение нескольких дней изменения в интенсивности эмиссионной линии  $H_\alpha$  и прилегающего непрерывного спектра ранее наблюдались у звезд SU Ori, AY Ori, PC 453 [20, 21].

За 150 часов спектральных наблюдений области Ориона с объективной призмой, полученных в обсерватории Тонантинтла, охватывающих период около 30 лет, это был единственный случай, когда достоверно наблюдалась линия  $H_\alpha$  в эмиссии.

5) Вспышка, или повышение блеска, у V 1118 Ori в лучах  $V$  наблюдалась 14.II.1960 г., когда  $m_v \sim 14.8$ ,  $\Delta m_v \sim 1.5$ .

6) В лучах  $R$  обычными являются изменения порядка  $0^m.3 - 0^m.4$ , однако 2.II.1953 г. на пластинке с двумя экспозициями по 10 минут каждая имело место повышение блеска, когда  $m_R \sim 14.5$ ,  $\Delta m_R \sim 1$ .

Слабость звезды и нахождение ее в туманности не давали возможности определить показатели цвета в минимуме блеска. Лишь три раза удалось определить показатели цвета, когда звезда, очевидно, повысила блеск или претерпела колебание в минимуме в лучах  $U$ .

$U-V$	$B-V$	$V$	Дата
0.3	1.0	16.3	3.I.1956
0.7	1.0	16.3	17.II.1956
0.3	1.0	16.3	2.III.1956

Спектр звезды, полученный во время вспышки 1988 г., богат эмиссионными линиями H $\beta$ , CaII, FeI, FeII [9]. По всем имеющимся данным можно заключить, что V 1118 Ori во время вспышки демонстрирует спектр, характерный для звезд типа T Тельца и родственных объектов и является членом ассоциации Ориона.

Приведенные данные, относительно поведения V 1118 Ori вне фазы субфуора показывают, что до вспышки у нее наблюдались быстрые вспышки, характерные для карликовых звезд в ассоциациях, скоплениях и в окрестностях Солнца. Такие же вспышки наблюдались у субфуоров V 1143 Ori и VY Tau [22, 23].

**5. Заключение.** Звезда V 1118 Ori за длительное время наблюдений в минимуме блеска демонстрировала неправильные изменения блеска, характерные для орионовых переменных и звезд типа T Тельца. Звезде присущи также обычные быстрые вспышки и более длительные изменения блеска с вспышками, ранее наблюдавшиеся у звезд SU Ori, AY Ori, PC 453. Возможно, эти звезды кандидаты в субфуоры.

Фуорообразная вспышка, происшедшая с V 1118 Ori в 1988—90 гг., по форме кривой блеска, колебанию в минимуме блеска и амплитуде мало отличается от первой вспышки, происшедшей в 1983 г. фотозлектрические наблюдения показали, что во время вспышки звезда испытывает колебания блеска  $\sim 0^m.5$ , как в течение дней так и часов. Во время вспышки наблюдается ультрафиолетовое избыточное излучение, а на двухцветной диаграмме звезда занимает область выше главной последовательности.

Максимальная амплитуда вспышки в лучах  $U \sim 5^m$ . Из наблюдений двух вспышек V 1118 Ori следует, что амплитуды вспышек остаются почти постоянными.

Начиная с 1982 г. звезда V 1118 Ori вступила в активную фазу субфуора, которая до настоящего времени (1991) характеризуется двумя фуорообразными вспышками в 1982(3)—84 и 1988—90 гг. Частота вспышки меньше, чем у V 1143 Ori и, возможно, аналогично субфуору VY Tau, со временем может повыситься.

Один из авторов (Э. П.) приносит благодарность д-ру А. Серрано за представленную возможность работать в обсерватории Тонантингла.

Бюраканская астрофизическая обсерватория  
Астрономический институт АН Узбекистана

## PHOTOMETRY OF SUBFUOR V1118 ORI (1988—1990)

E. S. PARSAMIAN, M. A. IBRAGIMOV, G. B. OHANIAN,  
L. G. GASPARIAN

Fuor-like flare of star V 1118 Ori, which took place in 1988—90 does not differ according to the shape of light curve, variation in brightness minimum and amplitude from the flare of 1983. During the flare ultraviolet excess was observed. On two colour diagram V 1118 Ori situated above the main sequence. The amplitudes of flare in U, B, V, R are:  $\Delta m_U \sim 5.8$ ,  $\Delta m_B \sim 4.4$ ,  $\Delta m_V \sim 4.0$ ,  $\Delta m_R \sim 2.6$ . From the observations of two flares of V 1118 Ori followed that amplitudes are not changed much. In the brightness minimum rapid flares typical for Orion variables and T Tau stars are observed. Since 1982 V1118 Ori are in it's active subfuor stage.

## ЛИТЕРАТУРА

1. B. G. Marsden, Circ. IAU, No. 3924, 1984.
2. Э. С. Парсамян, К. Г. Гаспарян, Астрофизика, 27, 447, 1987.
3. G. H. Herbig, Astrophys. J., 217, 693, 1977.
4. G. H. Herbig, Preprint, 1989.
5. C. Bertout, S. Krautter, C. Möllenhoff, B. Wolf, Astron. Astrophys., 61, 737, 1977.
6. C. Chavarría-K., Astron. Astrophys., 79, L18, 1979.
7. I. Appenzeller, S. Krautter, J. Smolinski, B. Wolf, Astron. Astrophys., 86, 113, 1980.
8. R. Sh. Natsvlishvili, IBVS, No 2565, 1984.
9. L. G. Gasparian, A. S. Melkontan, G. B. Ohanian, E. S. Parsamian, Flare Stars in star Clusters, Associations and Solar Vicinity, IAU Symp. No 137, ed. L. V. Mirzoyan, et al, 1990. p. 253,
10. A. D. Andrews, Eol. Obs. Tonantzintla, 34, 195, 1970.
11. Y. Garcta Garcta, Tribuna de Astronomia, N50, 1990.
12. D. W. E. Green, Circ. IAU, No. 4676, 1988.
13. L. G. Gasparian, G. B. Ohanian, IBVS, No. 3327, 1989.
14. A. Atad, I. Appenzeller, C. Bertout, S. Isobe, M. Shimitzu, O. Stahl, M. E. Walker, B. Wolf, Astron. Astrophys., 130, 67, 1984.
15. U. Bastian, R. Mandt, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 36, 57, 1979.
16. R. Mandt, U. Bastian, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 39, 245, 1980.
17. C. M. Varsavsky, Astrophys. J., 132, 354, 1960.
18. A. E. Rydgren, F. J. Vrba, Astron. J., 88, 1017, 1983.
19. Sky and Telesc., 68, 89, 1984.
20. Э. С. Парсамян, Астрофизика, 16, 87, 1980.
21. Э. С. Парсамян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 63, 11, 1990.
22. S. Hojaev, Flare Stars in Star Clusters, Associations and Solar Vicinity, IAU Symp. No. 137, ed. L. V. Mirzoyan et al, 1990, p. 81.
23. J. A. Holtzman, W. Herbst, J. Booth, Astron. J., 92, 1387. 1986.

УДК 524.312

## КОМПЛЕКС ОВ—ЗВЕЗД В ТУМАННОСТИ CARINA

Г. М. ТОВМАСЯН, Р. Х. ОГАНЕСЯН, Р. А. ЕПРЕМЯН, Д. ЮГЕНЕН

Поступила 2 октября 1991

Принята к печати 29 ноября 1991

По результатам наблюдений, выполненных на космическом телескопе „Глазар“ на длине волны  $\lambda$  1640 А, выявлено 29 ОВ-звезд, принадлежащих скоплениям Tr 16, Tr 14, Cr 228, Cr 232, Bo 11 и Tr 15, и показано, что первые четыре скопления составляют единый комплекс на среднем расстоянии около 2200 пк. На том же расстоянии в составе туманности Carina вне указанных скоплений находится еще 19 ОВ-звезд. Показано, что закон межзвездного поглощения внутри туманности Carinae отличается от нормального. Здесь  $R_{1640} = 2.14$ , тогда как при нормальном законе  $R_{1640} = 1.75$ . Показано, что разделение комплекса звезд на отдельные скопления и разделение по внешнему виду самой туманности на отдельные части обусловлено наличием внутри туманности значительного количества пыли, сконцентрированной в основном в четырех объемах конической формы с вершинами в центральной области туманности. Высказано предположение, что такую форму поглощающие облака могут иметь при их образовании нзрывным механизмом.

1. *Введение.* Туманность Carina (NGC 3372) является одной из наиболее хорошо изученных в южном небе. В этой туманности находится известная звезда  $\eta$  Car, претерпевшая взрыв в первой половине прошлого века. После взрыва произошло резкое падение яркости звезды, обусловленное, очевидно, поглощением ее излучения в образовавшейся после взрыва пылевой оболочке.

На туманность Carina проектируется несколько звездных скоплений, содержащих большое количество ОВ-звезд. Это скопления Tr 16, Tr 14, Tr 15, Cr 228 и Cr 232, а также небольшое скопление Bo 11. Эти скопления исследовались многими [1—22]. Для расстояний этих скоплений давались заметно отличающиеся друг от друга значения в пределах от 2.2 до 3.7 кпк. При этом некоторые авторы (Хербст [5] и Тернер и Моффет [9]) указывали, что скопления Tr 16, Tr 14 и Cr 228 находятся, возможно, на одинаковых расстояниях от нас. В работе [11] Тернер и др. более определенно утверждают, что эти скопления находятся на одинаковом расстоянии. Позже к тому выводу пришли

Тапиа и др. [12], причем к этой группе они добавили также скопления Tr 15 и Cr 232.

Согласно работам [5, 9, 11, 12], упомянутые скопления находятся в туманности Carina. Ранее расстояние самой туманности Carina было принято равным 2.7 кпк Шером [13].

Различные мнения были высказаны и о законе межзвездного поглощения в области туманности Carina. Фейнштейн и др. [1] и Форте [7] указывали на возможное отличие закона межзвездного поглощения в этой области от нормального. Хербст [5] на основе фотометрии звезд скоплений Tr 16 и Cr 228 утверждает, что в области туманности Carina  $R_v = 5$  и заметно отличается от среднего по небу значения, равного 3.3 [14]. Позже, правда, Тернер и Морфат [9] утверждали, что закон межзвездного поглощения для звезд скоплений в туманности Carina нормален и  $R_v = 3.2$ .

Область в созвездии Киля, включающая в себя туманность Carina, была наблюдаена с помощью космического телескопа „Глазар“ [15] в вакуумном ультрафиолете, на длине волны  $\lambda$  1640 А. Поскольку наблюдаемое излучение звезд на этой длине волны более сильно подвержено воздействию межзвездного поглощения, то эти наблюдения позволяют по новому рассмотреть проблему межзвездного поглощения в этой туманности и определить расстояния скоплений, наблюдаемых в ней. Большое воздействие межзвездного поглощения позволяет при этом и надежно выявлять члены соответствующих скоплений.

В настоящей работе нами было исследовано распределение звезд ранних спектральных классов и пылевой материи в области туманности Carina, а также исследован закон межзвездного поглощения в этой области на основе рассмотрения результатов ультрафиолетовых наблюдений, выполненных с помощью космического телескопа „Глазар“, именно тех звезд, которые находятся в пределах туманности.

2. *Наблюдательные данные.* Результаты наблюдений области туманности Carina на телескопе „Глазар“ изложены в работе [16]. В области туманности Carina с диаметром около  $1^\circ$  было наблюдаено 93 звезды. Распределение наблюдавшихся звезд в пространстве, как и в предыдущих работах [17—21], выполненных по результатам наблюдений на этом телескопе, исследовалось с помощью графика переменной экстинкции, т. е. графика зависимости  $(m-M)_{1640}$  от  $E(m_{1640}-V)$ . Для построения этого графика по Q-методу Джонсона и Моргана [22] предварительно были определены фотометрические спектральные классы и классы светимостей тех наблюдавшихся звезд, для которых имелись спектральные и/или колориметрические данные. Таких звезд было 63.

Затем были определены абсолютные звездные величины  $M_V$ . При этом для звезд спектральных классов В2 и позднее были использованы таблицы [23]. В случае О-звезд бралось среднее значение из таблиц [24—26]. Для звезд же типов Вольфа-Райе использовались таблицы из работы [27]. Затем с помощью нормальных цветов  $(m_{1640} - V)_0$ , получаемых путем интерполяции из таблиц работы [28], определялись абсолютные звездные величины  $M_{1640}$  соответствующих звезд. Определенные нами фотометрические спектральные классы исследованных звезд в системе МК приведены в табл. 1. Нумерация звезд дана по работе [16].

Используя литературные данные о  $V$ -величинах, приведенных в работе [16], и приведенные там же значения  $m_{1640}$  были определены значения модулей расстояний  $(m - M)_{1640}$  и избытков цвета  $E(m_{1640} - V)$ , с помощью которых были построены рассмотренные ниже графики переменной экстинкции.

В табл. 1 приведены также определенные нами значения  $A_{1640}$  наблюдавшихся звезд и их исправленные за поглощение модули расстояний. Значения поглощений на  $\lambda 1640 \text{ \AA}$ ,  $A_{1640}$ , были рассчитаны с помощью выражения

$$A_{1640} = R_{1640} E(m_{1640} - V),$$

где  $R_{1640}$  — угловой коэффициент наклона линии на графике переменной экстинкции, вдоль которой располагаются точки, представляющие звезды, входящие в состав одной физической группы. В случае нормального закона межзвездного поглощения, когда

$$A_V = 3.3 E(B - V) [13] \text{ и } A_{1640} = 7.69 E(B - V) [29],$$

коэффициент  $R_{1640}$  равен 1.75. При ином законе межзвездного поглощения, а именно это имеет место в рассматриваемом случае,  $R_{1640}$  имеет другое значение. Ниже, при исследовании распределения звезд в туманности Carina, определены соответствующие значения  $R_{1640}$  для различных группировок звезд, с помощью которых и определены межзвездные поглощения  $A_{1640}$  индивидуальных звезд.

Среди наблюдавшихся звезд имеется некоторое количество двойных, компоненты которых из-за низкого углового разрешения „Глазара“ наблюдались вместе. В тех случаях, когда колориметрические и спектральные данные отдельных компонентов были известны, при расчете избытков цвета и абсолютных звездных величин использовались их интегральные видимые и абсолютные звездные величины. Тогда, когда второй компонент имеет заметно более поздний спектральный класс и его вкладом в наблюдаемое на  $\lambda 1640 \text{ \AA}$  излучение можно пренебречь, в расчет брались данные только главного компонента.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ТИПЫ, МЕЖЗВЕЗДНЫЕ ПОГЛОЩЕНИЯ И ИСТИННЫЕ  
МОДУЛИ РАССТОЯНИЯ ЗВЕЗД В НАПРАВЛЕНИИ  
ТУМАННОСТИ CARINA

№	HD, CPD, Глазар°, LLNS**	Sp (MK)	$A_{1640}$	$(m_0 - M)_{1610}$	Примечания
1	2	3	4	5	6
87	92607	B0 IV	1 <sup>m</sup> .9	11 <sup>m</sup> .7	а
89	92644	B0.5 III	1.2	13.1	б
90	305443	B1.5 III	1.8	13.5	б
92	2218**	B1 IV	0.7	13.9	б
97	92740	O9.5 Iab	3.2	10.9	а, в
98	92741	B1.5 Ib	1.3	12.3	б
102	303225	B2 V	0.7	12.0	б
110	92877	B2 III	1.4	11.4	а
118	2387**	B1.5 IV	2.1	13.1	б
119	305437	B0 V	1.8	11.9	а
120	305438	O8 V	1.9	12.7	б
122	305535	B5 IV	1.0	10.6	г
125	305515	B2.5 III	1.8	12.9	б
128	305516	B0.5 V	1.4	12.9	б
129	305543	B0.5 V	3.6	11.6	Cr 228
132	93027	B0 V	2.6	11.2	Cr 228
133	93028	B0 III	2.1	12.2	Cr 228
134	93056	B1 V	2.2	11.1	Cr 228
135	305518	B0 IV	4.8	11.6	а
136	305556	B1.5 V	0.5	12.3	б
137	2617**	B0.5 V	1.7	13.9	б
139	93097	B0.5 V	3.1	11.9	Cr 228
141	93128/9	O3 V+O3 I	2.8	12.1	Tr 14, в
142	93130	O9 III	4.1	11.5	а
143	93131	B0 III (WN6)	2.8	10.9	Cr 228
144	93146	O6.5V+O9V	2.4	12.2	Cr 228
145	93160/1	O9 III	2.8	11.5	Tr 14, в
146	93162	O8 I(WN7)	4.2	12.0	Tr 16
148	305520	B1 Iab	2.7	13.9	б
149	305536	B0 V	2.7	11.3	Cr 228
151	93190	B0 IV <sub>pec</sub>	4.3	11.1	а
152	93191	B9 III	0.2	9.2	г
154	93204/5	O3 V+O8 V	3.7	11.5	Tr 16, в

1	2	3	4	5	6
155	93206	B0Ib+O9 III	3.9	11.1	a, в
156	1042-59°	B1 V	2.7	12.3	Cr 228
158	305523	O9 III	3.8	11.9	Cr 228
159	93222	O8 III	3.0	11.7	Cr 228
160	93249	O9 III	1.8	12.9	Tr 15
161	2621**	B1.5 IV	3.3	11.5	Tr 16
162	2602**	B2 III	2.6	11.7	Cr 228
163	303311	O5 V	4.1	12.3	Cr 232
164	2615**	B2.5 IV	2.3	11.6	Tr 16
165	93250	O3 III	4.1	11.9	Cr 232
166	-59°2600	O6 V	4.0	11.5	Tr 16
167	305524	O5 V	5.4	11.9	б
168	305534	B0 V	3.0	11.8	Cr 228
169	-59°2603	O9.5 IV	2.8	11.6	Tr 16
170	2716**	O5 V	4.6	13.0	б
172	303308	O5 V	2.4	12.4	Tr 16
173	305533	B3 V	2.3	11.3	а
175	93342	B1.5 Ib	3.3	13.1	б
176	93343	O5 V+O5 V	4.8	12.4	Tr 16, в
177	1043-59°	O9.5 V	5.0	11.3	Tr 16
179	2721**	O5 V	5.1	12.1	Tr 16
181	93403	O9 III	3.7	11.1	а
182	305532	O5 V	5.3	12.9	б
185	93501	B1.5 III	4.3	11.2	а
186	303304	O5	5.8	12.1	б
187	93576	B0 IV	4.9	11.4	а
189	93620	B2.5 III	3.2	11.3	а
190	93632	O5 III	2.8	12.6	Bo 11
193	93695	B3.5 V	0.3	7.9	г
196	93737	B9.5 Ia	2.3	11.9	а

Примечания. а—член комплекса скопления;

б—звезда дальнего фона;

в—двойная звезда, при расчетах использованы суммарные значения  $V$  и  $M_V$  компонентов;

г—звезда ближнего фона.

### 3. Обсуждение

3.1. *Расстояния звездных скоплений в области туманности Carina.* Ниже, с помощью графиков переменной экстинкции, построенных по результатам наблюдений на „Глазаре“, определены расстояния скоплений, наблюдаемых на небе в пределах туманности Carina. Это скопления Tr 16, Cr 228, Tr 14, Cr 232, Tr 15 и Bo 11. Очертания скоплений взяты в соответствии с работой [8].

*Скопление Tr 16.* Это скопление содержит в своем составе известную звезду  $\eta$  Car. Ввиду того, что эта звезда представляет большой интерес, анализ результатов ее наблюдений будет представлен в отдельном сообщении. Предполагается, что скопление Tr 16 вместе со звездой  $\eta$  Car расположено в туманности NGC 3372.

График переменной экстинкции, построенный по данным десяти из наблюдавшихся в области этого скопления 12 звезд, представлен на рис. 1. График построен по данным звезд № 146, 154, 166, 169, 161, 164, 172, 176, 177 и 179 (HD 93162, 93204/5, 303308, 93343, CPD — 59°2600, — 59°2603, LLNS [30] 2621, 2615, 2721 и „Глазар“ 1043—59\*). На графике не представлена звезда  $\eta$  Car ввиду неопределенности ее спектрального класса и, следовательно, абсолютной звездной величины.

Рассмотрение графика переменной экстинкции на рис. 1 показывает, что точки на этом графике достаточно хорошо располагаются вдоль прямой с угловым коэффициентом наклона  $R_{1040}$  (вычисленным по данным десяти точек), равным 2.30. Исправленный за поглощение модуль расстояния скопления Tr 16 по результатам наблюдений на  $\lambda$  1640 А („Глазар“) оказывается равным  $11^m50$ , что соответствует расстоянию в 2000 пк. Среднеквадратичные отклонения модулей расстояний звезд от среднего значения составляют  $\pm 0^m4$ .

*Скопление Cr 228.* В области этого скопления на „Глазаре“ наблюдалось 17 звезд. График переменной экстинкции для этого скопления (рис. 2) построен по тем 15 звездам, для которых имелись соответствующие спектральные и колориметрические данные. Это звезды № 129, 132, 133, 134, 139, 143, 144, 148, 149, 155, 156, 158, 159, 162 и 168 (HD 305543, 93027, 93028, 93056, 93097, 93131, 93146, 305536, „Глазар“ 1042—59\*\*, 93206, 305523, 93222, LLNS 2602 и HD 305534).

\*) Колориметрические данные взяты из работы [1], в которой эта звезда указана под номером 9.

\*\*) Колориметрические данные взяты из работы [4], в которой эта звезда указана под номером 19.

Рассмотрение этого графика показывает, что звезды № 148 и 155 являются, очевидно, звездами фона. Тринадцать звезд — членов скопления Cr 228 на графике переменной экстинкции располагаются с небольшим разбросом вдоль прямой с угловым коэффициентом наклона  $R_{1640}$ , равным 2.23. Исправленный за поглощение модуль расстояния скопления Cr 228, определенный по его 13 звездам, наблюдавшимся на „Глазаре“, почти равен исправленному за поглощение модулю расстояния Tr 16— $11^m58$ . Среднеквадратичные отклонения от среднего значения здесь чуть больше и равны  $\pm 0^m45$ . Расстояние скопления равно около 2100 пк.

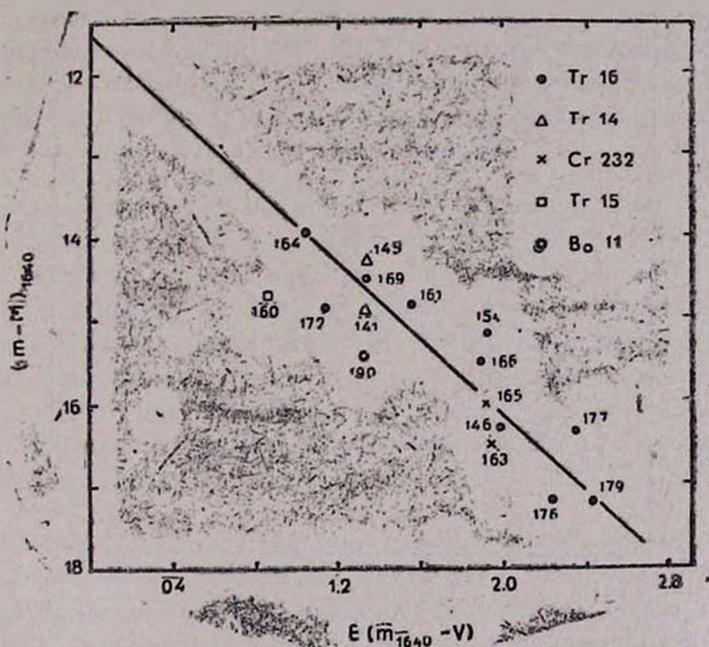


Рис. 1. График зависимости  $(m-M)_{1640}$  от  $E(m_{1640}-V)$ , построенный по данным звезд скоплений Tr 16, Tr 15, Tr 14, Cr 232 и Bo 11.

**Скопление Tr 14.** В этом скоплении, расположенном на небе близ скопления Tr 16, с помощью „Глазара“ наблюдались две звезды—№ 141 и 145 (HD 93128/9 и 93160/1). Они представлены на рис. 1. По расположению этой пары звезд на графике переменной экстинкции ничего нельзя сказать о значении  $R_{1640}$ . Если допустить, что  $R_{1640}$  здесь, как обычно, равен 1.75, то исправленный за поглощение модуль расстояния скопления, определяемый по этим двум звездам, оказыва-

ется равным  $12^{\text{m}}27$ . Однако, поскольку скопление находится на небе в туманности Сагпа и очень близко от скопления Тг 16, то естественно предположить, что значение  $R_{1640}$  здесь такое же, что и для скопления Тг 16. Тогда исправленный за поглощение модуль расстояния оказывается равным  $11^{\text{m}}55$ . Это значение прекрасно совпадает со значением модуля расстояния скопления Тг 16. Поэтому мы заключаем, что скопление Тг 14 находится от нас на том же расстоянии, что и скопление Тг 16.

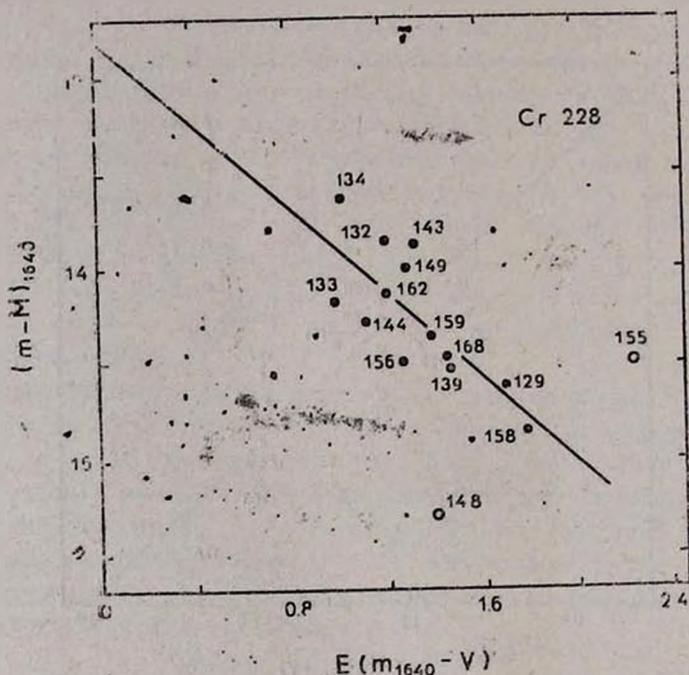


Рис. 2. График зависимости  $(m-M)_{1640}$  от  $E(m_{1640}-V)$ , построенный по данным звезд скопления Cr 228.

**Скопления Cr 232.** Это скопление расположено между двумя уже рассмотренными скоплениями Тг 16 и Тг 14, у северной границы туманности Сагпа. Эти три скопления расположены на небе настолько тесно друг к другу, что Фейнштейн и др. [1] высказали предположение, что они составляют одну группу. В этом скоплении на „Глазаре“ наблюдались две звезды, № 163 и 165 (HD 303311 и 93250). Определить по этим двум звездам (см. рис. 1) значение  $R_{1640}$  не представляется возможным. Полагая, что  $R_{1640}=1.75$ , для исправленного за по

глошение среднего модуля расстояния этих двух звезд получаем  $12^m86$ . Если же и здесь принять, что  $R_{1040} = 2.30$ , то исправленное за поглощение среднее значение модуля расстояния оказывается равным  $11^m85$ , что не сильно отличается от модулей расстояний скоплений Tr 16, Cr 228 и Tr 14. Так что и это скопление находится на том же расстоянии, что и первые три скопления.

*Скопление Tr 15.* Из звезд этого скопления наблюдалась только одна звезда, № 160. Рассмотрение графика переменной экстинкции (рис. 1), на котором проставлена точка, соответствующая этой звезде, показывает, что это скопление явно находится дальше скопления Tr 16. Если значение  $R_{1040}$  здесь обычное, то получается, что это скопление находится на расстоянии 4300 пк. Приняв, что значение  $R_{1040}$  для этого скопления тоже равно 2.30, получаем, что расстояние скопления равно около 3500 пк. Таким образом, это скопление находится дальше других рассмотренных выше скоплений.

*Скопление Vo 11.* В пределах туманности Carina, у ее юго-восточного края, расположено еще одно очень небольшое, компактное скопление Vo 11. На телескопе „Глазар“ в этом скоплении наблюдалась только одна звезда № 190 (HD 93632). Из рис. 1 видно, что эта звезда находится дальше скопления Tr 16. Если принять, что звезда № 190 подвергается поглощению по такому же закону, что и другие звезды, наблюдаемые через эту туманность, то ее расстояние равно около 3300 пк. Таким образом, скопление Vo 11 находится дальше туманности Carina.

*3.2. Комплекс звезд ранних спектральных типов в туманности Carina.* Итак, четыре из шести расположенных в пределах известной туманности Carina звездных скоплений, Tr 16, Tr 14, Cr 228 и Cr 232, находятся на одном и том же расстоянии от нас.

Таким образом, полученные с помощью „Глазара“ результаты подтверждают выводы, сделанные в работах [5, 9, 11, 12]. По данным „Глазара“, однако, это расстояние меньше и равно около 2000 — 2100 пк. Так что наблюдаемые в составе туманности Carina четыре скопления, действительно, составляют единый комплекс. Дальше туманности расположены скопления Tr 15 и Vo 11.

Видимое разделение единого комплекса звезд, находящихся в объеме туманности Carina, на отдельные скопления, так же, как, частично, и разделение самой туманности на отдельные части, является, по всей видимости, результатом воздействия поглощения пылевого облака.

Среди наблюдавшихся на телескопе „Глазар“ в направлении на туманности Sagina 93 звезд, помимо 29 звезд, обнаруженных в составе известных скоплений, еще для 34 звезд имеются спектральные и колориметрические данные и, следовательно, можно определить их рас-

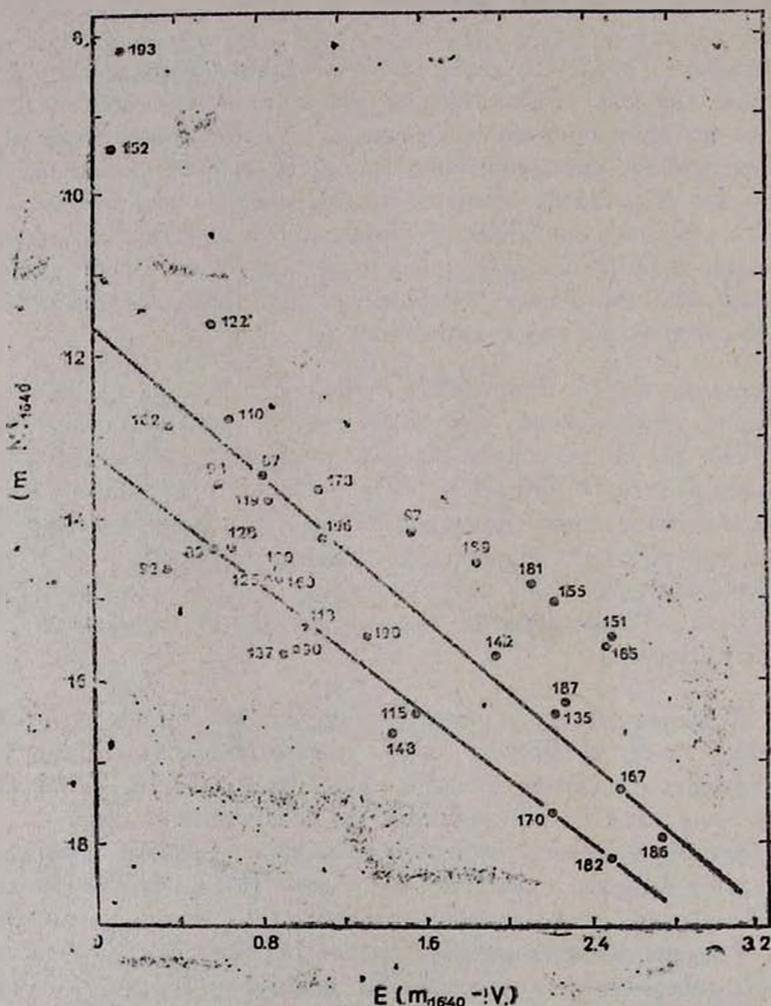


Рис. 3. График зависимости  $(m-M)_{1640}$  от  $E(m_{1640}-V)$ , построенный по данным звезд, не входящим в составы скоплений, наблюдаемых в области туманности Sagina.

стояния. Некоторые из них могут, очевидно, находиться в объеме туманности и принадлежать обнаруженному комплексу. Для их выделения был составлен график переменной экстинкции по этим 34 наблю-

давшимся здесь звездам. Этот график представлен на рис. 3. Из рассмотрения этого графика видно, что 14 звезд, № 87, 97, 98, 102, 110, 119, 135, 136, 142, 176, 173, 186, 187 и 196, находятся на расстоянии комплекса скоплений. Действительно, угловой коэффициент наклона линии на графике переменной экстинкции, вдоль которой расположены точки, соответствующие этим звездам, равен 2.03 и среднее расстояние этих звезд оказывается около 2300 пк. Так что эти 14 звезд находятся внутри туманности Carina. Пять из этих звезд, № 119, 135, 142, 167 и 173, находятся на небе между скоплениями Tr 16 и Cr 228. Девять звезд расположены в основном по периферии туманности.

Остальные звезды, наблюдавшиеся на небе в области туманности, как видно из рис. 3 расположены вне туманности. Восемь звезд, № 122, 151, 152, 155, 181, 185, 189 и 193, являются звездами ближнего флага. Как показано в работе по исследованию звезд ранних типов в области Киля [32], пять из этих восьми звезд, № 151, 155, 181, 185 и 189, находятся на расстоянии туманности Carina. Это означает, что они находятся у ближней к нам границы туманности. Девятнадцать звезд явно находятся дальше туманности. Среди них и звезды № 160 в скоплении Tr 15, и № 190 в скоплении Bo 11. Из этого графика явно видно, что эти звезды находятся вне туманности Carina, на расстоянии около 3500 пк.

Таким образом, в составе комплекса внутри туманности Carina наблюдения на „Глазаре“ выявили в общей сложности 41 звезду. Это число может быть увеличено, когда и для других наблюдавшихся здесь звезд будут известны достоверные спектральные и *UBV* данные.

Полученный результат о том, что в туманности Carina находятся 41 звезда спектрального типа ОВ, позволяет повторить сделанные выше расчеты по всем этим звездам.

Значение  $R_{1410}$ , определенное по этим звездам, оказывается равным 2.14. Исправленный за межзвездное поглощение средний модуль расстояния этих звезд равен  $11^m73$ . Соответствующее расстояние равно около 2200 пк. Среднеквадратичные отклонения исправленных за поглощение модулей расстояний индивидуальных звезд от среднего значения составляют всего  $\pm 0^m40$ , что соответствует  $\pm 450$  пк.

Таким образом, туманность Carina, вместе с содержащимися в ней ОВ-звездами, выделенными ранее в отдельные скопления, находится на расстоянии 2000 пк. Это меньше, чем все ранние определения как расстояний отдельных скоплений, находящихся в объеме туманности [1—12], так и расстояния самой туманности. Только в работе Ть и др. [8] такое же расстояние в 2200 пк дается для скопления Cr 228.

В линейной мере размер всего комплекса равен  $\sim 40$  пк.

3.3. *Закон межзвездного поглощения в туманности Carina.* Как мы видели выше, значение  $R_{1040}$ , определяющее наклон линии на графике переменной экстинкции, вдоль которой располагаются точки, представляющие звезды, составляющие физическую группу звезд, оказалось равным 2.30 и 2.23 для звезд скопления Tr 16 и Сг 228. И по данным всех 41 наблюдавшейся с помощью „Глазара“ звезды раннего класса значения  $R_{1040}$  оказалось равным 2.14. Этот результат с очевидностью говорит о том, что закон межзвездного поглощения в направлении на туманность Carina отличается от нормального, в случае которого  $R_{1010} = 1.75$ .

Весьма интересно, что значения  $R_{1040}$ , определяемые по звездам, находящимся дальше туманности и наблюдающимся сквозь нее (см. рис. 3), также отличаются от 1.75. Для следующей группы из 10 звезд (89, 118, 120, 125, 128, 160, 170, 175, 182 и 190)  $R_{1010} = 2.11$ . Среднее расстояние звезд этой группы равно 3800 пк. А для последней группы из четырех звезд (№ 90, 92, 137 и 148)  $R_{1040} = 1.88$  и среднее расстояние равно около 6000 пк. Полученные значения  $R_{1040}$  меньше, чем для группы звезд, расположенных внутри туманности, но больше, чем в случае нормального закона межзвездного поглощения. Это, очевидно, может объясняться тем, что на аномальное поглощение излучения этих звезд, происходящее при прохождении их излучения через пылевую массу туманности с необычными свойствами, накладывается обычное поглощение, имеющее место в пространстве от туманности до этих звезд и в объеме системы самих этих звезд.

Точки, представляющие на рис. 3 звезды № 97, 151, 155, 181, 185, 189, расположенные ближе туманности, уже показывают, что определяемое по ним значение  $R_{1040}$  меньше, чем для звезд туманности.  $R_{1040}$  для этих звезд равно 1.65. При этом их расстояние оказывается равным около 2000 пк, т. е. эти звезды также входят в состав комплекса, находясь на переднем фронте туманности. Таким образом, общее число обнаруженных на „Глазаре“ звезд ранних спектральных классов в составе туманности Carina равно 46.

Значение  $R_{1040}$  для звезд переднего фронта туманности говорит о том, что закон межзвездного поглощения в их случае нормален, т. е. поглощение их излучения обусловлено пылевой материей, находящейся в пространстве до туманности, а не пылью в составе самой туманности. В работе [32] показано, что для звезд, наблюдавшихся в созвездии Киля и не входящих в туманность Carina,  $R_{1040} = 1.75$  и что, следовательно, закон поглощения вне туманности нормален.

Как мы уже отмечали, ранее высказывались подозрения о том,

что в туманности Carina закон межзвездного поглощения аномален [1, 7]. Наиболее убедительно об этом утверждал Хербст [5]. Однако позднее Тернер и Моффат [9] отрицали это. Утверждение Тернера и Моффата о том, что в скоплениях Tr 16, Tr 14 и Cr 228 закон межзвездного поглощения нормален, обусловлено, по-видимому, тем, что некоторые звезды, включенные ими в анализ, могут быть звездами фона, что и искажает реальную картину. Действительно, график переменной экстинкции (рис. 4), построенный по фотометрическим данным Тернера и Моффата [9] для 19 звезд, которые по данным „Глазара“ являются членами комплекса в туманности Carina, показывает, что закон межзвездного поглощения здесь аномален. Значение  $R_V$ , определенное по графику рис. 4, получается равным 4.71, тогда как при нормальном законе  $R_V = 3.0 + 3.3$ . Средний модуль расстояния при этом оказывается равным  $11^m 78 \pm 0^m 45$ , что прекрасно согласуется с результатом, получаемым по ультрафиолетовым данным для всех звезд комплекса. При этом разброс значений здесь больше, чем при использовании ультрафиолетовых данных.

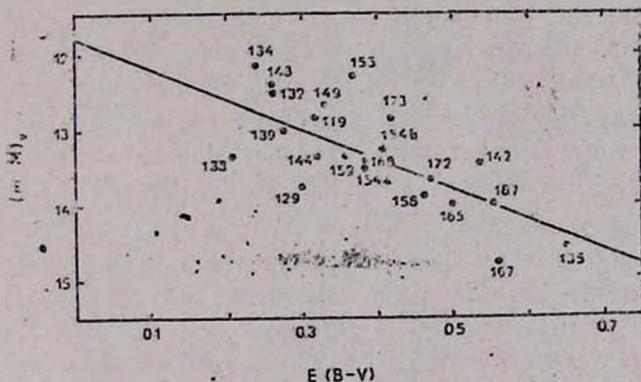


Рис. 4. График зависимости  $(m-M)$  от  $E(B-V)$ , построенный по данным звезд комплекса из работы [9].

Итак, аномальность закона межзвездного поглощения с очевидностью проявляется, когда рассматриваются только звезды, находящиеся в объеме туманности Carina. При рассмотрении вообще всех звезд, наблюдаемых в направлении созвездия Киля, определяется некоторое усредненное значение  $R$  и картина сглаживается, поскольку для областей вне туманности Carina закон межзвездного поглощения нормален.

Таким образом, закон межзвездного поглощения аномален только в объеме туманности Carina. Следовательно, пылевое вещество в пре-

делах туманности имеет иные, чем у обычной межзвездной пыли, характеристики.

3.4. *Распределение поглощающей материи.* Полученные с помощью „Глазара“ данные позволяют исследовать и распределение пылевой материи в наблюдавшейся области.

Для исследования распределения пылевой материи использованы результаты подсчетов поглощений индивидуальных звезд, приведенные в табл. 1, графики переменной экстинкции (рис. 1—3) и карты наблюдавшихся ОВ-звезд (рис. 5) и распределения значений поглощения  $A_{1040}$  индивидуальных звезд по наблюдавшейся области (рис. 6).

Рассмотрение рис. 5 выявляет любопытную особенность распределения звезд ранних спектральных классов по поверхности туманности Сагита: основная масса звезд распределена в двух секторах—северном, в котором находятся скопления Tr 16, Tr 14, и Cr 232, и южном, где находится скопление Cr 228. Если исключить из рассмотрения звезды ближнего фона, то оставшаяся часть звезд распределена в основном в трех цепочках. Одна цепочка состоит из звезд № 167, 170, 173, 180, 182, 185, 187 и 190 и тянется от центральной области туманности на юго-восток (цепочка I), вторая цепочка (цепочка II) направлена из центральной области туманности на запад и содержит звезды № 142, 137, 128, 125, 119, 107, 99, 89 и 87. В третьей, несколько более широкой цепочке (цепочка III), начинающейся несколько дальше от центра туманности и направленной на юго-запад, имеется десять звезд. Это звезды № 122, 120, 118, 113, 110, 105, 98, 92, 90 и 80.

На первый взгляд, можно было бы подумать, что просто такова структура распределения звезд в туманности. Однако в состав этих цепочек входят и звезды, расположенные дальше туманности. Это звезды № 167, 170, 182 и 190 в цепочке I, звезды № 137, 128, 125 и 89 в цепочке II и звезды № 120, 118, 98, 92 и 90 в цепочке III. Это убедительно говорит о том, что наблюдаемая картина обусловлена наличием поглощающей материи. При этом поглощающая материя оказывается сосредоточенной в нескольких секторах, сходящихся в центральной области туманности. Это, со своей стороны, убедительно говорит о том, что эта поглощающая пыль находится в составе самой туманности Сагита. Звезды же в составе туманности и расположенные за ней наблюдаются в относительно прозрачных просветах.

Судя по значениям поглощений  $A_{1040}$  у звезд, расположенных по периферии восточного сектора поглощающего облака и „смывающего“ восточную сторону скопления Tr 16, это пылевое облако наиболее плотное.

Здесь значения  $A_{1040}$  доходят до  $\sim 5^m$ . По краям западного сектора поглощающей области, проходящей по западной стороне скоплений Tr 16 и Tr 14, поглощение несколько меньше. Здесь оно порядка  $3^m5$ — $4^m2$  и только в случае звезды № 135, расположенной ближе к центру туманности, равно почти  $5^m$ .



Рис. 5. Карта на юдава млея ОВ-звезд в области туманности Carina.



Очевидно, что поглощение в средних частях этих секторов настолько велико, что там звезды вообще не наблюдаются. Наличие поглощающей материи в этих секторах определяет и внешний вид самой туманности Carina. Светящаяся масса туманности отсутствует именно в этих местах.

Выявленная структура распределения пылевой материи в туманности Carina, в полном соответствии с механизмом Амбарцумяна [34] об образовании звездных ассоциаций, наводит на мысль о взрывном образовании поглощающей материи в этой интересной туманности. Вывод о расширении туманности Carina, сделанный Дикел [31], не противоречит этому заключению.

Рассмотрение графиков переменной экстинкции (рис. 1, 3, 4) показывает, что минимальное поглощение излучения у звезд комплекса составляет около  $2^m0$ . Это означает, что в пространстве до туманности Carina имеется межзвездная пыль, которая обуславливает это поглощение. При этом это поглощение больше в северной части туманности и заметно меньше в южной части. Поглощение здесь, у звезды № 136, составляет всего  $0^m5$ . В пределах скопления Tr 16, в котором находится звезда  $\eta$  Car, поглощение доходит до  $5^m4$ . В пределах скопления Cr 228 поглощение меньше этого, оно здесь доходит до  $4^m$ . Это дополнительное поглощение, очевидно, обусловлено пылью в составе самих скоплений.

Таким образом, на внешний вид туманности Carina и распределение звезд ранних классов в ней определенное воздействие, действительно, имеет специфическое конусообразное распределение пылевого вещества в ней.

При этом очевидно, что описанная структура распределения пылевого вещества в туманности не может быть обусловлена взрывом звезды  $\eta$  Car, расположенной у восточного края скопления Tr 16. И поэтому вряд ли специфические поглощающие свойства пылевых частиц в этой туманности как-то связаны с взрывом  $\eta$  Car.

4. *Заключение.* На основе результатов наблюдений области туманности Carina, выполненных с помощью космического телескопа „Глазар“, удалось, благодаря тому, что межзвездное поглощение имеет большое воздействие на излучение звезд на длине волны  $\lambda$  1640 А, чем в видимом диапазоне, выявить членов известных скоплений Tr 16, Tr 14, Cr 228, Cr 232, Bo 11 и Tr 15 и показать, что четыре из этих шести скоплений, за исключением Tr 15 и Bo 11, находятся в объеме туманности и составляют единый комплекс. Среднее расстояние комплекса, определенное по 27 звездам—членам скоплений и 14 другим звездам, также находящимся внутри туманности, равно около  $2200 \pm$

450 пк. Очевидно, что таково же и расстояние самой туманности Carina.

17 из наблюдавшихся на небе в области туманности Carina звезд, для которых были определены расстояния, находятся вне пределов туманности. Три из них находятся ближе туманности. Четырнадцать звезд находятся дальше и наблюдаются сквозь туманность.

Показано, что закон межзвездного поглощения в области туманности Carina отличается от нормального. Если в случае нормального закона межзвездного поглощения коэффициент  $R_{1640}$ , определяемый с помощью графика переменной экстинкции, равен 1.75, то в случае звезд, находящихся в туманности Carina, этот коэффициент равен 2.14. Значение  $R_V$ , определенное по звездам, находящимся по данным „Глазара“, внутри туманности, оказывается равным 4.0. При нормальном же законе межзвездного поглощения  $R_V$  в среднем по небу равно 3.0 + 3.3.

В пространстве до туманности Carina межзвездная пыль вводит поглощение в  $1^m5-2^m$  на  $\lambda$  1640 А. Поглощение меньше на южном краю туманности.

В самой туманности пыль распределена в конусообразных объемах, вершины которых расположены в центральной области туманности. Это своеобразное распределение пыли обуславливает видимое распределение наблюдаемых на небе в пределах туманности OB звезд, находящихся в самой туманности и расположенных дальше нее.

Высказано предположение, что такое специфическое распределение пылевой материи в туманности может быть в результате взрывного процесса. Такое представление находится в соответствии с моделью Амбарцумяна [34] об образовании звездных ассоциаций.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

Женевская обсерватория

## OB STAR COMPLEX IN THE CARINA NEBULA

H. M. TOVMASSIAN, R. KH. HOVHANNESSIAN, R. A. EPREMIAN  
D. HUGUENIN

Twenty nine OB stars belonging to star clusters Tr 16, Tr 14, Cr 228, Cr 232, Bo 11 and Tr 15 are detected by observations with the space telescope Glazar. It is shown that all these clusters, except the last two compose a single complex at a mean distance of 2200 pc and that out of these clusters there are 19 more OB stars at the same distance. It is shown that the interstellar absorption law is abnormal within the Carina nebulae.  $R_{1640}$  equals to 2.14 here instead of 1.75 in the

case of normal absorption law. It is shown that the division of the single star complex to separate clusters and also the division of the nebulae itself to separate parts is due to the presence of a large amount of dust within the nebulae, which is concentrated mainly in four volumes of conical form with apexes in the central region of the nebulae. It is suggested that absorbing clouds may have such appearance in the case of their origin by an explosive event.

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. Feinstein, H. G. Marraco, J. C. Muzzio, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 12, 331, 1973.
2. N. R. Walborn, *Astrophys. J.*, 179, 517, 1973.
3. A. F. J. Moffat, N. Vogt, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 20, 125, 1975.
4. A. Feinstein, H. G. Marraco, J. C. Forte, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 24, 389, 1976.
5. W. Herbst, *Astrophys. J.*, 208, 923, 1976.
6. R. M. Humphreys, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 38, 309, 1978.
7. J. C. Forte, *Astron. J.*, 83, 1197, 1978.
8. P. S. The, R. Bakker, A. Antalova, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 41, 93, 1980.
9. D. G. Turner, A. F. J. Moffat, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 192, 283, 1980.
10. A. Feinstein, M. P. FitzGerald, A. F. J. Moffat, *Astron. J.*, 85, 708, 1980.
11. D. G. Turner, G. R. Grievs, W. Herbst, W. E. Harris, *Astron. J.*, 85, 1193, 1980.
12. M. Tapla, M. Roth, H. Marraco, M. T. Rutz, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 232, 661, 1988.
13. D. Sher, *Quart. J. RAS.*, 6, 299, 1965.
14. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, Мир, М., 1977, стр. 376.
15. Г. М. Товмасын, Ю. М. Ходжоянц, М. Н. Крмоян, А. Л. Кашин, А. Э. Захарян, Р. Х. Оганесян, М. А. Мкртчян, Г. Г. Товмасын, Д. Юсёнен, В. В. Бутов, Ю. В. Романенко, А. И. Лавейкин, А. П. Александров, *Письма в Астрон. ж.*, 14, 289, 1988.
16. Г. М. Товмасын, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, Д. Юсёнен, А. А. Волков, С. К. Крикалов, *Астрофизика*, 35, 167, 1991.
17. Г. М. Товмасын, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, Д. Юсёнен, А. С. Викторенко, А. А. Серебров, *Астрон. ж.*, 68, 942, 1991.
18. Г. М. Товмасын, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, Д. Юсёнен, *Астрофизика*, 33, 229, 1991.
19. H. M. Tovmassian, R. A. Epremtan, R. Kh. Hovhannessian, D. Huguenin, Yu. M. Khojayants, M. N. Krmoyan, A. L. Kashtn, S. I. Serova, A. P. Alexandrov, Yu. V. Romanenko, *Astrophys. Space Sci.*, 1991 (в печати).
20. H. M. Tovmassian, R. Kh. Hovhannessian, R. A. Epremtan, D. Huguenin, *Astron. Astrophys.*, 1991 (в печати).
21. Г. М. Товмасын, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, Д. Юсёнен, *Астрофизика*, 34, 301, 1991.

22. *H. L. Johnson, W. W. Morgan*, *Astrophys. J.*, 122, 142, 1955.
23. *D. M. Gottlieb*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 38, 287, 1978.
24. *N. R. Walborn*, *Astron. J.*, 77, 315, 1972.
25. *P. S. Conti, C. D. Garman, C. de Loore, D. Vanderveen*, *Astrophys. J.*, 274, 302, 1983.
26. *L. Balona, D. Crampton*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 166, 203, 1974.
27. *P. S. Conti, A. B. Underhill*, *O-stars and W-R stars*, NASA, 1983.
28. *D. J. Carnochan*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 201, 1139, 1982.
29. *G. I. Thompson, K. Nandy, C. Jamar, A. Monfils, L. Houziaux, D. J. Carnochan, R. Wilson*, *Catalogue of Stellar Ultraviolet Fluxes*, The Science Research Council, 1978.
30. *L. O. Loden, K. Loden, B. Nordstrom, A. Sundeman*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 23, 283, 1976.
31. *H. R. Dickel*, *Astron. and Astrophys.*, 31, 11, 1974.
32. *Г. М. Товмасын, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян, Д. Юсепян*, *Астрофизика*, 36, № 2, 1993.
33. *H. R. Dickel, J. V. Wall*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 20, 125, 1975.
34. *Б. А. Амбарцумян*, *Астрофизика и эволюция звезд*, Изд. АН. Арм. ССР, Ереван, 1947.

УДК 524.33:520.82.053

## ИССЛЕДОВАНИЕ КРИВЫХ БЛЕСКА МОЛОДЫХ НЕПРАВИЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ. I. SV SER И CQ TAU

Н. Х. МИНИКУЛОВ, В. Ю. РАХИМОВ, Н. А. ВОЛЧКОВА, А. И. ПИХУН

Поступила 25 ноября 1991

Принята к печати 20 декабря 1991

Представлены данные многолетних фотографических наблюдений двух Ae-звезд Хербига, SV Сер и CQ Тау, из фотографических архивов Института астрофизики АН Таджикистана, ГАИШ и Одесской обсерватории. Анализ кривых блеска показывает, что наряду с быстрыми изменениями яркости продолжительностью от нескольких дней до нескольких недель у этих звезд наблюдаются медленные изменения с характерным временем порядка тысяч дней. Интерпретация этих изменений в рамках модели переменной околозвездной экстинкции приводит к выводу о том, что обе звезды окружены молодыми протопланетными дисками, в которых существуют пылевые фрагменты разных пространственных масштабов, вплоть до  $10^{14}$  см.

1. *Введение.* SV Сер и CQ Тау относится к числу звезд Орионовой популяции [1, 2]. Фотометрические исследования SV Сер выполнены в работах [3, 4]. В них отмечено существование квазипериодических колебаний блеска вблизи яркого состояния с характерным временем в десятки дней, на которые накладываются глубокие алгоподобные минимумы. Во время глубоких минимумов блеска SV Сер зарегистрированы неоднозначные изменения показателя цвета  $B-V$  [3], подобные наблюдаемым у многих звезд с непериодическими алгоподобными минимумами (см., например, обзор Хербста [12]). Из наблюдений звезд в окрестности SV Сер [5] установлено, что закон экстинкции в этой области является нормальным. Это позволило определить избыток цвета  $E_{B-V} = 0^m4$  и модуль расстояния  $V_{max} - M = 9^m7 \pm 0^m5$ .

Вторая звезда—CQ Тау относится к числу малоисследованных переменных. Именно у нее Гетц и Венцель [6] впервые обнаружили эффект поглубления цвета в глубоких минимумах блеска. Недавно Бердюгиным и др. [7] у звезды обнаружен сильный поляризационный

эффект—рост линейной поляризации при ослаблениях блеска, обусловленный рассеянным светом от околозвездной пылевой оболочки (возможно протопланетного диска). Этот слабый рассеянный свет и является причиной поворота цветовых треков в глубоких минимумах. Следует отметить, что обе звезды относятся к числу изолированных Ae-звезд Хербига. В их спектрах наблюдается интенсивная эмиссия в линии  $H_{\alpha}$ , имеющая двухкомпонентную структуру [7, 8].

2. *Наблюдательный материал* по звездам SV Сер и CQ Тау из архива фотографического обзора неба Института астрофизики АН Таджикистана составил 409 и 334 пластинки соответственно. Для CQ Тау использовались также архивные данные из фототек ГАИШ — 238 пластинок и Одесской обсерватории—123 пластинки.

При обработке наблюдений SV Сер использовались звезды сравнения из работы [5]. Для CQ Тау во всех трех пунктах применялись одни и те же звезды сравнения. Номера этих звезд с фотографическими величинами, взятыми из каталога [9], приведены в табл. 1.

Таблица 1

## ЗВЕЗДЫ СРАВНЕНИЯ ДЛЯ CQ TAU

N	B	N	B
93	9.3	99	10.7
94	9.6	108	11.1
95	10.0	84	11.6
80	10.2	98	11.6
116	10.4	111	12.1
109	10.6	92	12.3

3. *Обсуждение.* Кривая блеска SV Сер (рис. 1) показывает, что звезда действительно большую часть времени находится в ярком состоянии. Вблизи этого состояния наблюдаются волнообразные колебания блеска с амплитудой  $\Delta m_{pg} \approx 0^m.5$ . Изредка звезда претерпевает глубокие алгоподобные ослабления блеска, достигающие  $\Delta m_{pg} \approx 1^m.5$ . Такие изменения блеска могут быть связаны с затмениями звезды пылевыми неоднородностями (облаками) [3, 4]. Значительный инфракрасный избыток, обнаруженный у SV Сер в [10], является убедительным подтверждением того, что вокруг звезды действительно существует околозвездная пылевая оболочка.

Кривая блеска CQ Тау оказалась очень сложной. Как видно из рис. 2, звезда долгое время находилась в ярком состоянии ( $m_{pg} \approx 8^m7$ ). Затем наступил период ослабления звезды (JD 2430000). Состояние минимального блеска приходится на юлианскую дату JD 2440000, после чего вновь наблюдается тенденция к увеличению яркости. Это подтверждается и данными из работы Румmlера [11], где приводятся усредненные по годам фотографические величины. Кривую блеска CQ Тау в этот период можно представить суммой двух колебаний: векового, с плавным ослаблением блеска на  $\Delta m_{pg} \approx 3^m$  и сезонного, во время которого происходят быстрые изменения яркости с амплитудой  $\Delta m_{pg} \approx 2^m$ . Необходимо также отметить, что на рис. 2 имеются интервалы времени (JD 2438000—JD 2442000), в течение которых амплитуда сезонных колебаний блеска была минимальной.

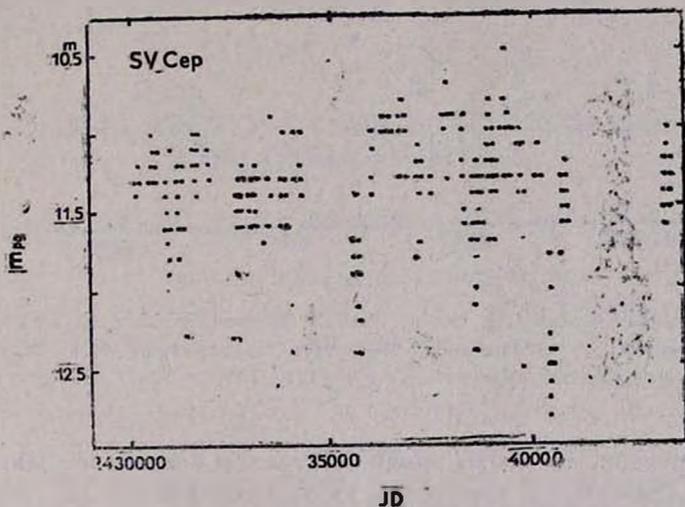


Рис. 1. Кривая блеска SV Cep по данным фотографических наблюдений из архива фотографического обзора неба Института астрофизики АН Таджикистана.

Надо заметить, что и последние по времени фотоэлектрические наблюдения звезды в полосе *B* (А. Н. Ростопчина, частное сообщение) хорошо согласуются с таким представлением кривой блеска.

Причиной алгоподобных минимумов CQ Тау, как было заподозрено в [6] и подтверждено в [7], является переменное экранирование звезды непрозрачными пылевыми сгущениями (облаками), вращающимися вокруг звезды и время от времени пересекающими луч зрения.

На вопрос о том, чем могут быть обусловлены медленные изменения блеска CQ Тау, однозначно ответить пока трудно. Провести

плавную огибающую кривой блеска SQ Tau удается лишь снизу. Не исключено, что изменения блеска SQ Tau полностью обусловлены активностью самой переменной. Однако тот факт, что вклад пыли в суммарное излучение звезды составляет 41%, а характерный размер ее дискообразной пылевой оболочки равен нескольким сотням астрономических единиц [7], позволяет думать, что как алгоподобные минимумы, так и вековые изменения блеска звезды обусловлены одной и той же причиной—переменной околосредной экстинкцией, и различие между ними связано лишь с размерами пылевых облаков и со временем, в течение которого пылевое облако пересекает луч зрения.

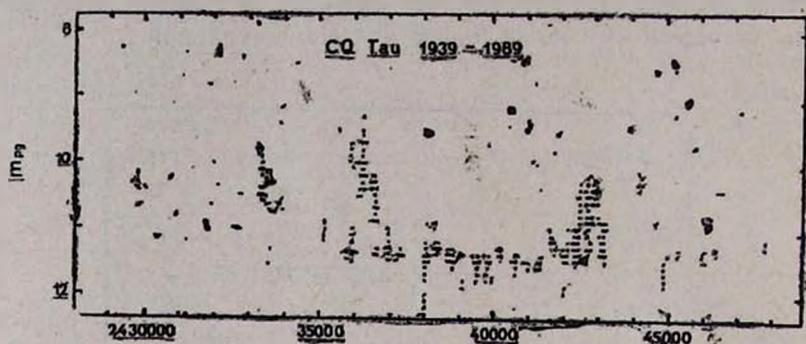


Рис. 2. Кривая блеска SQ Tau по данным фотографических наблюдений из архивов фотографического обзора неба Института астрофизики АН Таджикистана ГАИШ и Одесской обсерватории.

Если это так, то столь продолжительное состояние пониженного блеска (согласно рис. 2, с момента начала ослабления до его глубокой части прошло около 10 000 дней) может свидетельствовать о существовании крупномасштабных пылевых облаков во вращающемся околосредном диске, размеры которых могут быть сравнимы с размерами самого диска.

Оценим характерное расстояние между звездой и таким облаком. Для этого воспользуемся третьим законом Кеплера ( $T \sim r^{3/2}$ ) и предположим, что масса звезды сравнима с массой Солнца. Тогда характерному времени  $T \sim 10\,000^d$  будет соответствовать расстояние  $\sim 10$  а. е., что сравнимо с расстоянием от Солнца до Сатурна—одной из самых крупных планет Солнечной системы и много меньше характерных размеров пылевого диска SQ Tau [7]. При этом размер облака предполагается сравнимым с размером орбиты. Следует, однако, от-

метить, что к подобному глобальному понижению яркости может привести затмение звезды облаком меньшего размера, но находящимся на орбите большого радиуса. При этом облаку в три раза меньшего размера будет соответствовать орбита  $\sim 100$  а. е.

Таким образом, анализ многолетних фотографических наблюдений SV Cep и CQ Tau показывает, что изменения блеска этих звезд могут быть интерпретированы переменной околозвездной экстинкцией. Существование ИК-избытков у обеих переменных свидетельствует в пользу этой гипотезы. Если наши предположения верны, то в случае CQ Tau мы имеем дело с весьма „молодым“ протопланетным диском, в котором существуют крупномасштабные пылевые фрагменты, еще не успевшие превратиться в планеты.

Институт астрофизики АН Таджикистана,  
Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга,  
Одесская обсерватория

## THE LIGHT CURVES OF YOUNG IRREGULAR VARIABLES. I. SV CEP and CQ TAU

N. H. MINIKHULOV, V. YU. RAHIMOV, N. A. VOLCHKOVA, A. I. PIHUN

The data of extensive photographic observations of the two isolated Ae Herbig stars SV Cep and CQ Tau from the plates of photographic archives of Institute of Astrophysics, Tajic Academy of Sciences, Sternberg Astronomical Institute (Moscow) and Odessa Astronomical Observatory are presented. The analysis of light curves show the existence of rapid brightness variations in scales from days to weeks as well as slow changes in time scale of several years. Assuming that the circumstellar extinction variations to be responsible for this type of behavior, the stars considered should be surrounded by the young protoplanet disks with dust concentration blobs of sizes ranging up to  $10^{14}$  cm.

### ЛИТЕРАТУРА

1. П. Н. Холопов, Н. Н. Самусь, В. П. Горанский и др., Общий каталог переменных звезд, Наука. М. 1985.
2. G. H. Herbig, K. M. Bell, Lick Observ. Bull., N 1111, 1988.
3. W. Wenzel, Mitt. Verand. Sterne, Bd. 5, N 5, 75. 1969.
4. В. И. Кардополов, Л. В. Тимошенко, Г. К. Филиппов, Переменные звезды, 22, № 2, 137, 1985.

5. *H.-E. Froltch, S. Rosstger*, Mitt. Verand. Sterne, Bd. 6, N 1, 75, 1971.
6. *W. Gotz, W. Wenzel*, Mitt. Verand. Sterne, Bd. 5, N 2, 13, 1968.
7. *А. В. Бердюгин, С. В. Бердюгина, В. П. Гринин, Н. Х. Миниколов*, Астрож. ш., 67, 812, 1990.
8. *Г. В. Зайцева, Е. А. Колотилов*, Астрофизика, 9, 185, 1973.
9. *Н. Б. Каландадзе*, Бюлл. Абастуман. астрофиз. обсерв. 31, 66, 1964.
10. *I. S. Glass, M. V. Penston*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 167, 237, 1974.
11. *F. Rumler*, Mitt. Verand. Sterne, Bd. 8, N. 8, 135, 1980.

УДК 524.33

ПОИСК ПЕРИОДИЧНОСТИ ИЗМЕНЕНИЙ БЛЕСКА  
ИЗОЛИРОВАННОЙ Ae-ЗВЕЗДЫ ХЕРБИГА WW ЛИСИЧКИ

Н. А. ВОЛЧКОВА

Поступила 25 ноября 1991

Принята к печати 20 декабря 1991

На основании опубликованных фотопотенциальных наблюдений WW Vul проведен поиск периодов в появлении алголеподобных минимумов блеска. Обнаруженный в [7] период  $P = 404^d$  не подтвержден. В спектре мощности присутствуют два интенсивных пика, соответствующие периодам  $P_1 = 274^d$  и  $P_2 = 1100^d$ . Анализ показывает, однако, что ни один из них не обладает предсказательной силой и, следовательно, оба периода являются ложными.

1. *Введение.* Звезда WW Vul ( $Sp = A3e$ ,  $V = 10^m 25 - 12^m 6$  [1, 2]) относится к группе неправильных переменных звезд с непериодическими алголеподобными ослаблениями блеска [3]. Ее эволюционный статус в настоящее время не вполне ясен. Согласно [4] WW Vul может быть отнесена к подклассу изолированных Ae-звезд Хербига. К явным признакам, свидетельствующим о молодости звезды, относятся: 1) наличие инфракрасного избытка излучения, обусловленного тепловым излучением околозвездной пыли [5, 6]; 2) присутствие в спектре эмиссионной линии H $\alpha$ ; 3) неоднозначное поведение показателей цвета ( $U - B$ ) и ( $B - V$ ) в глубоких минимумах [7], характерное также для ряда других неправильных переменных звезд, молодость которых не вызывает сомнений. В то же время, в непосредственной близости от звезды нет группировок молодых объектов или каких-либо других продуктов недавнего звездообразования.

Недавно у звезды обнаружен предсказанный в [8] сильный поляризационный эффект, заключающийся в значительном увеличении (до 5—6%) линейной поляризации в глубоких минимумах [9, 10]. Численное моделирование наблюдаемых изменений поляризации и блеска WW Vul показывает [11], что основным источником поляризованного излучения является околозвездный пылевой диск, наблюдаемый почти

с ребра. Диск состоит из пылевых фрагментов (облаков) различных пространственных масштабов и межоблачной пыли, рассеивающей излучение звезды. При пересечении луча зрения большим пылевым облаком (способным закрыть от наблюдателя звезду) прямое неполяризованное излучение звезды слабеет и увеличивается вклад излучения, рассеянного межзвездной пылью.

Вопрос состоит в том, что представляют собой вращающиеся вокруг звезды пылевые фрагменты, на каком расстоянии от звезды они находятся и могут ли среди них быть объекты планетозимального типа? Этот вопрос тесно связан с другим: существует ли хотя бы один значимый (т. е., обладающий предсказательной силой) период в появлении алголеподобных минимумов WW Vul?

По данным Г. В. Зайцевой [7], основанным на анализе полученных ею длительных рядов фотозлектрических наблюдений, такой период у WW Vul существует и равен  $404^d$ . В этом анализе были, однако, опущены данные наблюдений, относящиеся к „спокойному“ состоянию звезды, когда ее блеск в течение длительных интервалов времени не испытывал больших изменений и был близок к максимальному.

Ниже приводятся результаты фурье-анализа всех опубликованных к настоящему времени фотозлектрических наблюдений WW Vul.

## 2. Фурье-анализ фотозлектрических наблюдений WW Vul.

Исследуемый ряд (рис. 1) представляет собой совокупность фотозлектрических наблюдений WW Vul, выполненных Г. В. Зайцевой в 1967—1982 г.г. [7], В. И. Кардополовым и Г. К. Филиппевым в 1978—1981 г.г. [12], а также наблюдения в КрАО и на Санглоке с 1986 г. по 1989 г. [9, 10]. В итоге покрыт (хотя и с разной степенью плотности) временной интервал JD 2439650—2447750 продолжительностью около 22 лет.

При анализе этого ряда были приняты меры, позволяющие свети к минимуму возможные побочные эффекты субъективного характера. К числу подобных эффектов относится „повышенное внимание“ наблюдателей к звезде в те периоды времени, когда она находилась в активном состоянии и ее блеск испытывал заметные изменения от ночи к ночи. Это хорошо видно из рис. 1: активные состояния звезды наблюдались, как правило, более детально по сравнению со спокойными состояниями. В частности, в моменты наиболее глубоких минимумов блеск звезды обычно регистрировался несколько раз (иногда до десяти) за ночь. В подобных случаях мы усредняли все изменения блеска WW Vul, выполненные в течение ночи. Таким образом, исходный массив наблюдательных данных построен по принципу: одна точка в ночь.

Поиск возможных периодов осуществлялся методом Диминга\* в диапазоне частот  $0:0.05 d^{-1}$ , что соответствует периодам  $P > 20^d$ . Разрешение по частоте  $d\nu = 3.09 \times 10^{-5} d^{-1}$ . Полученный спектр мощности показан на рисунке 2. Три максимума, два из которых порождены скважностью наблюдений, формально имеют весьма высокую статистическую значимость, близкую к 100%, однако детальное рассмотрение сверток с этими периодами (рис. 3) показывает, что на фазы минимумов приходятся также и яркие состояния звезды. Более того, оказалось, что период  $P = 1100^d$  обеспечивается совпадением всего трех глубоких минимумов, а период  $P = 274^d$  — четырех из девяти наблюдавшихся.

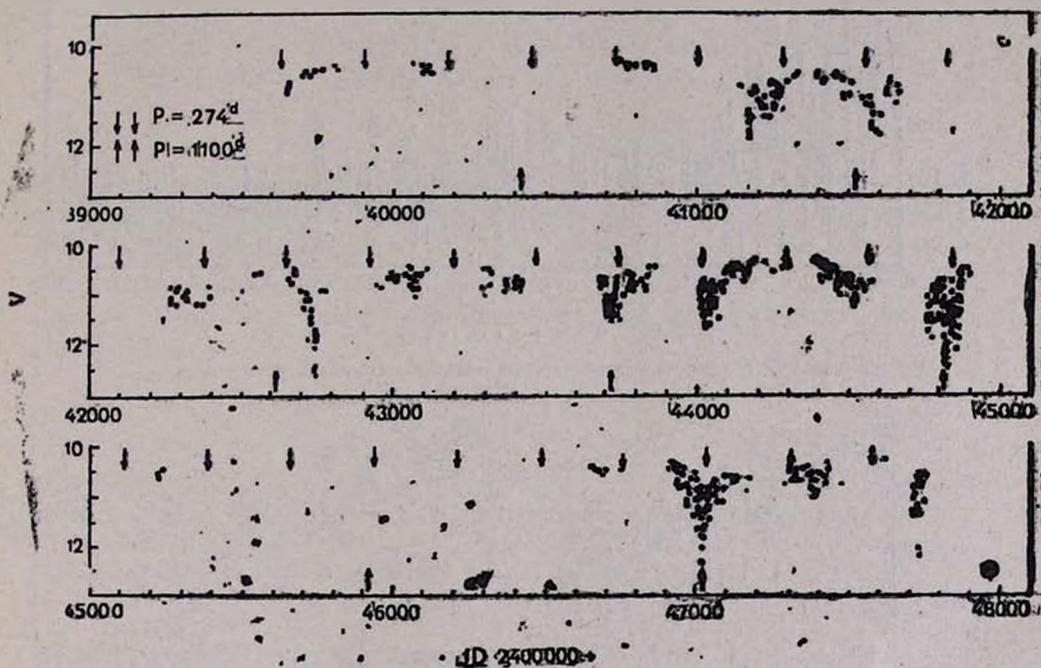


Рис. 1. Кривая блеска WW Vul. Стрелками отмечены даты с одной и той же фазой для соответствующих периодов.

\*) Строго говоря, применение метода Диминга не вполне оправдано при проверке на периодичность процессов, имеющих сильно выраженный несинусоидальный характер. Поэтому проверка реальности найденных периодов осуществляется с использованием жесткого критерия: периоды должны подтверждаться в 100% случаев.

3. *Заключение.* Таким образом, Фурье-анализ имеющихся рядов фотоэлектрических наблюдений WW Vul приводит к следующим выводам:

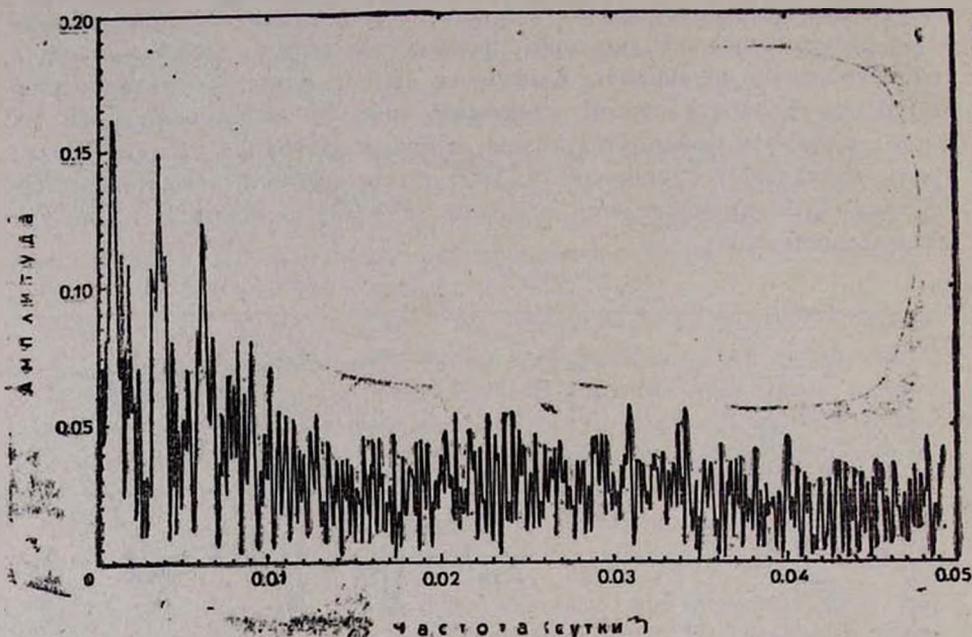


Рис. 2. Спектр мощности исследуемого ряда, полученный методом Диминга.

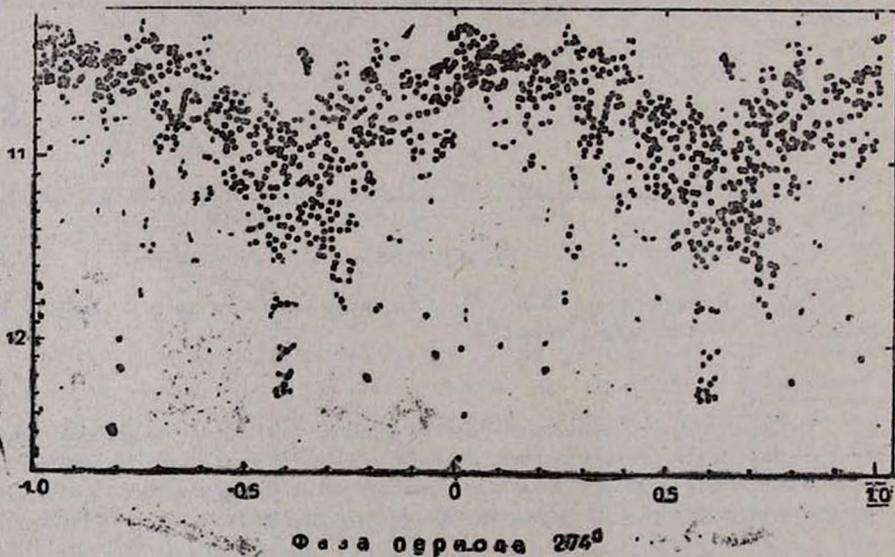


Рис. 3. Свертка кривой блеска с периодом  $P = 274^d$ .

1) Найденный в [7] период  $P = 404^d$  не подтверждается.

2) В спектре мощности присутствуют два пика, соответствующие периодам  $P = 274^d$  и  $P = 1100^d$ . Однако, несмотря на высокую формальную значимость, ни один из них не обладает предсказательной силой и, следовательно, не является реальным.

3) Если предположить, что пылевые облака вращаются вокруг звезды по кеплеровским орбитам и принять, следуя [13], массу WW Vul равной  $2M_{\odot}$ , то из предыдущего можно заключить, что радиусы орбит не могут быть меньше 4—5 астрономических единиц.

Крымская астрофизическая  
обсерватория

## SEARCH FOR PERIODICITY IN LIGHT VARIATIONS OF ISOLATED HERBIG Ae STAR WW VULPECULAE

N. A. VOLCHKOVA

The standard Deeming technique for Fourier analysis was applied to search for periods of Algol-type minima of WW Vul observations. The 404 days period reported in [7] is not confirmed. Two most intensive maxima in the power spectrum are:  $P_1 = 274^d$  and  $P_2 = 1100^d$  but any of them have the predictable sense and therefore both periods are erroneous.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Е. А. Колотило, *Астрофизика*, 13, 33, 1977.
2. G. H. Herbig, K. Robbin Bell, *Third Catalog of Emission-Line Stars of the Orion Population*, 1988.
3. S. Rossiger, W. Wenzel, *Astron. Nachr.*, 294, 29, 1972.
4. U. Bastian, U. Finkenzeller, G. Jaschek, M. Jaschek, *Astron. Astrophys.*, 126, 438, 1983.
5. M. Cohen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 161, 105, 1973.
6. I. S. Glass, M. V. Penston, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 167, 237, 1974.
7. Г. В. Зайцева, *Перемен. звезды*, 22, 1, 1983.
8. В. П. Гринин, *Письма в Астрон. ж.*, 14, 65, 1988.
9. В. П. Гринин, Н. Н. Киселев, Н. Х. Миникулов, Г. П. Чернова, *Письма в Астрон. ж.*, 14, 514, 1988.
10. А. В. Бердюгин, В. П. Гринин, Н. Х. Миникулов, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 1991 (в печати).
11. Н. В. Воцинников, В. П. Гринин, *Астрофизика*, 34, 181, 1991.
12. В. И. Кардополов, Г. К. Филиппов, *Перемен. звезд*, 22, 122, 1985.
13. Г. В. Зайцева, П. Ф. Чурайнов, *Астрофизика*, 20, 442, 1984.

УДК 524.37

## БЫСТРЫЕ ЭВОЛЮЦИОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В СПЕКРЕ ОБЪЕКТА Th 4—4

Л. Н. КОНДРАТЬЕВА

Поступила 11 февраля 1992

Принята в печати 28 февраля 1992

Представлены результаты новых наблюдений объекта Th 4—4. За последние 4 года интенсивности некоторых эмиссионных линий ([O III], He I) в его спектре увеличились в 3 раза, появились линии He II. Обсуждается повышение температур центральной звезды с 22 000°K в 1972 г. до 54 000°K в настоящее время. Существенные изменения в спектре Th 4—4 продолжаются.

1. *Введение.* Объект Th 4—4 ( $\alpha_{1950.0} = 17^h 47^m 5$ ,  $\delta = -19^\circ 52'$ ) входит в Каталог планетарных туманностей [1]. Особенность объекта состоит в том, что он претерпел существенные изменения за относительно короткий промежуток времени. До 1970—1973 гг. объект имел характеристики Ве-звезды: сильный непрерывный спектр, широкие эмиссионные линии H I и слабые эмиссии Fe II, [Fe II]. Эффективная температура звезды, определенная по методу Занстра, составляла  $T_{\text{eff}} = 22\,000^\circ\text{K}$ . Путем сравнения наблюдаемого распределения энергии в непрерывном спектре объекта с кривой функции Планка для соответствующего значения  $T_{\text{eff}}$  мы подобрали величину постоянной межзвездного поглощения  $S(\text{H}_\beta) = 1.5$ .

В последующие годы наблюдалось постепенное ослабление блеска объекта и регистрировались спектральные изменения, например появление и последующее усиление эмиссионных линий He I и [O III]. К 1988 г. интегральный блеск объекта Th 4—4 уменьшился на 1.9 зв. вел. и составлял  $15^m 3$  (в цветовой системе, близкой к V-полосе), спектр соответствовал спектру планетарной туманности низкого возбуждения. Предварительные данные, полученные для Th 4—4, опубликованы в статье автора [2]. В настоящей работе приведены результаты дальнейшего исследования этого объекта.

2. *Наблюдения. Аппаратура.* Основной объем наблюдений выполнен на телескопе АЗТ-8 (Алма-Ата, Обсерватория): получены спектрограммы и прямые снимки объекта и его окрестностей. В августе 1989 г. по нашей заявке проведены наблюдения на БТА со сканером (работа выполнена сотрудниками САО В. А. Липовецким и А. И. Шаповаловой). Краткая характеристика используемой аппаратуры приведена в табл. 1.

Таблица 1

	Дата набл.	Инструмент	Приемник излучения	Время экспоз.	Дисперсия	Спектр. диапазон
1	3—4/8 1989 г.	БТА Нэсмит 1	Спектрограф УАГС Сканер	1911 с	1,84 А/канал	3700—5900 А.
2	—	—	—	2165 с	—	—
3	8—9/6 1989 г.	АЗТ-8 Кассегр. фокус	Дифракц. Спектрограф	30 м	65 А/мм	4000—5500
4	8—9/8 1991 г.	—	ЭОП УМ-92	35 м	—	—
5	9—10/8 1991 г.	—	—	30 м	—	—
6	9—10/8 1991 г.	—	—	16 м	64 А/мм	5800—7500
7	5—6/7 1991 г.	—	ЭОП УМ-92	10 с	—	Фотографии
8	6—7/7 1991 г.	—	—	12 с	—	"
9	7—8/7 1991 г.	—	—	10 с	—	"
10	3—4/8 1991 г.	—	—	11 с	—	"

3. *Фотометрические характеристики.* Наиболее ранние данные, которыми мы располагаем, относятся к 1954 г. На картах Паломарского обозрения Th 4—4—звездообразный объект,  $M_{pg} = 15^m.3$ ,  $M_{red} = 13^m.0$ . В дальнейшем интегральный блеск объекта определялся по прямым снимкам, полученным на нашей аппаратуре. Соответствующая процедура обработки и определения звездной величины объектов, а также фотометрические данные за период 1970—1988 г.г. для Th 4—4 приведены в [2]. Использование совершенно разных фотометрических систем не позволяет установить или исключить переменность объекта до 1970 г. По результатам наблюдений в 1989—1991 г.г. интегральный блеск Th 4—4 не изменился (в пределах точности наших измерений:  $\pm 0^m.2$ ) и по-прежнему составляет:  $m = 15^m.3 \pm 0.2$ ,  $V = 15^m.7 \pm 0.5$ . (Для точного перехода от „нашей“ цветовой системы [2] к стандартным  $V$ -величинам необходим показатель цвета объекта, для Th 4—4 он неизвестен, поэтому значение  $V$  получено с большей ошибкой).

4. Спектр Th 4—4. На спектрограммах, полученных на БТА, виден сильный непрерывный спектр и большое количество эмиссионных линий. Относительные интенсивности некоторых из них приведены в табл. 2. В основном точность результатов составляет  $\pm 10\%$ . Однако, из-за неблагоприятных условий наблюдений (облачность оценивалась в 4—6 баллов), кривая реакции аппаратуры получена недостаточно точно. Вследствие этого на коротковолновой границе наблюдаемого диапазона возможны дополнительные систематические ошибки до  $50\%$ .

Таблица 2

$\lambda$	Ион	I ( $\lambda$ )	$\lambda$	Ион	I ( $\lambda$ )
3868	[Ne III]	14.5	4645	N III, C III	8.8
3889	H I	4.6	4660	C III, O II	7.6
3970	[Ne III], H I	12.9	4686	He II	9.0
4101	H I	9.8	4861	H I	100
4340	H I	20.4	4922	He I	7.2
4363	[O III]	20.7	4959	[O III]	76
4471	He I	8.3	5007	[O III]	242
4541	He II	4.6	5043	Si II	10.9

Гораздо более скромные результаты удалось получить на телескопе АЗТ-8—зарегистрированы только наиболее яркие линии H I, He I, [O III]. В табл. 3 (3 и 5 столбцы) приведены интенсивности линий, измеренные по нашим спектрограммам, средняя квадратичная ошибка результатов в основном не превосходит 10—15%. Значения в скобках получены с меньшей точностью, до 30%.

Использование двух независимых шкал для выражения интенсивностей линий (табл. 3) вызвано тем, что диапазоны длин волн, в которых выполнены наблюдения, связаны между собой недостаточно надежно. Во 2-м столбце помещены данные Акер [3], полученные в 1984 г.

Собранные в табл. 2 значения позволяют проследить за изменениями интенсивностей некоторых линий. Особенно впечатляющим являются быстрое усиление линий [O III]  $\lambda\lambda$  4959, 5007. Их относительная интенсивность увеличилась более чем в 4 раза за последние 5 лет. Причиной этого может служить рост эффективной температуры ионизирующего источника, а при плотности газа, близкой к критической,—уменьшение плотности  $N_e$ . Изменения других линий не столь

велики, однако усиление линий He I и появление эмиссии He II уверенно регистрируются и свидетельствуют о повышении степени ионизации газа, вероятно, вследствие повышения температуры  $T_{eff}$ .

Таблица 3

Дата набл.	Апрель 1984 г. Аскер [5]	Май 1988 г.	Август 1989 г. БТА	Август 1991 г.
Интенсивность эмиссионных линий в шкале $I(H_\beta) = 100$				
4861	100	100	100	100
4959	21	43	76	(98)
5007	68	130	243	286
Интенсивность эмиссионных линий в шкале $I(H_\alpha) = 300$				
5876	11	14	—	—
6563	300	300	—	300
6678	5.0	14	—	18
7065	16.5	17	—	(18)

5. *Физические характеристики Th 4—4.* Приведенные ниже оценки получены по данным сканерных наблюдений и относятся к августу 1989 г. Величина постоянной межзвездного поглощения  $C(H_\beta)$  определена по наблюдаемому бальмеровскому декременту. Теоретические значения относительных интенсивностей линий водорода взяты из работы Броклерста [4] для  $T_e = 12000$  К и  $N_e = 10^6$  см $^{-3}$ ,  $C(H_\beta) = 2.0 \pm 0.3$ .

Отношение интенсивностей эмиссионных линий [O III]  $I(4959 + 5007)/I(4363)$  использовалось для оценки электронной температуры  $T_e$  и электронной плотности  $N_e$ . Соответствующие расчеты проведены в работе Ситова [5]. Получены следующие диапазоны возможных значений физических параметров:  $N_e = 3 \times 10^6 - 10^8$  см $^{-3}$  при  $T_e = 12000 - 20000$  К.

Значения  $N_e$  близки к критической плотности для данного иона и согласуются с относительно низкой интенсивностью линий [O III] в спектре объекта в 1989 г.

Далее, используя метод Занстра, мы определили эффективную температуру источника ионизации,  $T_{eff}(He II) = 54000$  К.

Расстояние до объекта и его линейный радиус рассчитаны по наблюдаемому потоку  $F(H\beta)$  из работы Акер и др. [3]. Полагая, что  $M_r = 0.2 M_\odot$ ,  $T_e = 15\,000\text{ К}$ ,  $C(H\beta) = 2.0$ ,  $s = 1.0$ , находим при  $\theta = 1 - 2''$ ,  $D = 11.1 - 7.4$  кпк,  $R = 0.05 - 0.07$  пк.

Следует отметить, что существует некоторое несоответствие между двумя наблюдаемыми параметрами:  $N_e(O\text{ III})$  и средней электронной плотностью, вычисленной по значению потока  $F(H\beta)$ ,  $\bar{N}_e = 10^4 - 5 \times 10^3\text{ см}^{-3}$  (при  $\theta = 1 - 2''$ ). Вероятно, ионы  $O^{++}$  образуются во внутренних слоях, около звезды, где плотность действительно высока. Но тогда, судя по значению  $\bar{N}_e$ , плотность большей части оболочки должна быть меньше  $10^4\text{ см}^{-3}$ , однако в спектре объекта отсутствуют линии  $[O\text{ II}]$ ,  $[N\text{ II}]$ ,  $[S\text{ II}]$  и т. д., которые обычно образуются в подобных областях.

Лучевая скорость объекта получена по измерениям положения линии H. на наших спектрограммах,  $V_r = -20 \pm 5\text{ км/с}$ .

6. *Выводы.* На базе исследований, проведенных в течение  $\sim 20$  лет, можно попытаться сделать ряд заключений по поводу состояния и природы объекта Th 4—4.

*Основные наблюдательные факты:*

1. В течение  $\sim 20$  лет интегральная яркость объекта постоянно уменьшалась, этот процесс постепенно замедлялся и в настоящее время, видимо, прекратился. Общее изменение блеска составило 1.9 зв. вел. Одновременно наблюдалось повышение температуры  $T_{eff}$  от 22 000 К (1972 г.) до 54 000 К (1989 г.). Судя по изменениям в спектре, рост температуры продолжается и сейчас.

2. Первоначально объект представлял собой Ве-звезду с протяженной атмосферой, в которой образовывались широкие эмиссионные линии H I. На современных спектрограммах мы наблюдаем типичный спектр планетарной туманности умеренного возбуждения высокой плотности.

Падение блеска при повышении температуры возможно в случае уменьшения излучающей поверхности звезды, т. е. уменьшения ее радиуса. Учитывая временную шкалу наблюдаемых изменений, можно исключить физическое сжатие звезды. Вероятно, произошло отделение внешних слоев протяженной атмосферы, и к настоящему времени оптическая толща газа около звезды такова, что излучение свободно проходит в оболочку и ионизует ее.

Очевидно, что необходимо продолжить исследования объекта Th 4—4, по мере возможности привлекая крупные телескопы. В пер-

вую очередь нужны данные фотометрии в *UBVR*—полосах, повторные спектральные наблюдения.

Возможно, наши или зарубежные обсерватории располагают сведениями о поведении этого объекта в прошлом. Автор искренне надеется на сотрудничество со всеми заинтересованными исследователями.

Астрофизический институт им. Фесенкова  
АН Казахстана

## THE FAST EVOLUTIONAL VARIATIONS IN THE SPECTRUM OF OBJECT Th 4-4

L. N. KONDRATJEVA

The new observational results for the object Th 4—4 are presented. During the last four years the intensities of some emission lines ([O III], He I) in its spectrum have increased by the factor of about 3, the He II emissions have appeared. The changing of the central star's temperature from 22 000° K in 1972 up to 54 000° K is discussed. The remarkable transformation of the spectrum of Th 4—4 continues.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *L. Perek, L. Kohoutsk*, Catalogue of Galactic Planetary Nebulae, Prague, 1967.
2. *Л. Н. Кондратьева*, Письма в Астрон. ж., 15, 29, 1989.
3. *A. Acker et al*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 89, 237, 1991.
4. *M. Brocchurst*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 148, 417, 1970.
5. *M. J. Searon*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 170, 475, 1975.

УДК 524.312—44

ТЕРМИНАЛЬНЫЕ СКОРОСТИ И ТУРБУЛЕНТНОСТЬ  
В ЗВЕЗДНОМ ВЕТРЕ ОВ-ЗВЕЗД

А. В. ТАМБОВЦЕВА

Поступила 8 июля 1991

Принята к печати 11 февраля 1992

Определены терминальные и турбулентные скорости звездного ветра 23 ОВ-звезд путем сравнения наблюдаемых и теоретических профилей УФ резонансных линий. Распределение скорости с расстоянием находится из решения уравнений гидродинамики для сферически-симметричного стационарного и вторичного ветра. Обнаружена корреляция турбулентной скорости с радиусом, светимостью, массой и темпом потери массы звезды.

1. *Введение.* Анализ профилей ультрафиолетовых резонансных линий в спектрах звезд ранних спектральных классов свидетельствует об интенсивной потере массы этими звездами в виде звездного ветра. Ветер ускоряется от дозвуковых скоростей, которые он имеет на уровне фотосферы звезды, до сверхзвуковых порядка  $10^3$  км/с на больших расстояниях от поверхности звезды (терминальная скорость  $v_\infty$ ) [1, 2]. Терминальная скорость достигается веществом ветра в областях, где действие ускорения уже прекращается, а взаимодействие с межзвездной средой еще не становится важным. Максимальная скорость расширения ветра ( $v_*$ ), определяемая по смещению абсорбционного компонента  $P$  Cug профиля — легко измеримый и независимый от теоретических моделей ветра параметр. Если закон изменения скорости в звездном ветре описывается монотонно возрастающей функцией расстояния (что подтверждается теоретическими расчетами [1, 3]) и можно пренебречь турбулентными скоростями, то истинная терминальная скорость  $v_\infty$  равна скорости  $v_*$ . Однако сравнение теоретических профилей УФ резонансных линий с наблюдаемыми свидетельствует о существовании некоторого дополнительного (помимо теплового доплеровского) механизма уширения линий. Величина этого уширения достигает нескольких сотен км/с. Люси предположил, что такая форма профилей образуется и в случае немонотонного закона изменения ско-

рости в ветре звезды, который может быть возмущен ударными волнами [4, 5].

Присутствие ударных волн или турбулентной скорости в ветре меняет профиль линии по сравнению с профилями, рассчитанными без учета этих эффектов (см., например, атлас теоретических профилей линий Кастора и Лагерса [6]) следующим образом:

- появляются широкие абсорбционные „корыта“ у насыщенных линий;
- эмиссионный пик Р Суз профиля смещается в сторону больших длин волн;
- синий край абсорбционного компонента профиля становится менее резким и постепенно достигает континуума.

Численные значения турбулентной скорости для двух звезд ( $\zeta$  Pup, O4If и  $\tau$  Sco, B0V) были определены в ранних работах Хаманна [7] и Лагерса и Роджерсона [8]. Эти значения оказались порядка 100 км/с для  $\zeta$  Pup [7] и 150 км/с для  $\tau$  Sco [8].

В последние годы появились работы, посвященные детальному исследованию влияния турбулентной скорости на формирование профилей УФ резонансных линий C IV, N V, Si IV и субординатных линий N IV и C III для большого числа звезд ранних спектральных классов. Гроеневеген и Лагерс [9] нашли значения турбулентной скорости для ветров 27 OB-звезд; Гроеневеген и др. [10] исследовали зависимость турбулентной скорости от спектрального класса и класса светимости, а также эффективной температуры звезды. По их оценкам величины турбулентных скоростей для O-звезд находятся в интервале значений от 120 до 350 км/с. Этот факт говорит о том, что терминальные скорости, полученные по точке пересечения „синего“ края профиля поглощения с континуумом, завышены на несколько сот км/с.

В настоящей работе приводятся результаты исследования зависимости турбулентной скорости от параметров OB-звезд и звездного ветра на основе сравнения наблюдаемых и теоретически рассчитанных профилей УФ резонансных линий. Распределение скорости и плотности в расширяющихся оболочках звезд получены путем решения уравнений гидродинамики для сферически-симметричного стационарного ветра.

*2. Параметры звездного ветра и турбулентная скорость.* Рассмотрим модель сферически-симметричного стационарного и изотермического ветра, который описывается основными уравнениями гидродинамики—уравнениями сохранения массы, импульса и уравнением состояния

$$M = 4\pi r v^2 = \text{const}, \quad (1)$$

$$v \frac{dv}{dr} = \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} - \frac{GM_*}{r^2} + g_R^{Th} + g_R^L \quad (2)$$

$$P/\rho = a^2, \quad (3)$$

где  $\dot{M}$  — темп потери массы,  $r$  — радиальная координата,  $P$ ,  $\rho$ ,  $v$  — давление, плотность и скорость газа соответственно,  $G$  — гравитационная постоянная,  $M_*$  — масса звезды,  $g_R^{Th}$  — радиационное ускорение вследствие томсоновского рассеяния,  $g_R^L$  — радиационное ускорение в линиях,  $a$  — скорость звука.

В современной теории звездного ветра, порождаемого давлением излучения [3], радиационное ускорение в линиях

$$g_R^L = \frac{\sigma_e F}{c} M(t), \quad (4)$$

где множитель  $\sigma_e F/c$  представляет вклад континуума в суммарное излучение ( $\sigma_e$  — коэффициент рассеяния,  $F$  — интегральный поток излучения,  $c$  — скорость света), а множитель  $M(t)$  — вклад всех линий

$$M(t) = kt^{-a} \left( \frac{N_e}{W} \right)^\delta CF. \quad (5)$$

Здесь  $k$ ,  $a$ ,  $\delta$  — постоянные,  $t$  — „эквивалентная“ оптическая толщина  $t = \sigma_e \rho v_T (dv/dr)$ ,  $v_T$  — тепловая скорость атомов,  $N_e$  — электронная плотность,  $W$  — коэффициент дилуции,  $CF$  — множитель, учитывающий вклад в рассеяние излучения фотонов, распространяющихся в нерадиальном направлении.

Комбинируя уравнения (1) — (3) и учитывая выражение (4) для  $g_R^L$ , получаем уравнение движения в виде

$$\frac{dv}{dr} = \frac{v}{v^2 - a^2} \frac{1}{r} \left[ 2a^2 - \frac{GM_*}{r} (1 - \Gamma) + \frac{GM_*}{r} \Gamma M(t) \right], \quad (6)$$

где  $\Gamma = \sigma_e L / (4\pi c GM_*)$ ,  $L$  — светимость звезды.

Метод решения уравнения движения (6) описан в работах [11, 12]. Остановимся на главных результатах решения.

При заданных параметрах звезды и фиксированных  $k$ ,  $a$  и  $\delta$  единственным неопределенным параметром остается темп потери массы  $\dot{M}$ , который входит в уравнение (6) через  $M(t)$  ( $t \propto \rho \propto \dot{M}$ ) и является свободным параметром. Решая уравнение (6) с различными зна-

чениями  $\dot{M}$ , мы получаем набор решений с разными распределениями скорости  $v(r)$ , плотности  $\rho(r)$  и терминальными скоростями ветра.

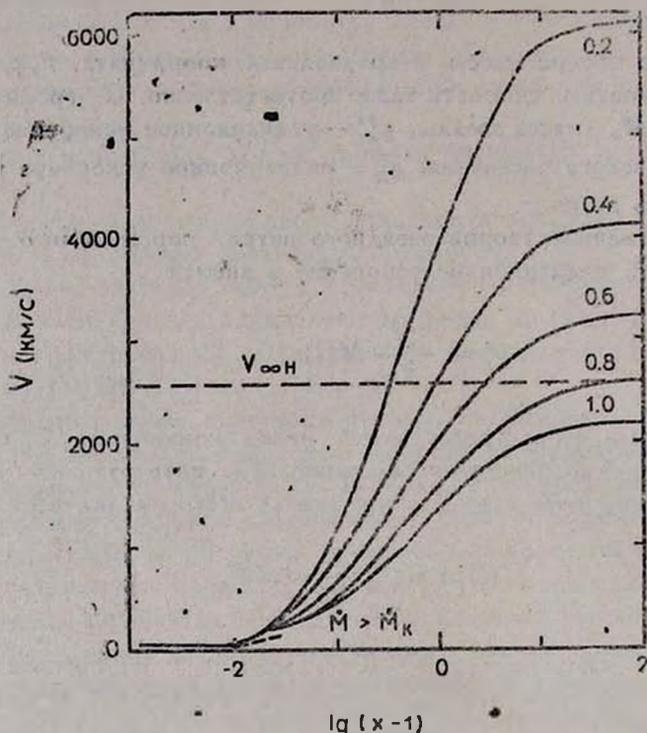


Рис. 1. Распределение скорости с расстоянием в ветре  $\zeta$  Pup. Отмечены значения темпа потери массы  $\dot{M}$ , выраженные в единицах критического  $\dot{M}_k$ , и наблюдаемая терминальная скорость 2660 км/с.

Особенностью решений уравнения движения является существование предельной величины темпа потери массы („критической“)  $\dot{M}_k$  такой, что при  $\dot{M} > \dot{M}_k$  решений уравнения (6) не существует. На рис. 1 дан набор решений для звезды  $\zeta$  Pup (O4If) с различными значениями входного параметра  $\dot{M}$ , начиная от значений  $\dot{M} = 0.2\dot{M}_k$  до  $\dot{M} = \dot{M}_k$ . Для того, чтобы выбрать из них верное решение необходимо найти критерий его поиска. Таким критерием может считаться наблюдаемая терминальная скорость звездного ветра. Для  $\zeta$  Pup, в частности, она равна 2660 км/с и достигается заданием  $\dot{M} = 0.8\dot{M}_k$ .

Так как критический темп потери массы для  $\zeta$  Pup равен по нашим расчетам  $6.8 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{ г}^{-1}$ , то темп потери массы, соответствующий наблюдаемой терминальной скорости, равен  $0.8 M_{*}$  ( $5.4 \cdot 10^{-6} M_{\odot} \text{ г}^{-1}$ ), что согласуется с  $\dot{M}$ , определенным по данным наблюдений  $(4-6)10^{-6} M_{\odot} \text{ г}^{-1}$  [2, 13].

Таким образом, мы рассчитали основные параметры звездного ветра для 21 О-звезды и 2-х В-звезд. Вычисленные значения темпа потери массы соответствуют наблюдаемой максимальной скорости расширения ветра  $v_{*}$ , обозначим их тем же индексом  $M_{*}$ .

Для проверки полученного распределения скорости в ветре были рассчитаны профили УФ резонансных линий Si IV ( $\lambda$  1393.76, 1402.77), C IV ( $\lambda$  1538.20, 1550.77), N V ( $\lambda$  1238.81, 1242.80). Ионизационный баланс рассчитывался в „небулярном“ приближении [14]. Метод расчета переноса излучения в линиях подробно описан в работе Ламерса и др. [15]. Спектр ионизирующего излучения брался планковским. Профиль коэффициента поглощения принимался гауссовым с учетом тепловой и турбулентной скоростей. Закон изменения турбулентной скорости задавался в виде  $v_{\text{турб}} = 0.1 v(r)$ , где  $v(r)$  — регулярная скорость движения ветра.

В рассчитанных профилях линий с параметрами ветра  $M_{*}$  и  $v_{*}$  „синий“ край абсорбционного компонента всегда оказывается смещенным в коротковолновую область спектра на несколько сот км/с (в среднем на 300—400 км/с). Поэтому для каждой звезды при расчете профилей линий подбиралась терминальная скорость  $v_{\infty} = sv_{*}$  ( $s$  — коэффициент пропорциональности,  $s < 1$ ) путем увеличения темпа потери массы, (что дает уменьшение терминальной скорости), пока не достигалось совпадение наблюдаемого и рассчитанного профилей линий. При этом фиксировалась разность между максимальной  $v_{*}$  и „истинной“ терминальной  $v_{\infty}$  скоростями ветра  $\Delta v = v_{*} - v_{\infty}$  и темп потери массы, соответствующий скорости  $v_{\infty}$  (обозначим его  $M_{\infty}$ ).

На рис. 2 приведены профили линий C IV для  $\zeta$  Pup, рассчитанные в предположении  $v_{\infty} = v_{*}$  (пунктир) и  $v_{\infty} = 0.89 v_{*}$  (точки). В последнем случае теоретический профиль линии хорошо согласуется с наблюдаемым (сплошная линия). Найденное смещение  $\Delta v = v_{*} - v_{\infty}$  равно 295 км/с.

Параметры ОБ-звезд, для которых были рассчитаны характеристики их ветров и профили линий, даны в табл. 1. В первых трех колонках таблицы даны номер звезды по HD (1), название (2) и спектральный тип (3), в четвертой, пятой и шестой соответственно пара-

метры звезды: эффективная температура  $T_{\text{eff}}$ , масса  $M_*$  и радиус  $R_*$  со ссылкой на источник (колонка 7), в восьмой и девятой, соответственно, наблюдаемый темп потери массы  $\dot{M}_H$  и максимальная скорость  $v_*$ , в десятой — рассчитанный темп потери массы, соответствующий наблюдаемой максимальной скорости ветра  $\dot{M}_*$ , в одиннадцатой и двенадцатой соответственно рассчитанные значения реальной терминальной скорости  $v_-$  и соответствующие ей темпы потери массы  $\dot{M}_-$ . В последней колонке даны отношения рассчитанной терминальной скорости к наблюдаемой  $v_-/v_*$ .

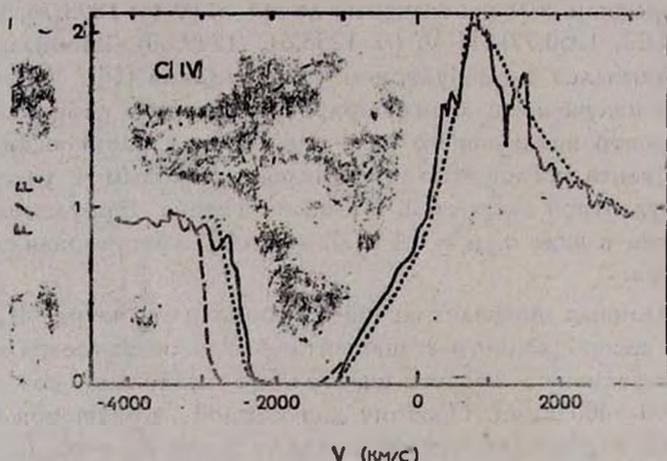


Рис. 2. Рассчитанные профили линии C IV для  $\zeta$  Pup без поправки за турбулентную скорость (пунктир) и с учетом турбулентной скорости (точки). Сплошной линией показан наблюдаемый профиль.

Анализ результатов говорит о том, что наблюдаемые „предельные“ скорости  $v_*$  превышают реальные примерно на 10—15%. Среднее отношение  $v_-/v_*$  для O-звезд равно 0.87, что очень близко к средним значениям  $v_-/v_*$ , полученным другими авторами: 0.87 (Грое-невеген и Ламерс [9]), 0.85 (Ховарс и Принья [13]).

Надо заметить, что для двух звезд ( $\xi$  Per и HD 151804) наблюдается совпадение профилей и при  $v_- = v_*$ . Отличительной чертой этих звезд является то, что терминальные скорости их ветров  $v_- (=v_*)$  получаются в расчетах при темпе потери массы, равном или близком к критическому.

НАБЛЮДАЕМЫЕ И РАССЧИТАННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ВЕТРА ОВ-ЗВЕЗД

Таблица 1

HD	Звезда	Спектр. класс	$T_{\text{eff}}/10^4 \text{ K}$	$M_*/M_{\odot}$	$R_*/R_{\odot}$	Литература	$\dot{M}_{\text{OH}}$	$V_{\text{OH}}$	$\dot{M}_{\text{O}}$	$\dot{M}_{\text{H}}$	$V_{\infty}$ км/с	$V_{\infty}/V_{\odot}$
93129 A		O 3I f +	4.5	100	21	[13]	12.6	3950	9.8	12.0	3265	0.83
66811	$\epsilon$ Pup	O 4I f	4.2	74	19	[13]	5.0	2660	5.4	6.4	2365	0.89
164794	g Sgr	O 4 V	5.0	64	12	[3]	4.1	3550	4.7	4.8	3150	0.90
14947		O 5I f +	3.9	60	19	[13]	3.2	2550	3.3	3.8	2290	0.90
15558		O 5III (f)	4.3	78	19	[13]	6.3	3200	5.6	6.0	2970	0.93
210839	$\lambda$ Cep	O 6 e f	3.8	65	23	[16]	4.1	2600	3.3	3.5	2230	0.86
101190		O 6 V ((f))	4.2	53	14	[13]	2.0	3100	1.8	2.0	2890	0.93
93130		O 6III (f)	4.1	49	13	[13]	1.3	3100	1.1	1.4	2665	0.86
163758		O 6.5I e f	3.7	69	24	[13]	5.8	2675	5.3	6.0	2280	0.85
192639		O 7I b (f)	3.6	52	20	[13]	2.5	2700	2.1	2.7	2293	0.85
47839	15 Mon	O 7 V ((f))	3.5	29	12	[16]	0.5	2600	0.3	0.4	2165	0.83
24912	$\xi$ Per	O 7.5III ((f))	3.4	27	11	[16]	0.3	2600	0.4	0.4	2600	1.00
151804		O 8I a f	3.3	64	31	[16]	7.9	1475	9.6	9.6	1475	1.00
47129	V 640 Mon	O 8 p	3.5	39	17	[13]	1.0	2640	1.1	1.4	2260	0.86
36861	$\lambda$ Ori	O 8III ((f))	3.5	29	12	[16]	0.3	2650	0.4	0.5	2205	0.83
57061	$\tau$ CMa	O 9II	3.2	56	30	[13]	4.0	2350	3.5	4.2	2075	0.88
37742	$\zeta$ Ori	O 9.5I	3.2	60	31	[13]	5.0	2250	4.3	5.0	2025	0.90
30614	$\alpha$ Cam	O 9.5I a	3.0	48	30	[16]	4.1	1900	1.0	1.2	1610	0.84
93222		O 9.5I b	3.8	34	11	[13]	0.3	3050	0.4	0.5	2520	0.83
188209		O 9.5I ab	3.0	34	21	[13]	2.5	2100	2.5	3.0	1750	0.83
149038	$\mu$ Nor	O 9.7	3.0	40	25	[13]	2.0	2200	1.6	1.9	1865	0.85
38771	$\kappa$ Ori	B0 5I ab	2.6	33	28	[16]	2.9	1800	2.8	3.0	1720	0.83
91316	$\rho$ Leo	B 1I a	2.1	24	31	[16]	1.1	1350	0.9	1.3	1295	0.82

На рис. 3 приведены рассчитанные и наблюдаемые профили резонансных линий для ряда звезд из нашего списка. Наблюдаемые профили линий взяты из работ [2, 9, 13, 16]. Все расчеты проводились в рамках модели „холодного“ ветра ( $T_* = 0.9T_{\text{off}}$ ). Из рис. 3 видно удовлетворительное соответствие рассчитанных профилей УФ резонансных линий наблюдаемым.

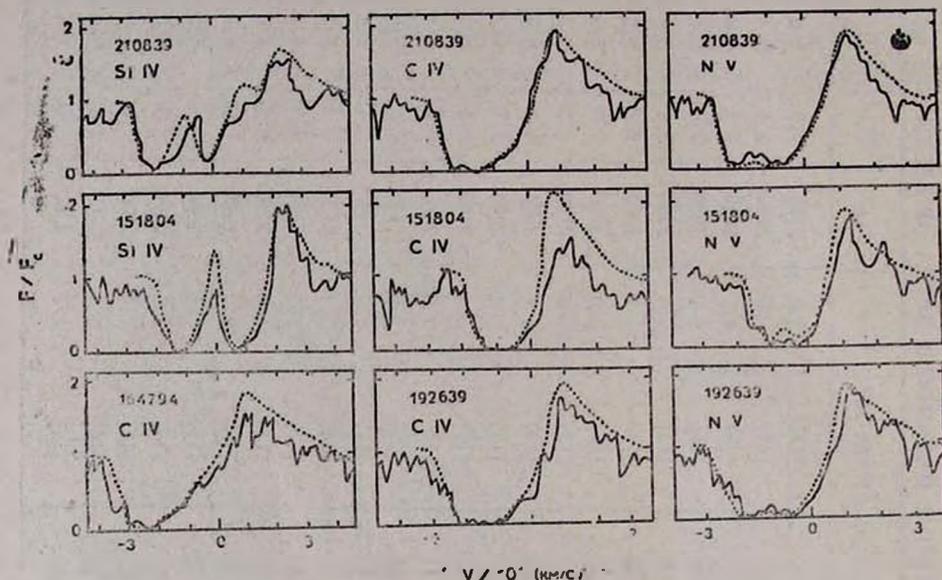


Рис. 3. Рассчитанные (точки) и наблюдаемые (сплошная линия) профили линий для звезд  $\lambda$  Cor, HD 151804, 9 Sgr и HD 192639.

3. *Корреляция турбулентной скорости с параметрами звезды и звездного ветра.* Нами были проведены исследования по поиску корреляции между турбулентной скоростью и основными параметрами звезды и звездного ветра. Из расчетов динамики ветра и профилей линий мы находим разность между наблюдаемой и реальной терминальными скоростями  $\Delta v = v_* - v_{\infty}$  (поправка за турбулентную скорость). На рис. 4 приведены зависимости рассчитанных смещений скорости  $\Delta v$  от логарифма светимости, массы, темпа потери массы и радиуса звезды. Поправка за турбулентную скорость уменьшается с ростом всех перечисленных параметров от значений  $\approx 500$  км/с (поздние O-звезды) до  $\approx 200$  км/с (ранние O-звезды). С остальными параметрами (эффективная температура, „предельная“ скорость расширения  $v_{\infty}$ , скорость убегания на поверхности звезды, спектральный класс и класс светимости) корреляция не обнаружена. Зависимости между смещени-

ем скорости  $\Delta v$  и  $L$ ,  $M_*$ ,  $R_*$  и  $\dot{M}$  для  $O$ -звезд, определенные методом наименьших квадратов, имеют вид

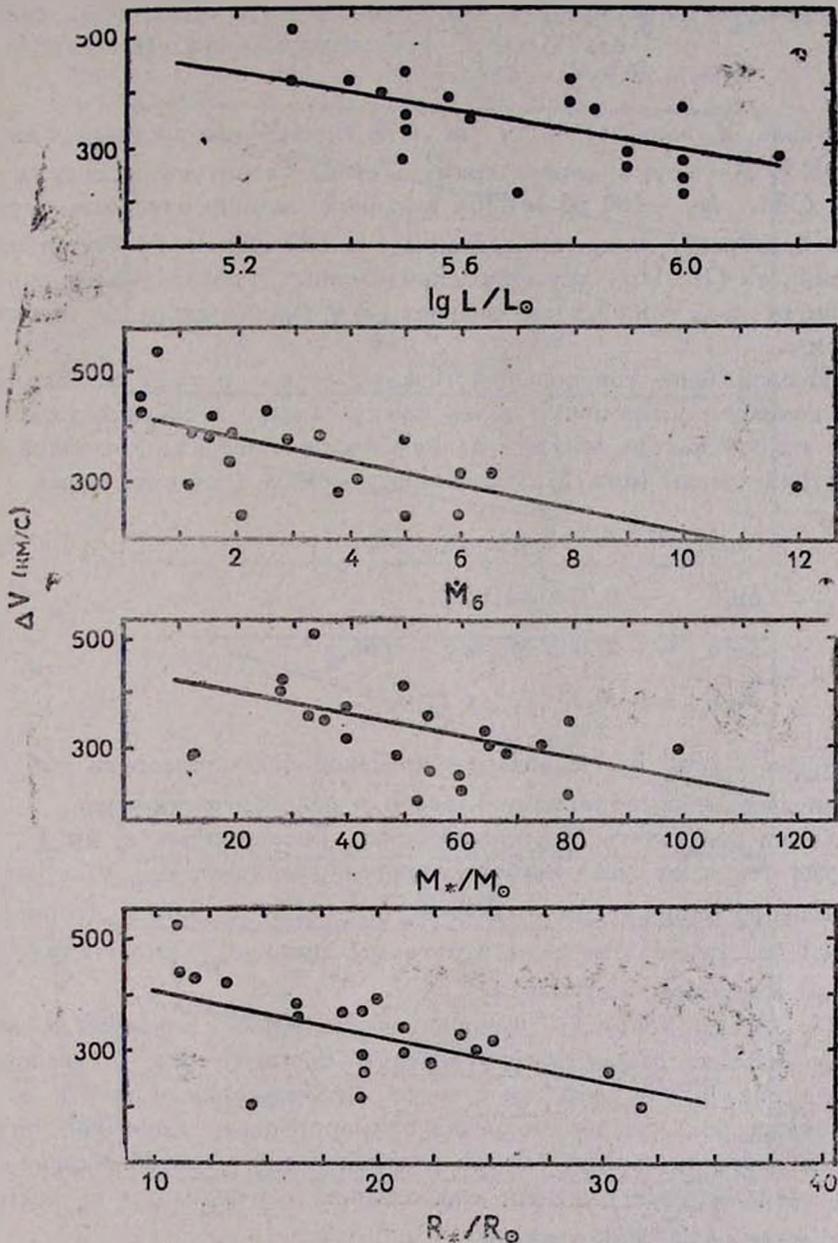


Рис. 4. Зависимость  $\Delta V = V_\infty - V_\infty$  от светимости, темпа потери массы, массы и радиуса звезды.

$$\begin{aligned}\Delta v &= -202.6 \lg L/L_{\odot} + 1500, \\ \Delta v &= -2.2 M_*/M_{\odot} + 455, \\ \Delta v &= -8.7 R_*/R_{\odot} + 501, \\ \Delta v &= -21.9 M_0 + 413,\end{aligned}\tag{7}$$

где запись  $\dot{M}_0$  означает  $\dot{M}/(10^{-6} M_{\odot} \text{ г}^{-1})$ . Исключение составляет звезда HD 93129 A — одна из самых ярких O-звезд Галактики (спектральный класс O3If,  $M_* = 100 M_{\odot}$ ). При заданном законе изменения турбулентной скорости смещение составляет  $\simeq 680$  км/с и не подчиняется зависимости (7). При другом распределении турбулентной скорости, например,  $v_{\text{турб}} = 0.05 v(r)$ , разность  $\Delta v$  уменьшается до величины 350 км/с.

Исследование соотношений между  $\Delta v/v_{\text{ус}}$  и теми же параметрами выявляет более явную связь между  $\Delta v/v_{\text{ус}}$  и светимостью, массой и темпом потери массы и слабую корреляцию с эффективной температурой звезды (рис. 5). Зависимости между ними имеют вид

$$\begin{aligned}\Delta v/v_{\text{ус}} &= -0.73 \lg L/L_{\odot} + 1.68, \\ \Delta v/v_{\text{ус}} &= -0.02 \dot{M}_0 + 0.45, \\ \Delta v/v_{\text{ус}} &= -0.003 M_*/M_{\odot} + 0.56, \\ \Delta v/v_{\text{ус}} &= -0.07 T_{\text{эфф}} + 0.66,\end{aligned}\tag{8}$$

где  $T_{\text{эфф}} \equiv T_{\text{эфф}}/10^4$  К. Не обнаружено какой-либо корреляции с  $v_{\text{ус}}$ , радиусом звезды, спектральным классом и классом светимости.

Наши результаты не противоречат Гроеневергена и др. [9, 10], которые отмечают лишь слабое уменьшение величины  $v_{\text{турб}}/v_{\text{с}}$  с ростом эффективной температуры от  $0.15 v_{\text{с}}$  (O9 — B1) до  $0.08 v_{\text{с}}$  (ранние O звезды), а также отмечают отсутствие связи  $v_{\text{турб}}$  со спектральным классом и классом светимости.

Не касаясь вопроса о природе турбулентных движений в ветре, найдем связь поправки за турбулентную скорость  $\Delta v$  и значением самой турбулентной скорости в ветре. Исследования Ламерса и др. [15] показывают, что эта поправка примерно равна удвоенной турбулентной скорости; иными словами, определяемую из наблюдений скорость ветра на бесконечности можно записать в виде  $v_{\infty} = v_{\infty} + 2v_{\text{турб}}$ , при условии, что  $v_{\text{турб}} = \text{const}$ .

Наши расчеты профилей линий с  $v_{\text{турб}} = \Delta v/2 = \text{const}$  дают удовлетворительное согласие с наблюдаемыми профилями; расхождение

между теоретическими профилями в случае (а) (турбулентная скорость увеличивается с расстоянием) и (б) (турбулентная скорость постоянна и равна  $\Delta v/2$ ) наблюдается только в крыле профиля поглощения, причем вариант (а) лучше соответствует наблюдениям.

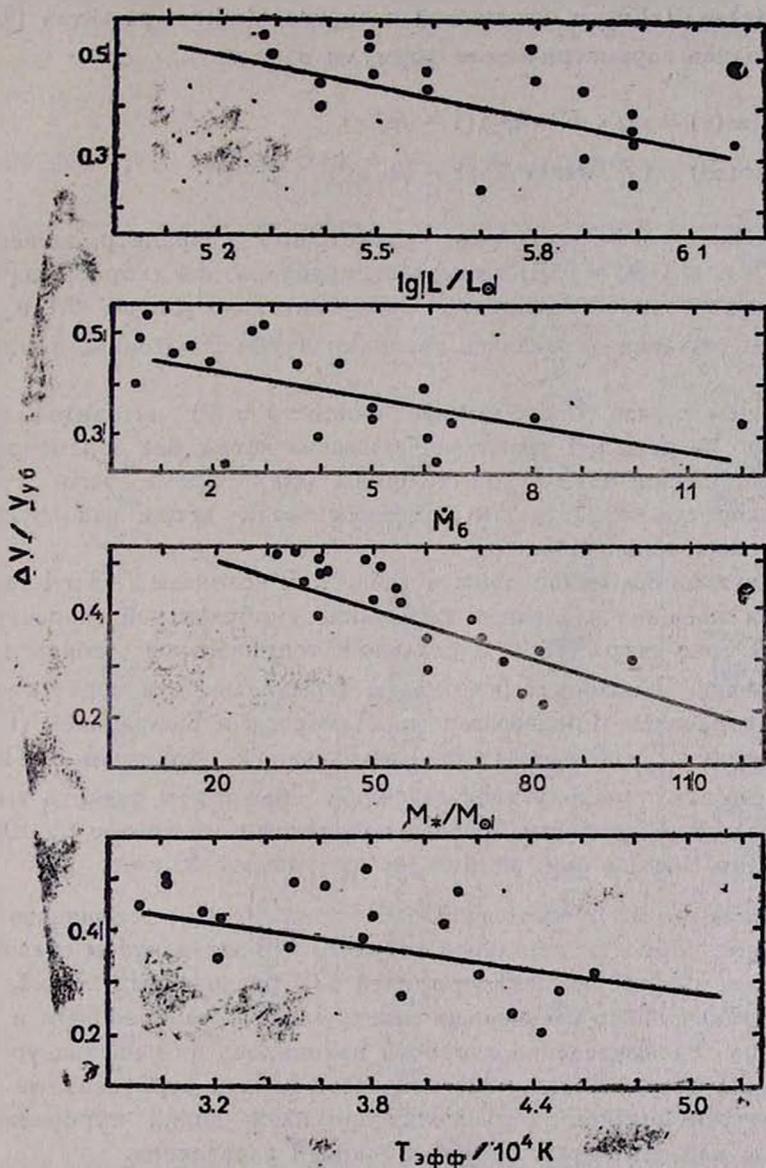


Рис. 5. Зависимость отношения  $\Delta V/V_{\gamma 6}$  от светимости, темпа потери массы, массы и эффективной температуры звезды.

Сравним найденные нами значения турбулентной скорости ( $v_{\text{турб}} = \Delta v/2$ ) со значениями  $v_{\text{турб}}$ , определенными Гроеневегеном и др. [9, 10]. Заметим, что главное различие при вычислении профилей линий состояло: во-первых, в различии определения закона изменения скорости  $w(r) = v(r)/v_{\infty}$  и оптической толщины  $\tau(w)$ ; в расчетах [9, 10] использовались параметрические формулы в виде

$$\begin{aligned} w(r) &= w_0 + (1 - w_0)(1 - R_*/r)^{\beta}, \\ \tau(w) &= (T/l)(w/w_1)^{\alpha_1} \{1 - (w/w_1)^{\beta}\}^{\alpha_2}, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $T$ ,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $w_1$  и  $\beta$  — свободные параметры,  $l$  — параметр, зависящий от  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\beta$  и  $w_1$ ;  $w_0 = 0.01$ ; во-вторых, турбулентная скорость в [9, 10] задавалась постоянной величиной, приблизительно равной  $0.1 v_{\infty}$ . Ее конкретное значение находилось авторами путем „подгонки„ профилей линий.

В нашем случае распределение скорости  $w(r)$  находится непосредственно из решения уравнения движения ветра без параметрического представления оптической толщины  $\tau(w)$ . Кроме того, турбулентная скорость возрастает к наружным слоям ветра как функция скорости расширения газа.

Результаты сравнения даны в табл. 2. В колонках 2, 3 и 4 табл. 2 приводятся значения найденных смещений, турбулентной скорости во внутренней зоне ветра ( $\Delta v/2$ ) и реальной терминальной скорости  $v_{\infty}$  соответственно. В колонках 5 и 6 даны терминальные и турбулентные скорости, найденные Гроеневегеном, Ламерсом и Польдрахом (ГЛП) [10]. Значения  $v_{\text{турб}}$  по нашим данным близки к значениям ГЛП или близки к нижнему пределу этих значений. Мы можем сделать вывод, что турбулентные скорости О-звезд находятся в интервале от 100 до 300 км/с; для В-звезд они, видимо, не превышают 50 км/с.

4. *Заключение.* В настоящей работе определены терминальные и турбулентные скорости звездного ветра 23 ОВ-звезд путем сравнения наблюдаемых и теоретических профилей УФ резонансных линий. Течение рассматривалось сферически-симметричным, стационарным и изотермическим. Распределение скорости находилось из решения уравнений динамики ветра. В динамической части задачи турбулентные движения не учитывались, в расчетах профилей линий турбулентная скорость задавалась возрастающей функцией расстояния.

Значения турбулентных скоростей для звезд нашего списка лежат в пределах 100—300 км/с. Обнаружена корреляция турбулентной скорости с радиусом, светимостью, массой и темпом потери массы

звезды. Более четкая связь прослеживается между последними тремя параметрами и отношением турбулентной скорости к скорости убегания на поверхности звезды. Это отношение слабо коррелирует с эффективной температурой. Турбулентная скорость меньше в более мощных по интенсивности, плотных ветрах. Реальная терминальная скорость звездного ветра меньше скорости, получаемой из наблюдений; отношение  $v_{\text{т}}/v_{\infty}$  в среднем составляет 0.87.

Таблица 2

СРАВНЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ СКОРОСТЕЙ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ДАННОЙ РАБОТЫ И РАБОТ [9, 10]

HD	$\Delta v$ км/с	$v_{\text{турб}}$ км/с	$v_{\infty}$ км/с	$v_{\infty}$ ГАП км/с	$v_{\text{турб}}$ ГАП км/с
14947	260	130	2250	2300	230±100
15558	230	115	2970	3350	110±90
24912	—	—	2600	2400	290±120
30614	290	145	1610	1550	190±60
36861	445	225	2205	2400	290±70
37742	225	113	2025	2100	320±130
47129	380	190	2260	—	—
47839	435	220	2165	2300	320±110
57061	275	140	2075	—	—
66811	295	150	2365	2200	290±70
93129 A	680	340	3265	3050	180±80
93130	435	220	2665	—	—
93222	530	265	2520	—	—
101190	210	105	2890	2900	170±80
149038	335	170	1855	1750	260±150
151804	—	—	1475	1600	240±80
163758	300	150	2280	2200	210±60
164794	360	180	3190	2950	260±140
188209	355	180	1750	—	—
192639	405	200	2295	—	—
210839	370	185	2230	2100	210±70
38771	80	40	1720	—	—
91316	55	30	1295	—	—

Необходимо иметь в виду, что под термином „турбулентность“ в задачах, связанных с исследованием звездного ветра, подразумеваются хаотические движения, которые могут возникнуть и развиваться

в звездном ветре. Закон изменения скорости этих движений неизвестен, отсюда возникает трудность задания „турбулентного“ давления в уравнении движения ветра. В данной работе представлены результаты предварительных расчетов. Для понимания физических процессов, приводящих к появлению сверхзвуковых хаотических движений в звездном ветре, требуются дальнейшие расчеты с учетом турбулентности в уравнениях динамики и в нагреве ветра.

Автор выражает благодарность Э. Я. Вильковскому за полезные замечания и обсуждение результатов.

Астрофизический институт АН Казахстана

## TERMINAL VELOCITIES AND TURBULENCE IN STELLAR WINDS OF OB-STARS

L. V. TAMBOVTSEVA

Terminal and turbulent velocities of stellar wind for 23 OB-stars are determined by *UV* resonance line fit. Velocity law is derived from the solution of dynamics equations for spherically symmetric stationary and isothermal flow. A correlation of the turbulent velocity with the radius, the luminosity, the mass and the mass-loss rate is detected.

### ЛИТЕРАТУРА

1. *J. I. Castor, D. C. Abbott, R. Klein*, *Astrophys. J.*, **195**, 157, 1975.
2. *T. P. Snow, D. C. Morton*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **32**, 429, 1976.
3. *A. W. A. Pauldrach, J. Puls, R. P. Kudritzki*, *Astron. Astrophys.*, **164**, 86, 1986.
4. *L. B. Lucy*, *Astrophys. J.*, **274**, 392, 1983.
5. *L. B. Lucy*, *Astron. Astrophys.*, **140**, 210, 1984.
6. *J. I. Castor, H. J. G. L. M. Lamers*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **39**, 481, 1979.
7. *W. R. Hamann*, *Astron. Astrophys.*, **84**, 342, 1980.
8. *H. J. G. L. M. Lamers, J. B. Rogersen*, *Astron. Astrophys.*, **65**, 417, 1973.
9. *M. A. T. Groenewegen, H. J. G. L. M. Lamers*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **79**, 359, 1989.
10. *M. A. T. Groenewegen, H. J. G. L. M. Lamers, A. W. A. Pauldrach*, *Astron. Astrophys.*, **221**, 71, 1989.
11. *Л. В. Тамбовцева*, *Астрон. ж.*, **68**, 332, 1991.
12. *Е. Я. Вилковскій, Л. В. Тамбовцева*, *Astron. Astrophys.*, 1991 (в печати).
13. *I. D. Howarth, R. K. Prinja*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **69**, 527, 1989.
14. *Д. Михалас*, *Звездные атмосферы*, т. I, Мзр. М., 1982, стр. 171.
15. *H. J. G. L. M. Lamers, M. Cerruti-Sola, M. Perinotto*, *Astrophys. J.*, **314**, 726, 1987.
16. *R. K. Prinja, I. D. Howarth*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **61**, 357, 1986.

УДК 524.354.4

## К ТЕОРИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

Г. С. СААКЯН

Поступила 24 сентября 1992

Используя фундаментальные факты о радиоизлучении пульсаров, определены значения основных параметров, характеризующих узловые этапы процессов, приводящих к формированию этого излучения. Предложено новое решение для электрического поля магнитного взора нейтронной звезды. Затем найденные эмпирические соотношения использованы в качестве путеводителя для проведения в теории необходимых уточнений, диктуемых этим решением. Установлен порог выключения пульсара  $\Omega B_p \approx 10^8$  Гаусс/с, где  $\Omega$  — угловая скорость вращения нейтронной звезды,  $B_p$  — магнитная индукция в полюсе.

1. *Введение.* Еще в одной из первых работ [1], посвященной выяснению природы пульсаров, было замечено, что пульсирующее радиоизлучение этих объектов формируется в их магнитосфере, т. е. в среде, окружающей сильно замагниченную нейтронную звезду. Магнитосфера имеет сложную структуру и характеризуется рядом уникальных особенностей и происходящими в ней физическими процессами. Ее физика особенно сложна, когда магнитная ось не совпадает с осью вращения звезды, именно такова ситуация в пульсарах. В вопросе магнитосферы определенная степень познания достигнута в случае, когда магнитная ось параллельна (антипараллельна) оси вращения звезды (соосный ротатор). Теория магнитосферы и пульсарного излучения разрабатывалась в работах [2—14] и в ряде других. Прделана большая работа: сформулировано общее представление о магнитосфере, выявлены основные механизмы, приводящие к формированию пульсарного излучения. Однако теорию нельзя считать завершенной, она нуждается в доработке, ибо пока не все детали богатого комплекса наблюдательных фактов нашли должное теоретическое осмысление. В теории радиоизлучения пульсаров имеются два бесспорных фундаментальных понятия—это понятия изгибаемого излучения и двухпоточковой плазменной неустойчивости [4, 8]. Но помимо их для построения теории необходимо конкретное, аккуратное знание электромагнитного

поля в магнитосфере звезды и, в особенности, в канале открытых магнитных силовых линий. Над полюсами вращающейся намагниченной нейтронной звезды, у основания канала открытых магнитных силовых линий образуются сравнительно небольшие области цилиндрической формы — магнитные зазоры, где существует сильное продольное (относительно силовых линий) электрическое поле  $E_{\parallel}$ . Для пульсара магнитный зазор — важный структурный элемент, работой которого обусловлено формирование мощного направленного пучка радиоизлучения.

Характер работы магнитного зазора и протекающих в канале открытых силовых линий процессов определяется величиной продольного компонента электрического поля. В предлагаемой статье обосновано наличие в магнитном зазоре электрического поля, существенно отличного от рассматриваемого в работах [4, 8], в остальном мы в основном придерживаемся идеологии, развиваемой в этих работах.

2. *Важные выводы из наблюдательных фактов.* Напомним основные факты. Имеется ряд бесспорных свидетельств о том, что вращающиеся нейтронные звезды сильно намагничены; на их поверхности магнитная индукция должна быть порядка  $10^{12}$  Гаусс. То обстоятельство, что радиоизлучение пульсаров имеет форму узкого пучка (малость продолжительности импульса по сравнению с периодом его повторения), указывает на то, что оно испускается струей ультрарелятивистского потока частиц. Образование плазменного потока частиц в виде струи возможно только в каналах открытых силовых линий с углом раствора у полюсов

$$\theta_p \approx \left( \frac{\Omega R}{c} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $R$  — радиус нейтронной звезды,  $\Omega$  — угловая скорость вращения.

Существование заметных потоков частиц по другим направлениям, проходящим через область замкнутых магнитных силовых линий, невозможно по очевидным причинам. Извержение ультрарелятивистских потоков частиц в готовом виде непосредственно от полюсов звезды в каналы открытых силовых линий, конечно, исключено. Эти струи заряженных частиц могут формироваться только у основания каналов открытых силовых линий, если здесь существует сильное продольное электрическое поле, способное ускорять частицы (электроны, позитроны) до необходимых энергий. Такое поле естественным образом создается магнитным полем звезды благодаря вращению, и оно с удалением от полюсов должно быстро убывать, так как само исходное магнитное поле с расстоянием падает как  $1/r^3$ . Благодаря весьма эф-

эффективному синхротронному излучению (магнитное поле сильное) заряженные частицы при своем движении всегда остаются прижатыми к магнитным силовым линиям, и поскольку эти линии искривлены, частицы испытывают ускорение и поэтому испускают излучение, называемое изгибным. При этом элементарным путем можно убедиться в том, что в ультррелятивистском случае самым эффективным каналом потерь энергии частиц является изгибное излучение.

Исходя из приведенных бесспорных аргументов, попытаемся теперь получить важные количественные соотношения. Обсудим случай соосного ротатора. Выше под давлением фактов мы пришли к выводу, что пульсарное излучение должно образоваться в каких-то процессах, происходящих в каналах открытых магнитных силовых линий, где-то на расстояниях от звезды  $r < c/\Omega$ . Последнее утверждение обосновано тем, что уже вблизи поверхности светового цилиндра несущие плазменный поток магнитные силовые линии расходятся под большими углами, и поэтому на таких и тем более на еще больших расстояниях возникновение узкого пучка излучения невозможно. Излучение релятивистских заряженных частиц испускается по направлению касательной к силовым линиям, в пределах весьма малого угла  $1/\gamma$  вокруг нее, где  $\gamma$  — лоренц-фактор электрона. Пусть  $r_1, \theta_1$  — характерные координаты области, где генерируется радиоизлучение. Угловой раcтвор пучка испускаемого излучения будет порядка  $2\alpha$ , где  $\alpha$  — угол, образованный касательной к силовой линии с осью вращения,  $2\alpha$  — угол между касательными крайних открытых силовых линий, ответственных за радиоизлучение вблизи рассматриваемой точки (угол раствора пучка радиоизлучения в случае соосного ротатора). Предполагая магнитное поле дипольным, используя уравнение силовой линии  $\sin^2\theta/r = \text{const}$  и то обстоятельство, что здесь  $\theta \ll 1$ , находим  $2\alpha \approx 3\theta_1$ . Согласно наблюдательным данным [15] ширина среднего профиля импульса составляет примерно 3% от полного периода, т. е.  $2\alpha \approx 0.03 \cdot 2\pi$ , следовательно

$$\theta_1 \approx 0.02\pi. \quad (2)$$

Это первая важная информация для теории радиоизлучения пульсаров. Как будет видно из последующего обсуждения, радиоизлучение образуется на расстояниях  $r \gg R$ , где магнитное поле звезды в основном имеет дипольный характер. Радиус кривизны силовой линии такого поля определяется формулой

$$\rho_c = K \frac{\sin\theta(1 + 3\cos^2\theta)^{3/2}}{3(1 + \cos^2\theta)}, \quad (3)$$

где  $K$  — постоянная. Для открытых силовых линий  $\theta \ll 1$ , поэтому

$\rho_c \approx 4K \sin \theta / 3 \approx 4r/3\theta$ . В соответствии с этим в точке с координатами  $r_1, \theta_1$  радиус кривизны силовой линии равен

$$\rho_1 \approx \frac{4r_1}{3\theta_1} \approx 21,2r_1. \quad (4)$$

Движущийся по магнитной силовой линии заряд вблизи рассматриваемой точки испускает изгибное излучение с характерной частотой

$$\omega_1 = \frac{3}{2} \frac{c}{\rho_1} \gamma_1^3, \quad (5)$$

где  $\gamma_1$  — лоренц-фактор сгустка заряженных частиц, ответственного за радиоизлучение ( $\gamma_1 m_0 c^2$  — энергия частиц в плазменном потоке). Во избежание недоразумений, заметим, что угол  $\theta_1$  не следует путать с углом крайней открытой магнитной силовой линии  $(\Omega r/c)^{1/2}$ . Для заданного расстояния  $r_1$  полярный угол открытых силовых линий изменяется в интервале

$$0 < \theta(r_1) \leq (\Omega r/c)^{1/2},$$

а их радиусы кривизны — в интервале

$$\frac{4}{3} \left( \frac{cr_1}{\Omega} \right)^{1/2} \leq \rho_c(r_1) < \infty.$$

Тогда из (5) видно, что при заданной энергии частиц частота изгибного излучения попадает в радиодиапазон только для  $\rho_c$  со значением в определенном интервале и, следовательно, при определенных значениях угла  $\theta$ . Таким образом, на расстоянии  $r_1$ , для заданного  $\gamma_1$ , радиоизлучение испускается только при движении частиц по определенному „пучку“ силовых линий, с угловым раствором  $\Delta\theta \sim \theta_1 < \theta_p$ . Мы говорим о сгустке зарядов, так как излучение отдельных частиц не способно обеспечивать требуемые радиосветимости. Для этого необходимо когерентное излучение, которое дает движущаяся по кривой траектории группа заряженных частиц, если размеры ее не превышают длину испускаемых волн. Такие, причем в пространстве периодически распределенные, сгущения частиц одного заряда могут образоваться, в протекающем по каналу открытых силовых линий, в электронно-позитронной плазме на расстояниях  $r \sim 10^9$  см, благодаря двухпотоковой плазменной неустойчивости [4, 8]. По развиваемой идеологии изгибное излучение с частотой (5) как раз и есть радиоизлучение пульсаров. Ширина средних профилей импульсов обычно дается на частоте  $\nu \approx 400$  МГц.

следовательно здесь в наших оценках мы должны принять  $\omega_1 \approx 3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ . Учитывая (4), из (5) для приведенного значения  $\omega_1$ , получаем

$$\gamma_1 = \left( \frac{3\omega_1}{3c} \rho_1 \right)^{1/3} \approx 1.12 r_1^{1/3}. \quad (6)$$

Теория пульсарного излучения базируется на представлении о том, что у основания канала открытых магнитных силовых линий имеется небольшая область (магнитный зазор) с размерами порядка радиуса магнитной шапки  $r_p \approx R \theta_p$ , где существует сильное продольное электрическое поле. В магнитные зазоры от полюсов звезды поступают электроны (позитроны). Здесь в электрическом поле они ускоряются до высоких ультрарелятивистских энергий и, двигаясь по магнитным силовым линиям, испускают кванты изгибного излучения с энергией  $h\omega_c \gg m_e c^2$ , которые, пройдя некоторое расстояние, аннигилируются в пары электрон-позитрон. Последние, двигаясь в противоположные стороны, также могут приобрести достаточно высокие энергии и испускать кванты изгибного излучения. В результате, благодаря каскадному размножению квантов изгибного излучения и  $e^+ e^-$  — пар в магнитном зазоре образуется обильный поток  $e^+ e^-$  — плазмы. Из магнитного зазора исходит также сравнительно слабый ток первичных частиц значительно высокой энергии (см. формулу (44)). По каналам открытых силовых линий потоки первичных частиц и  $e^+ e^-$  — плазмы извергаются наружу и при этом на расстояниях  $r \sim 10^9$  см генерируют изгибное радиоизлучение. После выхода из магнитного зазора энергия частиц остается почти неизменной, ибо на этом пути нет заметного продольного электрического поля ( $E_B \approx 0$ ), и кроме того, потери энергии частиц на изгибное излучение здесь малы (благодаря сравнительно малому значению лоренц-множителя частиц  $\gamma$  и большому значению радиуса кривизны силовых линий  $\rho_c$ , которыми определяется энергия изгибных квантов:  $h\omega_c \sim \gamma^3 / \rho_c$ ) ( $h = 1.055 \cdot 10^{-27}$  эрг. сек).

Поперечные импульсы электронов и позитронов в парах, рожденные изгибными квантами, очевидно, должны быть сравнительно малы, поэтому можно написать:

$$2\gamma_{\pm} m_e c^2 \approx h\omega_c = \frac{3}{2} \frac{ch}{\rho_R} \gamma^3, \quad (7)$$

где  $\gamma_{\pm} = \gamma_1$  и  $\rho_R$  — радиус кривизны магнитных силовых линий в области магнитного зазора,  $\gamma$  — лоренц-фактор первичных электронов (позитронов).

тронов),  $\gamma m_e c^2$  — энергия электрона и, наконец,  $h\omega_c$  — характерная энергия кванта изгибного излучения. Учитывая (6), из (7) находим

$$\gamma \approx \left( \frac{4\gamma_1 m_e c}{3h} \rho_R \right)^{1/3} \approx 3.38 \cdot 10^3 \rho_6^{1/3} r_1^{1/3}. \quad (8)$$

Понятие диполя (в данном случае магнитного) оправдано лишь для расстояний, намного превышающих характерные размеры системы, в данном случае при  $r \gg R$ . Вблизи полюсов, по-видимому,  $\rho_c \approx R$ , ибо только в этом случае можно построить теорию, согласующуюся с результатами наблюдений.

Теперь мы должны привлечь понятие двухпоточковой плазменной неустойчивости [17]. В нейтральной плазме, через которую проходит релятивистский поток заряженных частиц, благодаря кулоновским взаимодействиям на частоте, близкой к плазменной,

$$\omega_p' \approx \left( \frac{4\pi e^2 n'}{m_e} \right)^{1/2}.$$

( $n'$  — плотность частиц,  $\omega_p'$  — частота в системе покоя нейтральной плазмы) возбуждается и быстро нарастает особая ветвь неустойчивости, называемой двухпоточковой неустойчивостью, смысл которой состоит в том, что в плазме образуются периодические сгущения (бунчи) частиц одинакового заряда (заряженные сгустки частиц). В нашем случае речь идет об исходящих от магнитного зазора потока  $e^+ e^-$  — плазмы и струе первичных частиц. Оба эти потока движутся со скоростью, близкой к скорости света, вместе с тем струя первичных частиц более высокой энергии движется относительно потока нейтральной плазмы также со скоростью света (нужно иметь в виду релятивистское правило сложения скоростей). В системе наблюдателя, относительно которой оба потока извергаются со скоростью света

$$\omega_p \approx 2 \left( \frac{4\pi e^2 \gamma_{\pm} n}{m_e} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

где  $\omega_p = 2\gamma_{\pm} \omega_p'$  — частота, а  $n = n' \gamma_{\pm}$  — плотность частиц в  $e^+ e^-$  — плазме относительно этой системы и  $\gamma_{\pm} = \gamma_1$ .

Пусть  $n_0$  — плотность числа первичных заряженных частиц в магнитном зазоре, поступающих от полюса звезды. Тогда путем каскадного лавинообразного размножения в магнитном зазоре образуются вторичные частицы, т. е.  $e^+ e^-$  — пары со средней плотностью

$$n_0 \gamma / 2\gamma_{\pm}$$

$(\gamma/2\gamma_{\pm}$  — пар на каждую первичную частицу). За потолком магнитного зазора поток частиц практически сохраняется, и поскольку движение частиц происходит только вдоль открытых силовых линий, то можно написать:

$$\pi (r\theta)^2 n c \approx \pi (R\theta_p)^2 n_0 \gamma c / 2\gamma_1.$$

Здесь предполагается, что высота магнитного зазора значительно меньше радиуса звезды и учтено, что плазма удаляется со скоростью света. Учитывая, что  $\theta_p \approx (\Omega R/c)^{1/2}$  и  $\theta \approx (\Omega r/c)^{1/2}$ , получаем

$$n(r) \approx \frac{n_0 \gamma}{\gamma_1} \left( \frac{R_0}{r} \right)^3. \quad (10)$$

Используя эту формулу, из (9) находим

$$\omega_p \approx 2 \left( \frac{4\pi e^2 \gamma R^3}{m_e r^3} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Если эта частота намного превышает частоту изгибного излучения (5), то в возникающей плазменной волне бунчировка оказывается неэффективной для усиления изгибного излучения. В этом случае пространственные и временные осцилляции плазменных неустойчивостей более быстрые, чем пространственно-временные осцилляции излучаемых волн, поэтому происходит усреднение последних до нуля. Но как только  $\omega_p$  оказывается меньше  $\omega_c$ , бунчировка становится чрезвычайно эффективной. Из-за того, что интенсивность изгибного излучения в области спектра  $\omega < \omega_c$  не падает быстро ( $I(\omega) \sim \omega^{-1/3}$ ), всегда найдется мода изгибного излучения, которая сильно усиливается бунчем в масштабе времени  $1/\omega_p$ . Интенсивность генерируемого когерентного излучения зависит от амплитуды бунчировки и от времени диссипации этой моды колебаний на другие степени свободы плазмы. Мы не будем останавливаться на этих вопросах более подробно, так как они обсуждаются в работе [8]. Итак, на искомом расстоянии  $r_1$ , благодаря двухпоточковой неустойчивости, в потоке  $e^+ e^-$  — плазмы образуются сгустки зарядов, генерирующих когерентное радиоизлучение. При этом плазменная частота  $\omega_p$  должна быть несколько меньше частоты  $\omega$  излученных радиоволн, т. е.  $\omega_p = \omega_1/s$ , где  $s \geq 1$ . Если теперь в формулу (11) подставим  $\omega_p = \omega_1/s = 3 \cdot 10^9/s$  и значение  $\gamma$  из (8) и решим полученное уравнение относительно  $r_1$ , то придем к результату

$$r_1 \approx 1.2 \cdot 10^5 n_0^{3/26} \cdot s^{9/13} R_0^{27/26} \rho_0^{3/26}. \quad (12)$$

Здесь и везде множители, содержащие  $R_0$ , можно было опустить, так

как для всех нейтронных звезд  $R_0 \approx 1$ . Ниже мы увидим, что если речь идет об инжекции частиц от полюсов звезды, то

$$n_0 = \frac{\Omega B_0}{2\pi c s}, \quad (13)$$

где  $B_0$  — магнитная индукция на полюсе звезды. Именно это выражение принято за основу в работах [4, 8]. Для этого значения  $n_0$  из (12) находим

$$r_1 \approx 3.76 \cdot 10^8 s^{9/13} \Omega^{9/26} B_{12}^{9/26} R_0^{17/26} \rho_6^{3/26}. \quad (14)$$

Теперь, используя (6), (8) и результат (12), можно вычислить параметры  $\gamma_1$  и  $\gamma$ :

$$\gamma_1 \approx 55.2 n_0^{3/26} s^{1/13} R_0^{9/26} \rho_6^{1/26} = 808 s^{1/13} \Omega^{3/26} R_0^{9/26} \rho_6^{1/26} B_{12}^{3/26}, \quad (15)$$

$$\gamma \approx 1.24 \cdot 10^8 n_0^{1/26} s^{1/13} R_0^{3/26} \rho_6^{9/26} = 3.03 \cdot 10^8 s^{1/13} \Omega^{1/26} R_0^{3/26} \rho_6^{9/26} B_{12}^{1/26}. \quad (16)$$

Справа приведены значения  $\gamma_1$  и  $\gamma$  для плотности (13). Сохранение числа  $s$  в приведенных оценках, конечно, не имеет смысла, поэтому ниже мы его опускаем. Как видим, зависимость наиболее важных величин  $r_1$ ,  $\gamma_1$ ,  $\gamma$ , определяющих радиоизлучение пульсаров, от  $\Omega$ ,  $B_0$  и  $\rho_6(R)$  слабая. Для известных объектов  $2 \leq \Omega \leq 4 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ , в соответствии с этим, с точностью множителей, близких к единице, имеем:

$$\begin{aligned} 5 \cdot 10^8 &\lesssim r_1 \lesssim 7 \cdot 10^9 \text{ см}, \\ 810 &\lesssim \gamma_1 \lesssim 2 \cdot 10^8, \\ 3 \cdot 10^8 &\lesssim \gamma \lesssim 4 \cdot 10^9 \text{ см}. \end{aligned} \quad (17)$$

Приведенные оценки следует рассматривать как следствия наблюдательных фактов, с которыми любая теория должна считаться. Они, вообще-то, согласуются с теорией, развитой в работах [4, 8]. Ниже выводы (17) для нас служат в качестве путеводителей.

3. *Электрическое поле пульсаров.* Замедление вращения нейтронной звезды весьма медленное, поэтому с достаточной точностью можно считать, что электрическое поле является потенциальным:  $\vec{E} = -\nabla\varphi$ . Будем исходить из следующих выражений токов:

$$\vec{j}_1 = \rho_1 [\vec{Q}_r] + \sigma_1 \left( -\nabla\varphi_1 + \frac{1}{c} \left[ [\vec{Q}_r] \vec{B} \right] \right), \quad (18)$$

$$\vec{j}_2 = \rho_2 v e_B - \sigma_2 \nabla \varphi_2, \quad (19)$$

$$\vec{j}_3 = \rho_3 [\vec{\Omega} r] + \sigma_3 \left( -\nabla \varphi_3 + \frac{1}{c} \left[ [\vec{\Omega} r] \vec{B} \right] \right), \quad (20)$$

Здесь индексы 1, 2, 3 относятся соответственно к звезде, каналу открытых силовых линий (магнитный зазор) и области замкнутых магнитных силовых линий,  $\rho_k$  — плотность свободных зарядов,  $\sigma_k$  — электропроводность,  $v$  — скорость движения зарядов по силовым линиям в магнитном зазоре,  $e_B$  — единичный вектор по направлению магнитной индукции. В соответствии с невызывающим сомнения представлением в (20) предположено, что магнитосферная плазма жестко вращается со звездой, это допущение становится неверным только вблизи светового цилиндра. В канале открытых силовых линий плазма не участвует во вращении, здесь движение происходит только по силовым линиям. Это обусловлено тем, что как только частица приобретает поперечный (относительно вектора магнитной индукции) компонент скорости, она мгновенно теряется благодаря весьма эффективному синхротронному излучению.

Ниже рассматривается случай соосного ротатора. Ось вращения примем за полярную ось и предположим, что звезда однородно намагничена. Тогда внутри звезды

$$\vec{B} = \delta B_s e_z, \quad \mu = B_s R^3 / 2, \quad (21)$$

где  $B_s$  — магнитная индукция на полюсе, которая такая же и по всему объему звезды,  $e_z$  — единичный вектор по оси  $z$ ,  $\mu$  — магнитный момент,  $\delta$  — символ, указывающий знак: он равен  $+1$  при параллельных векторах  $\vec{\Omega}$  и  $\vec{\mu}$  и  $-1$  при антипараллельном. Вне звезды магнитное поле будем считать дипольным

$$\vec{B} = \frac{3(\vec{\mu} r) r}{r^5} - \frac{\vec{\mu}}{r^3}. \quad (22)$$

Электропроводность звезды очень большая, она достаточно большая и в магнитосферной плазме, поэтому можно считать, что в этих областях  $j_k / \sigma_k \approx 0$ ,  $\rho_k [\vec{\Omega} r] / \sigma_k \approx 0$ . Тогда из (18) и (20) получаем

$$-\nabla\varphi_k + \frac{1}{c} \left[ \left[ \vec{\Omega}_r, \vec{B} \right] \right] \approx 0, \quad k = 1; 3. \quad (23)$$

Отсюда следует, что в звезде и в области замкнутых силовых линий  $E_B \approx 0$ . Умножая (23) векторно на  $\vec{B}$ , получаем

$$\vec{V}_D \approx \frac{c \left[ \vec{E} \vec{B} \right]}{B^2} = \left[ \vec{\Omega}_r, \vec{B} \right], \quad (24)$$

т. е. скорость дрейфа плазмы совпадает со скоростью жесткого вращения, таким образом плазма вморожена в магнитном поле звезды. Применяя оператор дивергенции к уравнениям (23) и (19), приходим к результатам:

$$\Delta\varphi_1 = \frac{2 \left( \vec{\Omega} \vec{B}_s \right)}{c}, \quad \rho_1 = -\frac{\left( \vec{\Omega} \vec{B}_s \right)}{2\pi c}, \quad (25)$$

$$\Delta\varphi_2 = 0, \quad (26)$$

$$\Delta\varphi_3 = \frac{\left( \vec{\Omega} \vec{B}_s \right) R^2}{cr^2} (3\cos^2\theta - 1), \quad \rho_3 = -\frac{\left( \vec{\Omega} \vec{B} \right)}{2\pi c}. \quad (27)$$

При выводе (26) мы учли, что  $\text{div } \vec{j}_2 = 0$  и  $\text{div}(\rho_2 v e_B) = 0$ , где второе уравнение является следствием сохранения потока первичных заряженных частиц в канале открытых силовых линий.

Решения уравнений (25) — (27) должны удовлетворять граничным условиям

$$\varphi_1(R, \theta) = \varphi_2(R, \theta), \quad \varphi_1(R, \theta) = \varphi_3(R, \theta), \quad (28)$$

$$j_{1r}(R, \theta) = j_{2r}(R, \theta), \quad j_{1r}(R, \theta) = j_{3r}(R, \theta). \quad (29)$$

Кроме этих условий потенциалы  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  должны удовлетворять уравнению (23). К вопросу о непрерывности потенциала при переходе от первой области к третьей мы вернемся позже. Мы имеем следующие решения, удовлетворяющие условиям (28):

$$\varphi_1 = \frac{\left( \vec{\Omega} \vec{B}_s \right)}{2c} \left( r^2 \sin^2\theta - \frac{2}{3} R^2 \right), \quad (30)$$

$$\varphi_1 = - \frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_s)}{6c} \frac{R^3}{r^3} (3 \cos^2 \theta - 1), \quad (31)$$

$$\varphi_2 = \frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_s)}{2c} R^2 \left( \frac{R}{r} \sin^2 \theta - \frac{2}{3} \right). \quad (32)$$

Условие (23) для потенциалов  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  очевидно выполняется автоматически. Теперь об условии (29): в рассматриваемом приближении, когда за основу принято уравнение (23) (требование вмороженности плазмы в магнитном поле), на поверхности звезды  $j_{1r} = j_{3r} = 0$ . Тогда из условия  $j_{2r}(R, \theta) = j_{1r} = 0$  следует, что

$$(\rho_2 v e_{Br} - \sigma_2 \partial \varphi_2 / \partial r)_{r=R} = 0.$$

Это условие не выполняется автоматически, а является определением плотности зарядов  $\rho_2$ . Расписывая это уравнение и затем учитывая, что для точек канала открытых магнитных силовых линий  $\theta \ll 1$ , приходим к результату

$$\rho_2 \approx \frac{\sigma_2 (\vec{\Omega} \vec{B}_s) R}{v(R)}. \quad (33)$$

Нам хотелось бы вернуться к уравнению (19), и еще раз обсудить его. Дело в том, что оно специально подобрано так, чтобы не вступить в противоречие с известными фактами. О чем идет речь: первое то, что в магнитном зазоре движение частиц возможно только по магнитным силовым линиям; второе то, что в соответствии с обсуждением, проведенным в предыдущем разделе на основе наблюдательных фактов, в начальной части канала открытых силовых линий должно быть сильное продольное электрическое поле  $E_B$ . Если в (19), аналогично уравнениям для других областей, сохранили бы член типа  $\sigma_2 [(\vec{\Omega} \vec{r}) \vec{B}] / c$  (соответствующий увлечению плазмы вращением звезды), то мы неизбежно пришли бы к выводу о том, что в канале открытых силовых линий  $E_B = 0$ . Таким образом, приведенное в (30), (31) решение для электрического поля пульсаров во всех отношениях обосновано.

Напряженность электрического поля в канале открытых силовых линий равна

$$\vec{E} = - \nabla \varphi, = - \frac{(\vec{\Omega} \vec{B}_s) R^3}{2cr^4} \left[ (3 \cos^2 \theta - 1) \vec{e}_r + 2 \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot \vec{e}_\theta \right]. \quad (34)$$

Как видим, здесь поперечный компонент электрического поля очень мал по сравнению с продольным ( $\theta \ll 1$ ). Ниже для нас представляет интерес только продольный компонент:

$$E_B \approx E_r \approx -\frac{(\vec{Q}\vec{B}_r)}{cr^4}. \quad (35)$$

Магнитная шапка заряжена поверхностным зарядом с плотностью

$$\sigma = \frac{E_{2r} - E_{1r}}{4\pi} = -\frac{(\vec{Q}\vec{B}_r)R}{8\pi c} (5 \cos^2 \theta - 3) \approx -\frac{(\vec{Q}\vec{B}_r)R}{4\pi c}. \quad (36)$$

При переходе от канала открытых магнитных силовых линий к области замкнутых силовых линий тангенциальный компонент напряженности электрического поля испытывает скачок:  $E_{2B} \neq E_{3B}$ . Причиной этого является то, что между ними существует промежуточная область магнитосферы, по которой протекают токи, замыкающие токи, исходящие из полюсов звезды [4, 8, 11]. В этой части звезды плазма совершает дифференциальное вращение и тангенциальный компонент напряженности электрического поля в пределах её совершает плавный переход от ситуации  $E_B \neq 0$  в канале открытых силовых линий в ситуацию  $E_B = 0$  в области замкнутых силовых линий.

4. *Движение частиц в электрическом поле магнитного зазора.*  
Рассмотрим временной компонент уравнения движения:

$$\frac{dp^0}{d\tau} = \gamma e E + g_{\text{изл}}^0 + g_{\text{рад}}^0. \quad (37)$$

Здесь  $\tau$  — собственное время  $d\tau = dt/\gamma$ ,  $\gamma$  — лоренц-фактор частицы,  $p^0 = \gamma m_0 c^2$  — временной компонент 4-импульса частицы (электрон, позитрон), [справа первое слагаемое — электрическая сила, второе — сила реакции, обусловленная изгибным излучением, наконец третье — сила радиационного торможения, обусловленная тем, что частица под влиянием электрического поля движется с ускорением и поэтому излучает. Частица движется по силовой линии, поэтому магнитная сила равна нулю, из-за эффективного синхротронного излучения сравнительно небольшой поперечный компонент электрического поля не играет роли. Сначала рассмотрим случай, когда магнитная ось звезды параллельна её оси вращения. Напряженность электрического поля опре-

делается выражением (35). В магнитном зазоре электроны движутся по силовым линиям вверх, а позитроны — вниз, к магнитным шапкам. Используя формулу

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{1}{\gamma} \frac{d\varepsilon}{d\tau} = - \frac{2e^2}{3c^3} a^2$$

для мощности дипольного излучения и то, что при своем движении по силовой линии частица испытывает ускорение

$$a = \frac{u^2}{\rho_c} \approx \frac{c^2 \gamma^2}{\rho_c}$$

( $\rho_c$  — радиус кривизны силовой линии,  $u$  — скорость частицы), получаем

$$g_{\text{изл}}^0 = - \frac{2e^2 \gamma^6}{3\rho_c^2}. \quad (38)$$

Далее, под воздействием электрического поля частица испытывает ускорение  $eE/m_e$ , в соответствии с чем

$$g_{\text{эл}}^0 = - \frac{2e^4 E^2}{3m_e^2 c^4} \gamma. \quad (39)$$

Учитывая выражение (35), для напряженности электрического поля и сил радиационного трения (38), (39) уравнение движения электрона представим в следующем виде:

$$\frac{d\gamma}{dz} = \frac{e\Omega B_z R^3}{m_e c^3 (R+z)^4} - \frac{2e^2 \gamma^4}{3m_e c^3 \rho_c^2} - \frac{2e^4 \Omega^2 B_z^2 R^{10}}{3m_e^2 c^3 (R+z)^8}, \quad (40)$$

где  $z$  — расстояние от поверхности звезды,  $dz = c dt$  и  $e > 0$ . Последний член этого уравнения мал по сравнению с остальными, за исключением небольшого отрезка над магнитной шапкой, где он больше второго члена. Опуская этот несущественный член, с достаточной точностью имеем

$$\frac{d\gamma}{dz} \approx \frac{e\Omega B_z R^3}{m_e c^3 (R+z)^4} - \frac{2e^2 \gamma^4}{3m_e c^3 \rho_c^2}. \quad (41)$$

В этом уравнении зависимость  $\rho_c$  от  $z$  нам неизвестна: напомним, что выше мы приняли  $\rho_c \approx R$ , мотивируя этот выбор необходимостью

построения теории, не противоречащей наблюдательным данным. При таких обстоятельствах говорить о точном интегрировании уравнения (41) не приходится, но можно произвести разумные оценки. Ниже увидим, что высота магнитного зазора мала по сравнению с радиусом звезды. Поэтому, считая  $z \ll R$  и предполагая  $\rho_c \approx R$ , получаем

$$\gamma(z) \approx \frac{e\Omega R B_s}{m_e c^3} z, \quad z < z_m, \quad (42)$$

где

$$z_m \approx \frac{921}{\Omega^{3/4}} \rho_0^{1/2} R_0^{-3/4} B_{12}^{3/4}. \quad (43)$$

На этом расстоянии энергия частицы  $\gamma m_e c^2$  достигает насыщения и при её дальнейшем движении работа, совершаемая электрической силой, полностью израсходуется на изгибное излучение. Своего предельного значения  $\gamma = \gamma(z_m)$  параметр  $\gamma$  достигает, когда производная  $d\gamma/dz$  исчезает, при этом

$$\gamma_m \approx \left( \frac{3\Omega R B_s}{2ec} \rho_0^2 \right)^{1/4} = 1.8 \cdot 10^7 R_0^{1/4} \rho_0^{1/2} B_{12}^{1/4} \Omega^{1/4}. \quad (44)$$

5. *Магнитный зазор.* Вернемся теперь к важным итогам (14) — (16), полученным путем логического анализа наблюдательных фактов, и рассмотрим их применительно к конкретным условиям, которые были установлены для магнитного зазора в предыдущем изложении. В ряде работ было показано, что между звездой и ее магнитосферой циркулируют стационарные токи, которые, конечно, обусловлены вращением. Из них важным для теории радиоизлучения пульсаров является ток, обусловленный непрерывной инжекцией частиц от полюсов, а именно электронов, когда векторы,  $\vec{\mu}$ ,  $\vec{\Omega}$  параллельны и позитронов, в антипараллельном случае. В результате этого потока в магнитном зазоре формируется движущееся облако частиц с плотностью [4, 8, 12]

$$n_0 = \frac{\Omega B_s}{2\pi ec} = 1.11 \cdot 10^{10} B_{12} \Omega. \quad (45)$$

В продольном электрическом поле магнитного зазора первичные частицы, двигаясь по магнитным силовым линиям, после приобретения ультрарелятивистских энергий испускают кванты изгибного излучения с энергиями  $h\omega_c \gg m_e c^2$ , затем эти кванты, пройдя некоторое расстояние, рожают  $e^+ e^-$ -пары. В итоге многократного повторения процес-

сов  $e \rightarrow e + h\omega_c$ ,  $h\omega_c \rightarrow e^+ e^-$  в магнитном зазоре образуется ливень  $e^+ e^-$ -пар, который приводит не только к экранированию электрического поля и, следовательно, к ограничению высоты зазора, но и частому пробое его, когда он насыщается вторичными частицами. Здесь мы ограничимся этим кратким упоминанием о принципе работы магнитного зазора, так как он подробно рассмотрен в работах [4, 8].

Из наблюдательных фактов следует, что лоренц-фактор первичных электронов определяется выражением (16). Сравнивая его с (42), мы можем определить расстояние от магнитной шапки звезды, где первичный электрон (позитрон) приобретает необходимую энергию для разыгрывания сценария процессов, проводящую к генерации радиоизлучения:

$$\frac{e\Omega R B_s}{m_e c^3} z_1 \approx 3.03 \cdot 10^8 R_6^{3/26} r_6^{9/26} B_{11}^{1/26} \Omega^{1/26}.$$

Отсюда получаем

$$z_1 \approx 155 R_6^{-23/26} r_6^{9/26} B_{12}^{-25/26} \Omega^{-25/26} \text{ в.} \quad (46)$$

Это расстояние примерно в 6 раз меньше расстояния  $z_m$ , на котором энергия первичного электрона (позитрона) в магнитном зазоре достигает насыщения.

Бурное лавинообразное размножение  $\gamma$ -квантов и электрон-позитронных пар в конечном счете приводит к искровому разряду—захлопыванию магнитного зазора. Сразу же после разряда снова начинается образование зазора, при этом потолок появившейся щели со скоростью света раздвигается вверх и по достижению определенной высоты  $H$ , когда начинается экспоненциальное развитие электромагнитного ливня, снова наступает разряд, и так этот процесс периодически повторяется [8]. Высота зазора определяется предельным для роста энергии первичной частицы расстоянием  $z_m$  и пробегом образования  $e^+ e^-$ -пар  $\gamma$ -квантами. Нужно иметь в виду, что на высоте  $z \approx z_m$  существует обильный поток квантов изгибного излучения, способных рождать  $e^+ e^-$ -пары. Число квантов, испущенных одной частицей в единицу пути, порядка

$$N_\gamma \approx \frac{dz_m}{dz} : h\omega_c = \frac{4}{9} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\gamma_m}{\rho_c} \approx 0.06 \cdot \Omega^{1/4} \text{ квант/см,} \quad (47)$$

где  $h\omega_c$ — характеристная энергия квантов изгибного излучения электронов с энергией  $\gamma_m m_e c^2$ :

$$h\omega_0 = \frac{3}{2} \frac{ch}{\rho_c} \gamma_m^3 \approx 1.73 \cdot 10^5 R_6^{3/4} \rho_6^{1/2} B_{12}^{3/4} \Omega^{3/4} \text{ МэВ}, \quad (48)$$

Поток же квантов, образованных в слое  $z_m - 50 < \Delta z < z_m + 50$  потоком первичных частиц, будет порядка  $j_1 \approx 100 n_0 c N_1 \approx 2 \cdot 10^{21} \Omega^{1/4}$  квантов/с см<sup>2</sup>. Пробег кванта для рождения  $e^+ e^-$ -пары в магнитном поле определяется формулой [16]

$$l_1 = \frac{10^6}{B_\perp} \exp\left(\frac{1.17 \cdot 10^{14}}{B_\perp} \frac{m_e c^2}{h\omega_c}\right), \quad (49)$$

где  $B_\perp = B \sin \alpha$  — поперечный компонент вектора магнитной индукции ( $\alpha$  — угол между силовой линией и направлением движения кванта в момент рождения пары). При  $B_\perp = 0$ ,  $l_1 = \infty$ , т. е. процесс не идет, рождение пары может произойти, когда  $\alpha \neq 0$ . По порядку величины

$$B_\perp \approx B l_1 / \rho_c \approx 10^6 l_1 B_{12} / \rho_0.$$

Подставляя это выражение  $B_\perp$  и значение  $h\omega_0$  из (48) в (49) и решая полученное трансцендентное уравнение для  $l_1$ , получаем

$$l_1 \approx 45.4 R_6^{-3/4} \rho_6^{1/2} B_{12}^{-7/4} \Omega^{-3/4}. \quad (50)$$

Высота магнитного зазора должна быть порядка  $z_m + l_1$ , т. е.

$$H \approx 10^5 \rho_6^{1/2} R_6^{-3/4} B_{12}^{-3/4} \Omega^{-3/4} \text{ см}. \quad (51)$$

При  $z \geq H$  продольное электрическое поле экранируется вытекающим из зазора плотным потоком плазмы.

Согласно (44) параметр  $\gamma$  потока первичных частиц на один порядок превышает то его значение, которое приведено в (15). Убедимся, что это несоответствие кажущееся. Для выяснения этого вопроса рассмотрим уравнение (41) для области над магнитным зазором. Проинтегрируем его учитывая, что здесь электрическая сила отсутствует:

$$l \approx \frac{1.78 \cdot 10^{24}}{\gamma^2} \left(1 - \frac{\gamma^2}{\gamma_m^2}\right) \approx \frac{1.78 \cdot 10^{24}}{\gamma^2}, \quad \gamma \ll \gamma_m,$$

где  $l$  — расстояние над потолком магнитного зазора. Отсюда видно, что уже при  $l = 6.4 \cdot 10^4 \text{ см} \approx 0.064 R$  параметр  $\gamma$  достигает значения, приведенного в (15), а дальнейшее его уменьшение сильно замедляется

из-за быстрого роста радиуса кривизны и уменьшения самого  $\gamma$ . Таким образом, уже чуть выше над магнитным зазором мы фактически имеем поток первичных электронов (позитронов) со значением  $\gamma$ , приведенным в (15).

Вернемся к цепи процессов, приводящей к формированию радиоизлучения. Согласно (16), энергия первичных электронов, ответственная за радиоизлучение, равна

$$\varepsilon_e = \gamma m_e c^2 \approx 1.55 \cdot 10^6 R_6^{3/26} \rho_6^{9/26} B_{12}^{1/26} \Omega^{1/26} \text{ МэВ}, \quad (52)$$

она набирается на высоте (46). Характерная энергия квантов изгибаемого излучения этих электронов равна

$$h\omega_c = \frac{3}{2} \frac{ch}{\rho_c} \gamma^3 \approx 825 R_6^{9/26} \rho_6^{1/2} B_{12}^{3/26} \Omega^{3/26} \text{ МэВ}. \quad (53)$$

На высоте  $z = z_\gamma \approx 150/\Omega$  см имеется значительный поток таких квантов. Так, например, поток квантов от слоя  $z_\gamma - 10 \leq \Delta z \leq z_\gamma + 10$  см приблизительно равен

$$j_\gamma \approx 20 n_0 c \frac{4}{9} \frac{e^2}{hc} \frac{\gamma}{\rho_c} \approx 6 \cdot 10^{19} \Omega.$$

Аналогично тому, как это было сделано выше, можно оценить длину пробега квантов с энергий (53) для процесса  $h\omega_c \rightarrow e^+ e^-$ :

$$l_\gamma \approx 4.3 \cdot 10^3 \Omega^{-3/26} R_6^{-9/26} \rho_6^{25/26} B_{12}^{-29/26}. \quad (54)$$

Сумма длин  $z_\gamma$  и  $l_\gamma$  приблизительно равна

$$z_\gamma + l_\gamma \approx 5 \cdot 10^3 \Omega^{-3/26} R_6^{-9/26} \rho_6^{25/26} B_{12}^{-29/26} \text{ см}, \quad (55)$$

что примерно в 5 раз больше высоты магнитного зазора. Это примечательное обстоятельство в пользу допущения, что радиоизлучение обусловлено бунчировкой зарядов в  $e^+ e^-$  — плазме на расстояниях  $5 \cdot 10^8$  см. Таким образом, ответственный за радиоизлучение поток  $e^+ e^-$ -плазмы с лоренц-фактором  $\gamma_1$  формируется над магнитным зазором в условиях отсутствия продольного электрического поля и затем по каналу открытых силовых линий, не испытывая существенных изменений (из-за сравнительной малости лоренц-фактора  $\gamma_1$  и возрастания радиуса кривизны магнитных силовых линий, изгибаемое излучение при  $z > R$  становится неэффективным), доходит до расстояний порядка  $r_1$ . Здесь, благодаря эффекту двухпотоковой неустойчивости, обус-

ловленной взаимодействием  $e^+e^-$ -плазмы с проходящим через нее релятивистским пучком первичных частиц, в  $e^+e^-$ -плазме формируются сгущения зарядов (электронов или позитронов). Частота этой моды колебаний близка к плазменной, которая в данном случае близка к частотам изгибного радиоизлучения (5). Возникающее излучение является когерентным излучением, так как обусловлено движущимися по магнитным силовым линиям заряженными сгустками с размерами, меньше длины испущенных волн. Эта мода колебаний неустойчива, но время ее распада больше времени формирования радиоволн, так что обсуждаемый эффект реально существует. Обоснованное обсуждение рассмотренного механизма когерентного излучения радиоволн в пульсарах проведено в работе [8], здесь можно найти и все необходимые ссылки на оригинальные работы.

Таким образом, при том электрическом поле, которое, по нашему мнению, существует в магнитном зазоре, радиоизлучение обусловлено первичными электронами с энергией, приобретенной ими на расстоянии  $z_1 \lesssim 200/\Omega$  см (см. формулу (46)). А изгибное излучение, возникающее при движении первичных частиц в остающемся отрезке  $z_1 \lesssim z < H$  магнитного зазора, не приводит к формированию излучения в области радиодиапазона до светового цилиндра, в пользу чего косвенно свидетельствуют наблюдательные факты. Так, из соотношений (6) и (7) следует, что расстояние, где ожидается формирование радиоизлучения, должно быть порядка

$$r_1 \approx 2 \cdot 10^{-50} \gamma^9 / \beta_0.$$

Оно уже при  $\gamma > 5 \cdot 10^6$  превышает радиус светового цилиндра, что никак нельзя согласовать с фактом (2) ширины профиля сигналов, ибо в этой части магнитосферы раствор пучка открытых магнитных силовых линий сильно расширяется.

При рассмотрении электрического поля в магнитном зазоре мы обошли молчанием вопрос о роли объемных зарядов, которые постоянно существуют здесь, благодаря стационарному потоку электронов (позитронов), исходящему от полюса. Оценим вклад этих зарядов в электрическое поле магнитного зазора. Размеры магнитного зазора очень малы по сравнению с радиусом звезды, поэтому фактически мы имеем дело с одномерной задачей электростатики. Суммарное поле, обусловленное вращением и объемными зарядами, определяется следующим уравнением и граничным условием к нему:

$$\frac{dE}{dz} = 4\pi\rho, \quad E(0) = -\frac{\Omega R B_z}{c}, \quad (56)$$

где  $\rho_s = \pm e n_0$ , значение плотности частиц  $n_0$  приведено в (45). Из условия сохранения потока числа первичных частиц следует, что в области зазора  $\rho_s \approx \text{const}$ . Из (56) находим

$$E(z) = -\frac{\Omega R B_s}{c} \left(1 - a \frac{z}{H}\right), \quad (57)$$

где

$$a = \frac{4\pi n_0 e c H}{\Omega R B_s} = \frac{2H}{R} \ll 1.$$

Таким образом, образованное потоком первичных частиц облако зарядов не оказывает заметного влияния на исходное электрическое поле зазора, следовательно, оно движется в этом поле подобно пробному заряду.

В том случае, когда векторы  $\vec{\mu}$  и  $\vec{\Omega}$  антипараллельны, магнитная шапка заряжена положительным зарядом, а напряженность электрического поля равна  $E_B \approx \Omega R B_s / c$ . В этом случае естественно считать, что исходящий из полюсов инжекционный ток состоит из позитронов. Версия инъекции от полюсов протонов или ионов связана с трудностями и вряд ли возможна, но независимо от этого она не обеспечивает реализации той цепи процессов, которая в конечном счете приводит к формированию излучения в радиодиапазоне. Спрашивается, откуда берутся позитроны, которых нет в звезде? Дело в том, что электромагнитное поле, система зарядов и токов вместе с веществом вращающейся звезды образует единую квазиравновесную систему, поэтому для поддержания общего равновесия позитроны требуемого тока должны образоваться под влиянием электрического поля в процессах  $\beta$  — превращений атомных ядер  $(A, Z) \rightarrow (A, Z-1) + e^+$ . Этот процесс необходим для того, чтобы обеспечить минимум энергии полной системы в данной ситуации.

6. *Выключение пульсара.* Период пульсаров сверху ограничен: у обнаруженных объектов самый большой период  $P = 4.308$  с имеет PSR 1845—19, т. е. угловая скорость вращения  $\Omega \approx 1.46$  с<sup>-1</sup>. По-видимому, это дает повод предположить, что при  $\Omega \lesssim 1$  с<sup>-1</sup>, механизм когерентного радиоизлучения перестает работать, т. е. нейтронная звезда не проявляет себя как пульсар.

Естественно считать, что выключение пульсара наступает тогда, когда приобретенная в магнитном зазоре энергия электрона (позитрона) становится меньше энергии (52), необходимой для действия цепи

процессов, приводящих к генерации мощного радиоизлучения:

$$e\Omega R B_s H < \gamma m_e c^2.$$

Учитывая значения параметров  $\gamma$  и  $H$ , приведенные в (16) и (51), находим

$$\Omega B_s < 1.3 \cdot 10^8 R_6^{-7/11} \rho_6^{-8/11}. \quad (58)$$

Это и есть условие выключения пульсара. Магнитная индукция в звезде  $B_s$ , конечно не является неизменным параметром нейтронной звезды, она, безусловно, зависит от  $\Omega$ . В самом деле, вращение и магнитное поле нейтронной звезды взаимосвязаны: при замедлении вращения магнитное поле в какой-то мере должно затухать. Предполагая для порога выключения пульсарного механизма  $\Omega_c \approx 1 \text{ с}^{-1}$ , получаем

$$B_s(\Omega_0) \lesssim 1.3 \cdot 10^8 \text{ Гаусс}. \quad (59)$$

7. *Резюме.* Найдено согласованное решение для электрического поля вращающейся намагниченной нейтронной звезды и ее магнитосферы. В магнитном зазоре электрическое поле в основном имеет продольный характер: компонент его напряженности, перпендикулярный к вектору магнитной индукции, сравнительно очень мал. Магнитные шапки заряжены поверхностным зарядом с плотностью  $\sigma \approx -R(\vec{\Omega} \vec{B}_s)/4\pi c$ . При движении электрона (позитрона) в электрическом поле магнитного зазора его энергия достигает насыщения на высоте  $z_m \approx 1000/(\Omega B_s)^{3/4}$  см над магнитной шапкой звезды. Энергия насыщения равна  $\epsilon_m \approx 9.2 \cdot 10^5 B_s \Omega^{1/4}$  МэВ. Этим расстоянием фактически и определяется высота магнитного зазора. В канале открытых магнитных силовых линий при  $z \gtrsim H \approx 10^8/\Omega^{3/4}$  см продольное электрическое поле экранируется обильным плазменным потоком ( $e^+e^-$ -пар), исходящим из магнитного зазора. Это, по сути дела, допущение, которое необходимо принять, чтобы иметь теорию, согласованную с наблюдательными фактами. За радиоизлучение (с характерной частотой  $\sim 400$  МГц) ответственны первичные электроны с энергией  $\epsilon_e \approx 1.6 \cdot 10^6$  МэВ, которую они приобретают на расстоянии  $z \approx 0.16 H$  от магнитной шапки. При  $\Omega \vec{B}_s \lesssim 10^8$  Гаусс/с пульсар выключается.

Выражаю свою признательность участникам семинара кафедры теоретической физики Ереванского университета за обсуждение работы.

Ереванский Государственный университет

## ON THE THEORY OF PULSARS RADIORADIATION

G. S. SAHAKIAN

Fundamental data of pulsars radioradiation are used for determination of the important parameters of the main stages of processes which are leading to the formation of this radiation. A new solution for the electric field of neutron star polar gap is suggested.

Then the empiric relations which were found are used as a guide to carry out necessary precisions in the current theory which are required by this solution. The threshold of the pulsar turn off is found:  $\Omega B_p \lesssim 10^8$  Gauss/s where  $\Omega$  is the angular velocity of the neutron star rotation, and  $B_p$  is the magnetic field stress in it.

## ЛИТЕРАТУРА

1. T. Gold, *Nature*, **221**, 25, 1969.
2. P. Goldreich, W. H. Julian, *Astrophys. J.*, **157**, 869, 1969.
3. F. C. Michel, *Astrophys. J.*, **180**, 207, 1973.
4. P. A. Starrok, *Astrophys. J.*, **164**, 529, 1971.
5. L. Mestel, *Astrophys. Space Sci.*, **24**, 289, 1973.
6. L. Mestel, Y. M. Wang, *Mon. Notic., Roy. Astron. Soc.*, **188**, 799, 1979.
7. F. C. Michel, *Rev. Mod. Phys.*, **54**, 1, 1882.
8. M. A. Ruderman, P. G. Sutherland, *Astrophys. J.*, **196**, 51, 1975.
9. V. S. Beskin, A. V. Gurevich, Ya. N. Istomin, *Astrophys. Space Sci.*, **102**, 301, 1984.
10. V. S. Beskin, A. V. Gurevich, Ya. N. Istomin, *Astrophys. Space Sci.*, **146**, 205, 1988.
11. В. С. Бескин, А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **58**, 401, 1983.
12. В. С. Бескин, А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин, *Успехи физ. наук*, **150**, 257, 1986.
13. В. С. Бескин, А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин, *Письма в Астрон. ж.*, **14**, 224, 1988.
14. А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **89**, 3, 1985.
15. P. Manchester, Дж. Тейлор, *Пульсары*, Мир. М., 1980.
16. T. Eber, *Rev. Mod. Phys.*, **38**, 626, 1966.
17. S. A. Bludman, K. M. Watson, M. N. Rosenbluth, *Phys. Fluids.*, **3**, 747, 1960.

УДК 524.3:520.84

## ПЕРВЫЙ БЮРАКАНСКИЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ОБЗОР НЕБА. ГОЛУБЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ОБЪЕКТЫ.

V. ПОЛОСА  $+33^\circ \leq \delta \leq +37^\circ$

Г. В. АБРАМЯН, А. М. МИКАЕЛЯН

Поступила 19 ноября 1991

Принята к печати 13 декабря 1991

Приводится пятый список голубых звездных объектов второй части первого Бюраканского спектрального обзора неба. Объекты расположены в полосе  $+33^\circ < \delta < +37^\circ$ ,  $0^h < \alpha < 3^h 40^m$  и  $6^h < \alpha < 13^h 30^m$ . Список содержит данные о 111 голубых звездных объектах, из которых 69 открыты впервые. Проведена предварительная классификация объектов. С помощью глазомерной оценки координат и звездных величин с карт Паломарского обзора неба достигнута точность в  $1''$  по  $\alpha$ ,  $0.1'$  по  $\delta$  и  $0.3^m$  для звездных величин.

1. *Введение.* Вторая часть Первого Бюраканского спектрального обзора неба (FBS—First Byurakan Survey) проводится с 1987 г. и включает выделение, классификацию и исследование голубых звездных объектов с пластинок FBS. В 4-х опубликованных списках [1—4] содержится 429 объектов, из которых 271—открыт впервые. Остальные объекты имеются в списках других обзоров голубых звездных объектов, что позволяет проводить сравнение в полноте выборки FBS, в частоте обнаружения различных типов объектов, а также в точности координат и звездных величин. Такие сравнения проводились в работах [2] и [4]. Надо отметить, что FBS покрывает наибольшую площадь среди всех аналогичных обзоров и поэтому представляет особый интерес. Вторая часть FBS нацелена на открытие новых квазаров, белых карликов, взрывных переменных, субкарликов и других галактических и внегалактических голубых звездных объектов. Описание второй части FBS, методика отбора и принципы предварительной классификации объектов приведены в [1].

В настоящей работе приводится пятый список голубых звездных объектов FBS, содержащий первую половину объектов полосы  $+33^\circ \leq \delta \leq +37^\circ$ .

2. *Список объектов.* В табл. 1 приведен список 111 голубых звездных объектов FBS. Объекты расположены в полосе  $+33^\circ \leq \delta \leq +37^\circ$ ,  $0^h \leq \alpha < 3^h 40^m$  и  $6^h \leq \alpha \leq 13^h 30^m$ . В последовательных столбцах таблицы приведены: 1—номер объекта; 2—обозначение объектов FBS согласно рекомендации подкомиссии № 28 МАС; 3, 4—экваториальные координаты для эпохи 1950.0 г. с точностью до  $1^\circ$  ( $\alpha$ ) и  $0.1$  ( $\delta$ ), 5—видимая звездная величина  $m_V$  с точностью до  $0.3^m$ , 6—обзорный тип объектов согласно предварительной классификации авторов, 7—отождествление известных объектов (номер соответствующего источника в списке литературы), где [5]—обзор Паломара-Грина (PG), [6, 7]—списки обзора Кизо (KUV), [8]—обзор Кейз (Case), [9]—голубые звездные объекты Тонантцитла (Топ), [10]—список Хьюмасаона-Цвикки (HZ) и [11]—каталог белых карликов (WD),

Таблица 1

## СПИСОК ГОЛУБЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ FBS

№	Название FBS	Координаты		$m_V$	Тип	Литература
		$\alpha_{1950}$	$\delta_{1950}$			
1	2	3	4	5	6	7
430	0004+330	$00^h 04^m 57^s$	$+33^\circ 00.8'$	14.1	B1	[11]
431	0018+328	00 18 48	$+32^\circ 48.0'$	16.7	N2	
432	0019+348	00 19 10	$+34^\circ 48.3'$	15.0	B2	
433	0024+335	00 24 46	$+33^\circ 31.3'$	16.7	B2a:	
434	0026+361	00 26 51	$+36^\circ 03.1'$	14.6	B2	
435	0027+365	00 27 18	$+36^\circ 31.9'$	16.3	B2	
436	0035+343	00 35 21	$+34^\circ 15.1'$	14.5	B1	
437	0039+361	00 39 17	$+36^\circ 07.4'$	15.7	B2e	
438	0042+355	00 42 55	$+35^\circ 30.6'$	15.7	B3	
439	0043+343	00 43 09	$+34^\circ 18.5'$	17.2	N1	
440	0043+334	00 43 24	$+33^\circ 22.1'$	16.2	B3a:	
441	0047+351	00 47 06	$+35^\circ 05.7'$	15.2	B1	
442	0047+347	00 47 13	$+34^\circ 41.8'$	16.5	B2	
443	0050+358	00 50 55	$+35^\circ 45.3'$	14.6	B1	
444	0053+360	00 53 42	$+36^\circ 05.3'$	15.5	B2	
445	0055+343	00 55 38	$+34^\circ 19.6'$	15.2	B3	
446	0100+355	01 00 42	$+35^\circ 31.3'$	15.9	B2a:	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
447	0102+362	01 02 00	+36 11.6	12.8	B1	
448	0104+333	01 04 32	+33 20.0	13.9	B2	
449	0105+353	01 06 42	+35 18.7	15.0	B2	
450	0107+357	01 07 13	+35 41.0	15.2	N1a:	
451	0112+351	01 12 17	+35 05.3	15.5	N2	
452	0123+332	01 23 02	+33 10.2	13.5	B2	
453	0124+345	01 24 12	+34 29.4	15.8	B2	
454	0125+351	01 25 15	+35 06.2	16.3	B3	
455	0126+354	01 26 33	+35 26.6	16.9	N1	
456	0140+339	01 40 53	+33 59.3	16.6	B2a:	
467	0150+354	01 50 22	+35 26.9	15.8	B1	
458	0212+349	02 12 33	+34 57.3	14.3	B2	
459	0212+334	02 12 47	+33 26.4	13.6	B1	
460	0213+355	02 13 02	+35 27.5	15.5	B2	
461	0217+343	02 17 17	+34 20.0	15.4	B1a	
462	0223+365	02 23 04	+36 32.1	13.8	B1a:	
463	0224+330	02 24 05	+33 02.1	13.4	B1	
464	0225+334	02 29 01	+33 21.4	15.4	B1	[7]
465	0235+338	02 35 11	+33 46.6	14.7	B1	
466	0235+353	02 35 19	+35 18.6	14.1	B2	
467	0244+366	02 44 29	+36 33.3	12.9	B1	[7]
468	0306+333	03 06 07	+33 20.0	14.7	B1	
469	0311+365	03 11 01	+36 31.7	15.6	B2	
470	0316+345	03 16 33	+34 31.3	14.8	B1a	[11]
471	0330+340	03 30 00	+34 02.5	16.1	B2	
472	0330+330	03 30 13	+33 02.5	15.5	B1a:	
473	0335+344	03 35 55	+34 21.6	15.6	N1e	
474	0336+354	03 36 33	+35 22.8	16.3	B2	
475	0654+366	06 54 41	+36 34.3	13.4	B1	
476	0656+367	06 56 05	+36 43.3	16.2	B1	
477	0658+350	06 58 35	+35 02.2	13.5	B1	
478	0701+355	09 01 17	+35 27.4	15.3	B2	
479	0716+365	07 16 53	+36 28.8	15.5	B1	
480	0729+331	07 29 15	+33 08.9	15.5	B1	[7], [9]
481	0730+369	07 30 06	+36 59.5	15.7	B1	[7]
482	0731+345	07 31 30	+34 27.9	16.3	B1	[7], [9]
483	0747+339	07 42 49	+33 52.0	15.9	B1	
484	0742+337	07 42 59	+33 40.4	17.0	B2	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
485	0812+354	08 12 57	+35 26.3	14.4	B1	[9]
486	0819+364	08 19 32	+36 23.8	15.6	N1	[5], [8]
487	0823+333	08 23 35	+33 18.9	13.3	B2	
488	0839+336	08 39 58	+33 38.6	15.0	B1	[5], [7-9]
489	0843+364	08 43 48	+36 25.7	15.6	B2	[9]
490	0844+349	08 44 34	+34 56.2	13.6	B3	[5], [8], [9]
491	0858+363	08 58 40	+36 19.0	15.2	N2	[5, 6, 8, 11]
492	0859+338	08 59 06	+33 47.0	17.1	B1	[9]
493	0906+368	09 06 18	+36 49.9	15.8	N1e	
494	0917+342	09 17 08	+34 09.4	15.3	B2	[5], [8], [9]
495	0920+366	09 20 50	+36 36.5	16.3	N2	[8]
496	0920+364	09 20 52	+36 21.5	16.4	N2	[5], [8], [9]
497	0934+338	09 34 10	+33 47.8	16.9	B2	[5], [8], [9]
498	0946+362	09 46 19	+36 09.6	15.5	N2e:	
499	0948+344	09 48 51	+34 21.5	15.0	B2	[5], [7-9]
500	0955+337	09 55 23	+33 42.5	15.3	B2	
501	0956+348	09 56 32	+34 47.9	17.2	N1	
502	0956+365	09 56 33	+36 32.6	13.7	B1	[7], [8]
503	0956+359	09 56 58	+35 54.5	15.7	B1	[5, 7-9, 11]
504	0958+353	09 58 17	+35 19.5	17.6	B1	[7], [8]
505	1004+342	10 04 53	+34 10.9	15.4	N2	[9]
506	1027+346	10 27 27	+34 36.3	13.0	B1	
507	1048+343	10 48 57	+34 15.3	15.9	N3	[5]
508	1056+345	10 56 40	+34 31.1	15.8	N1	[5], [9, 11]
509	1101+365	11 01 46	+36 27.1	14.7	B1	[5], [9]
510	1102+347	11 02 54	+34 42.0	16.2	B2	[9]
511	1111+339	11 11 53	+33 56.9	13.0	B1	[5]
512	1112+339	11 12 09	+33 55.6	15.4	B1	[5], [9]
513	1116+349	11 16 48	+34 56.5	13.7	B1	[5], [9]
514	1122+336	11 22 49	+33 33.6	15.1	B2	
515	1125+345	11 25 27	+34 28.4	16.3	B2a:	
516	1129+349	11 29 09	+34 57.5	16.9	B1	[9]
517	1147+363	11 47 29	+36 16.7	15.9	B3	[9]
518	1150+334	11 50 17	+33 23.9	16.2	N2e:	[9]
519	1151+359	11 51 24	+35 56.2	16.8	B1	[5], [9]
520	1153+344	11 53 25	+34 24.1	15.1	B1	[5], [9]
521	1157+343	11 57 55	+34 17.3	15.5	B3	[9]
522	1202+336	12 02 18	+33 36.5	15.7	B3	

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
523	1212+369	12 12 17	+36 55.4	13.0	B2	[5], [10]
524	1218+353	12 18 59	+35 20.6	16.1	N2 <sub>a</sub> :	
525	1222+362	12 22 46	+36 10.5	16.2	N3	
526	1223+371	12 23 28	+37 05.9	17.7	B2	
527	1233+338	12 33 45	+33 47.3	15.6	B2	[5]
528	1238+370	12 38 39	+37 00.0	16.6	N1	
529	1242+342	12 42 45	+34 12.5	17.3	N1	
530	1250+337	12 50 02	+33 43.8	16.5	N1	
531	1254+345	12 54 53	+34 30.9	17.0	N2	
532	1255+342	12 55 03	+34 10.2	15.8	N2 <sub>a</sub>	
533	1305+344	13 05 17	+34 24.2	17.7	B1	
534	1307+363	13 07 04	+36 15.8	16.7	N1	
535	1307+354	13 07 38	+35 25.5	15.7	B2	[5], [9, 11]
536	1309+355	13 09 59	+35 31.1	15.2	N1	[5], [9]
557	1321+364	13 21 19	+36 23.8	11.7	B1	[10]
558	1323+333	13 23 31	+33 19.5	17.0	N1 <sub>e</sub>	
539	1328+344	13 28 56	+34 24.1	14.9	B2	[5]
540	1329+360	13 29 40	+35 00.3	17.5	B1	

Принципы предварительной классификации приведены в [1]. Напомним, что в нашей классификации тип В обозначает объекты, у которых синяя часть спектра на призмных пластинках интенсивнее красной, а тип N—объекты, у которых интенсивности обеих частей примерно равны. Индексы 1, 2 и 3 показывают соотношение длин сине-фиолетовой и красно-желтой частей спектра в убывающем порядке. Индексы „а“ и „е„ показывают наличие соответственно абсорбционных и эмиссионных деталей в низкодисперсионном спектре. Знак „:“ ставится в случае неуверенности этих данных.

Экваториальные координаты, определенные с карт Паломарского обзора неба глазомерным методом, приведены с большей точностью, чем ранее считалось возможным (до 0.5' в обеих координатах). Звездные величины, также определенные с карт Паломарского обзора с помощью калибровки зависимости „диаметр изображения—звездная величина“ согласно [12], приведены с точностью до 0.3<sup>m</sup>, что тоже делается впервые. О методике определения и точности координат и звездных величин подробно говорится в работе [13]. Там же приводится подтверждение такой точности с помощью сравнения соответствующих

величин обзора FBS и других обзоров. Отметим, что благодаря повышению точности, по-видимому, удастся определить приблизительную предельную звездную величину для каждой пластинки FBS, что крайне важно для оценки степени полноты выборки FBS до определенных  $m$ . Интересно, что в табл. 1 самые слабые два объекта имеют  $m_V = 17.7^m \pm 0.3^m$ . Среди объектов, имевшихся в предварительном списке, но не попавших в окончательный список из-за недостаточного УФ-избытка, был объект с  $m_V = 18.1^m \pm 0.3^m$ . Это говорит о том, что среди пластинок FBS есть пластинки с предельной звездной величиной выше, чем предполагалось ранее (т. е. выше  $17.5^m$ ).

В конце работы приводятся карты отождествления для всех новых объектов табл. 1 (всего 69 карт), отпечатанные с голубых карт Паломарского обзора неба.

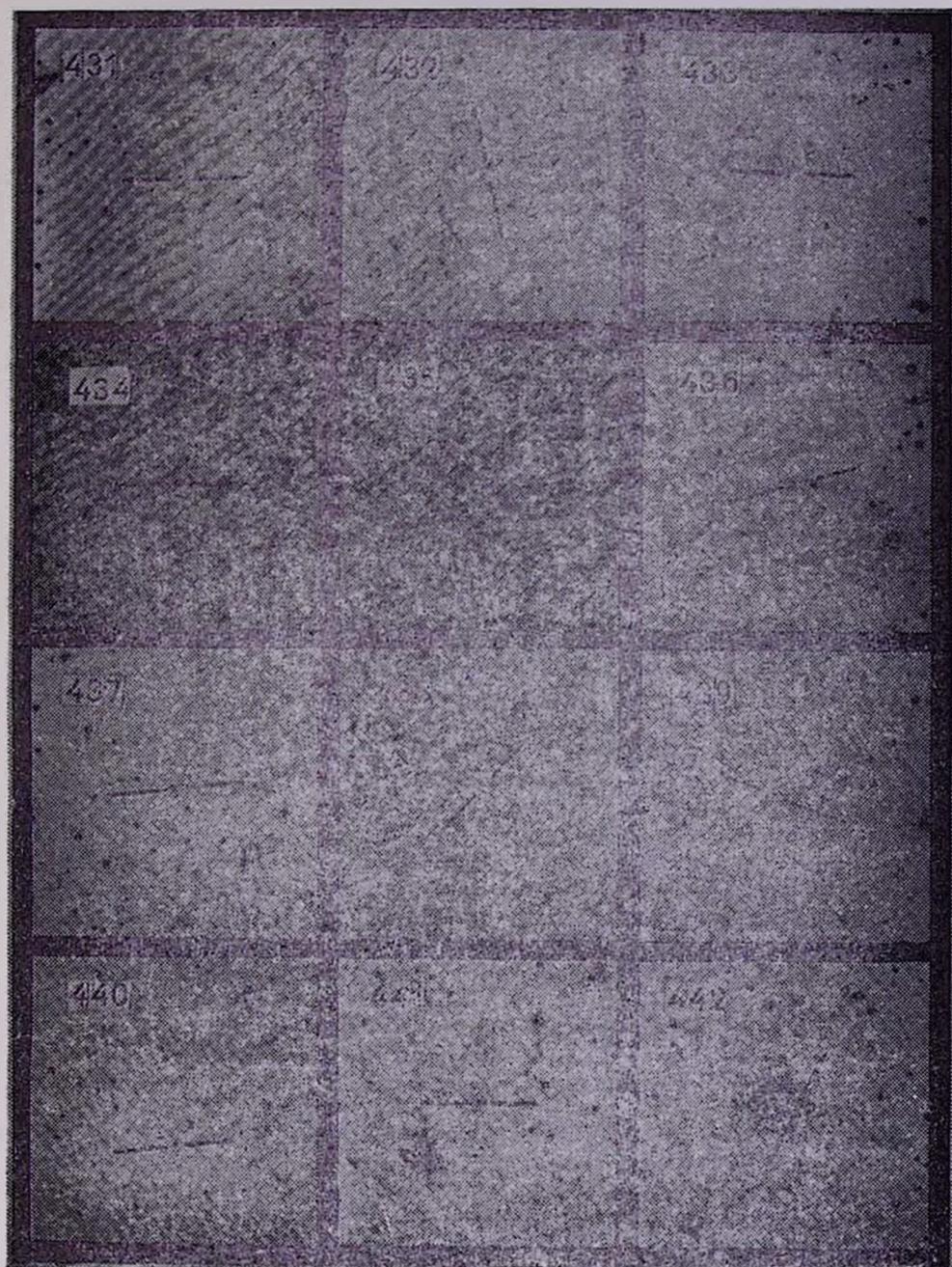
3. *Заключение.* Первая половина полосы  $+33^\circ \leq \delta < +37^\circ$  включает 111 голубых звездных объектов, из которых 42 отождествлены с ранее опубликованными объектами из других обзоров. Среди этих 42 объектов 2 квазара, 1 сейфертовская галактика, 12 белых карликов, 2 катаклизмические переменные, 6 горячих субкарликов и 19 голубых звездных объектов, спектральный класс которых пока неизвестен. Это распределение дает приблизительное представление о составе объектов в нашем списке, однако надо учесть, что поиск наиболее интересных типов объектов, в частности квазаров, сейфертовских галактик, белых карликов, катаклизмических переменных, ведется не только среди голубых звездных объектов, но и другими, иногда более эффективными методами. Следовательно, можно ожидать, что основная часть таких объектов уже известна, и среди новых объектов в процентном отношении их будет меньше. Такой вывод подтвердил первый список спектрально исследованных 54 объектов второй части FBS [14], в котором оказалось 40 субкарликов, 11 белых карликов и всего 3 звезды HBV (горячие звезды горизонтальной ветви). Таким образом, с оценками состава списков голубых звездных объектов следует быть осторожным. Для части объектов табл. 1 уже получены щелевые спектры на телескопе ЗТА-2.6 Бюраканской обсерватории. Спектральные наблюдения продолжаются, и по их окончании будут опубликованы спектральные классы этих объектов.

Бюраканская астрофизическая

обсерватория

# КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

Размеры 11' x 11'. Север сверху, восток слева (в голубых лучах).



443



444



445



446



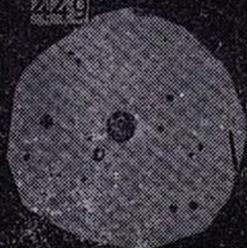
447



448



449



450



451



452



453



454



455



456



457



458



459



460



461



462



463



465



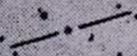
466



468



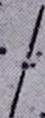
469



471



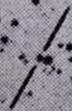
472



473



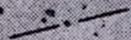
474



475



476



477



478



479



483



484



487



493



498



500



501



506



514



515



522



524



525



526



528



529



530



531



532



533



534



538



540



THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY  
BLUE STELLAR OBJECTS

V. ZONE  $+33^\circ \leq \delta < +37^\circ$

H. V. ABRAHAMIAN, A. M. MICKAELIAN

The fifth list of blue stellar objects of second part of the First Byurakan Spectral sky survey is given. The objects are situated in the zone with  $+33^\circ \leq \delta < +37^\circ$ ,  $0^h \leq \alpha \leq 3^h40^m$ , and  $6^h < \alpha \leq 13^h30^m$ . The list contains data for 111 blue stellar objects among which 69 are new. A preliminary classification of objects is made. An accuracy of  $1'$  in  $\alpha$ ,  $0.1'$  in  $\delta$  and  $0.3^m$  for magnitudes is achieved firstly with the eye estimation of coordinates and magnitudes from the Palomar sky survey charts.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. В. Абрамян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, **32**, 29, 1990.
2. Г. В. Абрамян, В. А. Липовецкий, А. М. Микаелян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, **33**, 213, 1990.
3. Г. В. Абрамян, В. А. Липовецкий, А. М. Микаелян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, **33**, 345, 1990.
4. Г. В. Абрамян, В. А. Липовецкий, А. М. Микаелян, Дж. А. Степанян, *Астрофизика*, **34**, 13, 1991.
5. R. F. Gray, M. Schmidt, J. Liebert, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **61**, 305, 1986.
6. T. Noguchi, H. Mashara, M. Kondo, *Ann. Tokyo Astron. Observ.*, 2-nd Ser., **18**, 55, 1980.
7. M. Kondo, T. Noguchi, H. Mashara, *Ann. Tokyo Astron. Observ.*, 2-nd Ser., **20**, 130, 1984.
8. P. Pesch, N. Sanduleak, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **60**, 543, 1986.
9. E. Chavira, *Bol. Observ. Tonantzintla y Tacubaya*, **18**, 3, 1959.
10. M. L. Humason, F. Zwicky, *Astrophys. J.*, **105**, 85, 1947.
11. G. P. McCook, E. M. Ston, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **65**, 603, 1987.
12. I. R. King, M. I. Raff. *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **89**, 120, 1977.
13. Г. В. Абрамян, А. М. Микаелян, *Астрофизика*, **1993** (в печати).
14. Г. В. Абрамян, А. М. Микаелян, *Астрофизика*, **1994** (в печати).

УДК 524.3—327

## ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ВРАЩАЮЩИХСЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЛИТРОП В БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ТЯГОТЕНИЯ

О. А. ГРИГОРЯН, А. В. САРКИСЯН, Э. В. ЧУБАРЯН

Поступила 10 декабря 1991

Принята к печати 10 января 1992

В рамках биметрической теории тяготения найдено точное, без приближений, выражение уравнений гравитационного поля и материи в случае аксиальной симметрии. В статье приведены решения задачи стационарного вращения в квадратичном по угловой скорости приближении для моделей звезд с политропным уравнением состояния. Вычислены физические характеристики этих моделей.

В работе [1] в рамках биметрической теории тяготения в первом по угловой скорости вращения приближении решены уравнения поля в случае аксиально-симметричного распределения масс для конфигураций, состояние вещества в которых описывается политропным уравнением. Данная работа является продолжением [1]. Здесь задача решена во втором по угловой скорости вращения приближении, что позволяет определить поправки к интегральным характеристикам вращающихся конфигураций, а также квадрупольный момент звезды.

Биметрическая теория тяготения (БТТ) Н. Розена [2] удовлетворяет принципам общей ковариантности, локальной эквивалентности и принципу соответствия. Пространственно-временное многообразие в БТТ определяется двумя метриками:

$$\begin{aligned}
 ds^2 &= g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \\
 d\sigma^2 &= \gamma_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu,
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

$ds^2$ —задает искривленное пространство—время, а  $d\sigma^2$ —плоское пространство — время и описывает неинерциальные эффекты, связанные

с выбором системы отсчета. Вдали от тел, создающих гравитационное поле,  $ds^2$  и  $d\sigma^2$  совпадают.

Тетрадный базис плоского пространства — времени и связанный с ним векторный базис для сферической координатной системы можно выбрать в виде

$$\begin{aligned} \omega^0 &= c dt, \quad \omega^1 = dr, \quad \omega^2 = r d\theta, \quad \omega^3 = r \sin \theta d\varphi, \\ e_0 &= \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}, \quad e_1 = \frac{\partial}{\partial r}, \quad e_2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}, \quad e_3 = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi}. \end{aligned} \quad (2)$$

В таком базисе метрики (1) в общем случае аксиально-симметричных полей запишутся в виде

$$\begin{aligned} d\sigma^2 &= \eta_{\alpha\beta} \omega^\alpha \omega^\beta, \quad \eta_{\alpha\beta} = \text{diag}(1, -1, -1, -1), \\ ds^2 &= e^{2\phi} (\omega^0)^2 - e^{2\psi} (\omega^1)^2 - e^{2\lambda} (\omega^2 + \nu r \omega^1)^2 - e^{2\chi} (\omega^3 + \omega r \sin \theta \omega^0)^2, \end{aligned} \quad (3)$$

откуда непосредственно следует, что тетрадный  $\{\theta^\alpha\}$  и векторный базисы искривленного пространства — времени связаны с тетрадами  $\{\omega^\alpha\}$  следующим образом:

$$\begin{aligned} \theta^0 &= \omega^0, \\ \theta^1 &= \omega^1, \\ \theta^2 &= \omega^2 + \nu r \omega^1, \\ \theta^3 &= \omega^3 + \omega r \sin \theta \omega^0, \\ \xi_0 &= e_0 - r \omega \sin \theta e_3, \\ \xi_1 &= e_1 - r \nu e_3, \\ \xi_2 &= e_2, \\ \xi_3 &= e_3. \end{aligned} \quad (4)$$

Уравнения гравитационного поля в БТТ можно записать в бескоординатной форме как

$$N = -8\pi k \left( T - \frac{1}{2} g Sp T \right), \quad (5)$$

где

$$N = \frac{1}{2} \nabla (g \cdot \nabla g), \quad (6)$$

$T$  — тензор энергии-импульса негравитационных полей;  $Sp T =$

$g^{\mu\nu} T_{\mu\nu}$ ,  $\nabla$  означает ковариантное дифференцирование по  $\gamma_{\mu\nu}$ , т. е.  $\nabla\gamma=0$ ;  
 $\tilde{g} = g^{\mu\nu} e_\mu e_\nu$  — гравитационный тензор  $g$ , спроектированный на базисные векторы.

В таком базисе полное и точное (без приближений) выражение тензора  $N$  будет

$$\begin{aligned}
 N = & \left[ -\Delta\Phi + \frac{1}{2} [(\omega + \omega_1 r)^2 + (\omega_2 + \omega \operatorname{ctg} \theta)^2] \sin^2 \theta e^{2\alpha-2\Phi} \right] \times \\
 & \times \xi_0 \omega^0 + \left[ (\Phi_1 - \alpha_1)(\omega + \omega_1 r) + \frac{\Phi_2 - \alpha_2}{r} (\omega_2 + \omega \operatorname{ctg} \theta) - \frac{1}{2} \omega_{11} r + \right. \\
 & \left. + 4\omega_1 + \frac{2\omega}{r} + \frac{1}{r} (\omega_{22} + 3\omega_2 \operatorname{ctg} \theta + \omega (\operatorname{ctg}^2 \theta - 1)) \right] \sin \theta e_3 \omega^0 + \\
 & + \left[ -\Delta\alpha - \frac{1}{2} [(\omega + \omega_1 r)^2 + (\omega_2 + \omega \operatorname{ctg} \theta)^2] \sin^2 \theta e^{2\alpha-2\Phi} + \right. \\
 & \left. + \frac{1}{2} \left( \frac{1}{r^2} - v^2 \operatorname{ctg}^2 \theta \right) e^{2\alpha-2\Phi} + \frac{\operatorname{ctg}^2 \theta}{2r^2} e^{2\alpha-2\mu} \right] e_3 \theta^3 - \\
 & - \frac{1}{2} \left[ \frac{2v \operatorname{ctg} \theta}{r^2} - \left( v + \frac{\operatorname{ctg} \theta}{r} \right)^2 e^{2\alpha-2\Phi} \right] r \omega \sin \theta \xi_0 \omega^3 - \\
 & - \frac{1}{2} \left[ \frac{2v \operatorname{ctg} \theta}{r} - \frac{1}{r^2} e^{2\psi-2\alpha} - \left( v + \frac{\operatorname{ctg} \theta}{r} \right)^2 e^{2\alpha-2\alpha} \right] e_3 \omega^3 + \\
 & + \frac{1}{2} \left[ \omega_{11} r + 2\omega_1 + \left( 2\alpha_1 - 2\Phi_1 + \frac{2}{r} \right) (\omega + \omega_1 r) + \frac{1}{r} \left[ \omega_{22} + \right. \right. \\
 & \left. \left. + 2\omega_2 \operatorname{ctg} \theta - \omega + (2\alpha_2 - 2\Phi_2 + \operatorname{ctg} \theta) (\omega_2 + \omega \operatorname{ctg} \theta) \right] \right] e^{2\alpha-2\Phi} \times \\
 & \times \sin \theta \xi_0 \theta^3 + \frac{1}{2} \left[ -2\Delta\psi - \left( v_2 - \frac{1}{r} \right) \left( v_2 - \frac{1}{r} - v^2 r \right) e^{2\mu-2\psi} - \right. \\
 & \left. - (v + v_1 r)^2 e^{2\mu-2\alpha} + \frac{2}{r^2} + \frac{1}{r} \left( v \operatorname{ctg} \theta - \frac{1}{r} \right) e^{2\alpha-2\psi} \right] \xi_1 \omega^1 + \\
 & + \frac{1}{2} \left[ 2(\psi_1 - \mu_1)(v + v_1 r) + 2 \frac{\psi_2 - \mu_2}{r} \left( v_2 - \frac{1}{r} \right) - v \left( v_2 - \frac{1}{r} \right) + \right. \\
 & \left. + \frac{\operatorname{ctg} \theta}{r^2} \left( 1 - e^{2\alpha-2\mu} \right) + \frac{2\psi_2 - 2\mu_2}{r^2} e^{2\psi-2\mu} - \omega^2 e^{2\psi-2\Phi} \sin \theta \cos \theta - \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -v_{11}r - 4v_1 - \frac{1}{r}(v_{22} + v_2 \operatorname{ctg} \theta) - \frac{e^{2\psi}}{r^2}(e^{-2\mu} - e^{2\alpha}) \operatorname{ctg} \theta - \\
& -v \left( 2v_2 + v \operatorname{ctg} \theta - \frac{1}{r} \right) \left] e_1 \omega^1 + \frac{1}{2} \left[ -\frac{2\psi_2 v}{r} + \frac{1}{r} \left( v_2 - \frac{2}{r} \right) + \right. \\
& + \frac{e^{2\psi}}{r^2}(e^{-2\alpha} + e^{-2\alpha}) + \frac{1}{r}(v_2 + v \operatorname{ctg} \theta + v^2 r) - \omega^2 \sin^2 \theta \times \\
& \times e^{2\psi - 2\Phi} \left] e_1 \omega^1 + \frac{1}{2} \left[ -\frac{2\psi_2}{r} + \frac{v}{r} - v \left( v_2 - \frac{1}{r} - v^2 r \right) \times \right. \\
& \quad \times e^{2\mu - 2\psi} + \frac{\operatorname{ctg} \theta}{r} \left( v \operatorname{ctg} \theta - \frac{1}{r} \right) e^{2\alpha - 2\psi} \left] \xi_1 \omega^2 + \\
& + \frac{1}{2} \left[ -2\Delta\mu + \left( v + \frac{\operatorname{ctg} \theta}{r} \right) \frac{\operatorname{ctg} \theta}{r} e^{2\mu - 2\alpha} + \left( v_2 - \frac{1}{r} \right) \times \right. \\
& \times \left( v_2 - \frac{1}{r} - v^2 r \right) e^{2\mu - 2\psi} - (v + v_1 r)^2 e^{2\mu - 2\psi} \frac{1}{r} (v_2 + v \operatorname{ctg} \theta) - \\
& \quad \left. - \left( v + \frac{\operatorname{ctg} \theta}{r} \right) r \omega^2 \sin \theta \cos \theta e^{2\mu - 2\Phi} \right] e_2 \theta^2 + \\
& + \frac{1}{2} \left[ -\frac{2\psi_2}{r} v + \frac{1}{r} \left( v_2 - \frac{1}{r} \right) + \frac{1}{r^2} (1 - e^{2\psi - 2\alpha}) - v^2 - \frac{2v_2}{r} - \right. \\
& \left. - \frac{\operatorname{ctg}^2 \theta}{r^2} e^{2\alpha - 2\mu} \right] e_2 \omega^2 + \frac{1}{2} \left[ \frac{2\psi_2}{r^2} - v \left( v_2 - \frac{1}{r} - v^2 r \right) \times \right. \\
& \times e^{2\mu - 2\psi} + \frac{v}{r} + \frac{1}{r} \left( v + \frac{\operatorname{ctg} \theta}{r} \right) e^{2\mu - 2\alpha} - \left( v - \frac{\operatorname{ctg} \theta}{r} \right) r \omega^2 \times \\
& \quad \times \sin^2 \theta e^{2\mu - 2\Phi} \left] e_1 \theta^2 - \frac{\operatorname{ctg} \theta}{2r^2} e_1 \omega^1 - \frac{1}{2} \left[ v_{11} r + 2v_1 + \right. \\
& \quad + \left( 2\mu_1 - 2\psi_1 - \frac{2}{r} \right) (v + v_1 r) - \frac{1}{r} \left[ v_{22} - 2v_2 v r + \right. \\
& \quad \left. \left. + (2\mu_2 - 2\psi_2 + \operatorname{ctg} \theta) \left( v_2 - \frac{1}{r} - v^2 r \right) \right] \right] \cdot e^{2\mu - 2\psi} \xi_1 \theta^2.
\end{aligned}$$

Переходя к координатному базису нетрудно получить полную систему уравнений гравитационного поля биметрической теории в случае стационарно-вращающегося материального источника, с правыми частями

$$T - \frac{1}{2} g Sp T = \frac{1}{2} \left[ (\rho c^2 + P + u) \frac{\partial}{\partial t} \partial t - (\rho c^2 - P + u) \frac{\partial}{\partial \varphi} d\varphi - \right.$$

$$\begin{aligned}
 & -(\rho c^2 - P) \frac{\partial}{\partial r} dr - (\rho c^2 - P) \frac{\partial}{\partial \theta} d\theta - u \frac{\partial}{\partial t} dt - \\
 & - \left( \frac{\rho c^2 + P}{Q} - \omega \right) u \Omega \frac{\partial}{\partial \varphi} dt,
 \end{aligned} \tag{8}$$

где

$$\begin{aligned}
 u &= \frac{2Q}{1 - \frac{(\omega + \Omega)Q}{\rho c^2 + P}}, \\
 Q &= (\rho c^2 + P) r^2 \sin^2 \theta (\omega + \Omega) e^{2\alpha - 2\phi},
 \end{aligned}$$

$\rho$  — плотность массы,  $P$  — давление.

К полученным таким образом полевым уравнениям следует также добавить уравнение гидродинамического равновесия

$$\frac{dP}{\rho c^2 + P} = -d \left( \Phi + \frac{1}{2} \ln (1 - r^2 (\omega + \Omega)^2 \sin^2 \theta e^{2\alpha - 2\phi}) \right). \tag{9}$$

В первом приближении по угловой скорости вращения поле вращающейся сферически-симметричной конфигурации в изотропных координатах определяется системой

$$\begin{aligned}
 \Phi_{,11} + \frac{2}{r} \Phi_{,1} &= 4\pi k (\rho + 3P), \\
 \psi_{,11} + \frac{2}{r} \psi_{,1} &= \frac{2}{r^2} \text{sh} (2\psi - 2\mu) - 4\pi k (\rho - P), \\
 \mu_{,11} + \frac{2}{r} \mu_{,1} + \frac{1}{r^2} \text{sh} (2\psi - 2\mu) &= -4\pi k (\rho - P), \\
 P_{,1} + (\rho + P) \Phi_{,1} &= 0, \\
 P &= P(\rho),
 \end{aligned} \tag{10}$$

$$\begin{aligned}
 q_{11} + \left[ \frac{4}{r} - \frac{2(M + M')}{r^2} \right] q_{,1} - \left[ \frac{2(M + M')}{r^2} + 16\pi e^{\phi_0 + 3\psi_0} (\rho + 3P) \right] q + \\
 + \frac{1}{r^2} (q_{22} + 3q_2 \text{ctg} \theta) = 16\pi (\rho + P) e^{\phi_0 + 3\psi_0} \sqrt{8\pi \rho}.
 \end{aligned}$$

Учитывая, что в первом приближении  $\alpha = \mu = \psi_0$  [1], решения системы [10] вне звездной конфигурации ( $P = \rho = 0$ ) запишутся как

$$\Phi = \Phi_0 = -\frac{M}{r},$$

$$\psi = \psi_0 = \frac{M'}{r}, \quad (11)$$

$$\omega = \sqrt{\beta} q = \sqrt{\beta} \frac{c_1}{r^3} F\left(2, 4, -\frac{2(M+M')}{r}\right),$$

где  $c_1, M, M'$ —постоянные интегрирования.

$$M = 4\pi \int_0^R (\rho + 3P) e^{\Phi_0 + 3\Phi_0} r^2 dr, \quad (12)$$

$$M' = 4\pi \int_0^R (\rho - P) e^{\Phi_0 + 3\Phi_0} r^2 dr,$$

а  $F(\alpha, \beta, x)$ —есть вырожденная гипергеометрическая функция.

Во втором по угловой скорости вращения приближении после некоторых манипуляций с начальными уравнениями для полевых уравнений получаем [3]:

$$\Delta_0 X = -8\pi e^{\Phi_0 + 3\Phi_0} (\rho_0 - 3P_0) \left[ X + \frac{\rho^0 - 3P^0}{\rho_0 - 3P_0} \right], \quad (13)$$

$$\Delta_2 Y = \frac{1}{2} (W(r) - V(r)) + 4\pi e^{\Phi_0 + 3\Phi_0} K(r) (\rho_0 + P_0), \quad (14)$$

$$\Delta_2 A = -8\pi e^{\Phi_0 + 3\Phi_0} (\rho_0 - 3P_0) \left[ A + \frac{\rho^2 - 3P^2}{\rho_0 - 3P_0} \right], \quad (15)$$

$$\Delta_2 F - \frac{4F}{r^2} - \frac{4\beta}{r^2} - \frac{8\chi^2}{r^3} = V(r), \quad (16)$$

$$\Delta_2 B - \frac{6B}{r^2} + \frac{18F}{r^2} = 2V(r) - \frac{1}{2} W(r) - 4\pi e^{\Phi_0 + 3\Phi_0} K(r) (\rho_0 + P_0), \quad (17)$$

$$\Delta_4 \Gamma = 0, \quad (18)$$

где введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} X &= \varphi^0 + f^0 + 2u^0, & Y &= f^0 - u^0, \\ A &= \varphi^2 + f^2 + 2u^2, & B &= f^2 - u^2, \\ F &= \zeta^2 r, & \Gamma &= B - 2F + 2\chi^2, \end{aligned} \quad (19)$$

$$W(r) = \frac{1}{3} q^2 r^3 e^{2\Phi_0 - 2\Phi_0} \left( \frac{q_1}{q} + \frac{1}{r} \right)^2, \quad V(r) = \frac{1}{3} q^2 e^{2\Phi_0 - 2\Phi_0}.$$

Решения этих уравнений вне распределения материи есть

$$X = b_0 y; \quad \varphi^0 = a_0 y + \xi_0(y); \quad Y = a_0 y^3 - \frac{1}{2} \varphi_0(y); \quad \Gamma = 0;$$

$$A = b_1 y^3; \quad \varphi^2 = a_1 y^3 + \varphi_0(y); \quad B + 6\lambda = b_1 y + \xi_0(y),$$

$$\xi_0(y) = \frac{c_1^2 m^2}{48} \left[ e^{2y} \left( 1 - \frac{2}{y} + \frac{1}{2y^2} \right) + 1 + \frac{2}{y} - \frac{1}{y^2} + \frac{e^{-2y}}{2y^2} \right], \quad (20)$$

$$\varphi_0(y) = -\frac{c_1^2 m^2}{48} \left[ e^{2y} \left( 1 - \frac{2}{y} + \frac{5}{4y^2} \right) + 1 - \frac{1}{y} - \frac{1}{y^2} - \frac{e^{-2y}}{4y^2} \right],$$

$$y = \frac{m}{2r}.$$

Для исследования структуры звездных моделей хорошим приближением для многих реальных ситуаций является политропическая связь между давлением и плотностью вещества

$$P = K \rho^{1+1/n},$$

где  $n$  — показатель политропы.

В дальнейшем удобно пользоваться безразмерными переменными Эмдена [1].

Внутри распределения материи уравнения (13)—(18) решены численным методом Рунге-Кутты на вычислительной машине.

Решения были найдены для пяти значений  $n$  (1; 1.5; 2; 2.5; 3). Чтобы обойти пробные интегрирования в приближении сферического распределения был использован метод нахождения центральных значений потенциалов, описанный в работе [1]. Метод нахождения решений во втором порядке теории возмущений и вычисления интегральных характеристик вращающихся конфигураций приведен в работе [3]. Из асимптотических поведений потенциалов  $\Phi$  и  $\psi$  из (20) можно определить добавки к массам  $M$  и  $M'$  и им соответствующие квадрупольные моменты  $Q$  и  $Q'$  [4]:

$$\begin{aligned} \Delta M &= \beta \left( a_0 \frac{|m|}{2} - \frac{c_1^2 |m|^2}{48} \right), \\ \Delta M' &= \beta \left( \frac{a_0 - b_0}{6} |m| + \frac{c_1^2 |m|^2}{144} \right), \\ Q &= \beta \left( a_1 \frac{|m|}{8} - \frac{c_1^2 |m|^2}{960} \right). \end{aligned} \quad (21)$$

$$Q' = \beta \left( \frac{a_2 - b_2 - 2a_0}{24} |m|^3 + \frac{c_1^2 |m|^5}{2880} \right).$$

Нетрудно заметить, что при  $b_1 \neq \frac{c_1^2 m^2}{24}$  на больших расстояниях от гравитационного источника у потенциала  $\psi$  имеется аномальная зависимость от расстояния в угловой части. На далеких расстояниях  $\psi$  имеет вид

$$\psi = \frac{M'_{rot}}{r} + \left( \frac{Q'}{r^3} + \frac{A}{r} \right) P_2(\cos \theta). \quad (22)$$

В табл. 1 приведены значения сферического  $R$ , полярного  $R_p$ , экваториального  $R_e$  радиусов, а также величины масс невротающихся и вращающихся конфигураций, их моменты инерции и квадрупольные моменты для политропных конфигураций с различными индексами  $n$  и параметрами релятивизма  $\alpha = P_c/\rho_c$ . В таблице представлены также отношения коэффициента  $A = \beta/m \left( b_1 - \frac{c_1^2 m^2}{24} \right) / 3$  к массе  $M'$  показывающее степень анизотропии  $\psi$  на бесконечности.

Приведенное значение  $\beta$  соответствует максимально возможному значению угловой скорости вращения, при котором давление звездного вещества уравнивается силой гравитационного притяжения:

$$\beta_{max} = \frac{M}{R^2 \left( \frac{\varphi'^2}{2} - \varphi'^0 - \frac{3}{4} K'(R) + \frac{M}{R^3} \left( d^0 - \frac{d^2}{2} \right) \right)}. \quad (23)$$

В формуле (23) учтены линейные по  $\beta$  поправки в потенциалах.

На рис. 1, 2 представлены зависимости масс и радиусов вращающихся и сферически-симметричных конфигураций от параметра релятивизма, соответственно. В отличие от эйнштейновских конфигураций [5], для которых при всех  $n$ , кроме политропы с  $n = 3$ , с ростом параметра релятивизма массы убывают, в БТТ массы убывают, а затем с ростом  $\alpha$  растут. Зависимость массы от параметра релятивизма в случае вращающихся конфигураций при малых  $\alpha$  та же самая, что и в отсутствие вращения. Для компактных конфигураций с большим  $\alpha$   $M_{rot}(\alpha)$  — убывающая функция. Приблизительно такое же поведение имеют  $R_p(\alpha)$  и  $R_e(\alpha)$ . Максимальные добавки к массам в среднем составляют 30—40 процентов от полной массы конфигурации.

На рис. 3 представлены зависимости квадрупольных моментов  $Q$  и  $Q'$  от релятивистского параметра. Здесь  $Q$  соответствует массе  $M$ , а  $Q'$  массе  $M'$ . Заметим, что квадрупольные моменты — монотонно возрастающие функции от  $\alpha$ .

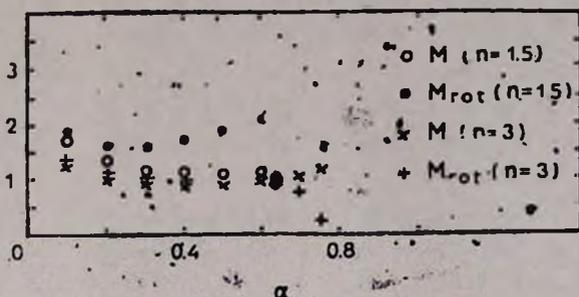


Рис. 1.

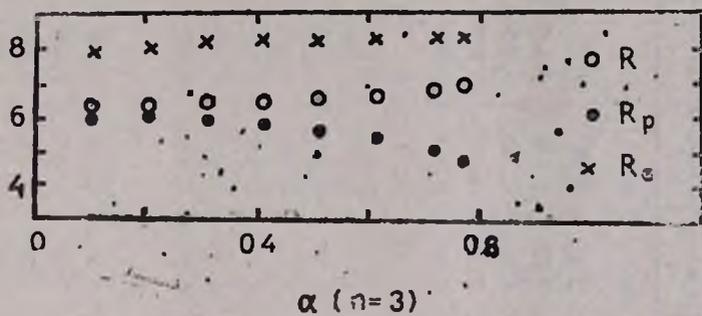


Рис. 2.

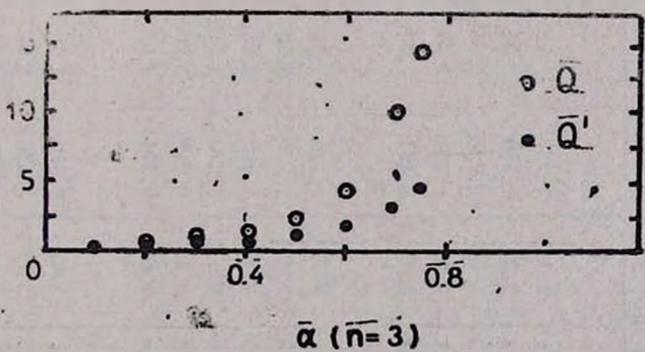


Рис. 3.

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ КОНФИГУРАЦИЙ

$\alpha$	$R$	$R_p$	$R_s$	$M$	$M_{rot}$	$M'$	$M'_{rot}$	$I$	$Q$	$Q'$	$\beta_{max}$	$A/M'$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
						$n=1$						
0.1	2.34	1.53	3.13	1.9	2.16	1.58	1.39	4.42	2.37	1.87	4.51E-2	0.18
0.2	2.03	1.180	2.71	1.45	1.88	1.030	0.794	3.59	2.93	1.95	4.43E-2	0.092
0.3	1.90	0.928	2.56	1.25	1.88	0.768	0.495	3.62	3.79	2.21	4.23E-2	0.308
0.4	1.85	0.664	2.54	1.15	2.04	0.623	0.307	4.17	5.38	2.77	4.01E-2	0.944
0.5	1.86	0.292	2.58	1.11	2.31	0.533	0.180	5.26	8.30	3.81	3.82E-2	2.980
						$n=1.5$						
0.1	2.77	2.140	3.55	1.62	1.78	1.330	1.230	4.04	1.60	1.27	2.05E-2	0.012
0.2	2.46	1.770	3.15	1.25	1.51	0.867	0.723	3.40	2.02	1.36	1.94E-2	0.063
0.3	2.34	1.520	3.02	1.09	1.48	0.651	0.482	3.60	2.76	1.60	1.82E-2	0.207
0.4	2.31	1.270	3.01	1.02	1.59	0.532	0.336	4.41	4.18	2.13	1.70E-2	0.597
0.5	2.36	0.919	3.06	1.01	1.78	0.461	0.247	5.98	6.96	2.12	1.60E-2	1.610
0.6	2.42	0.304	3.09	1.03	1.89	0.416	0.137	8.72	12.6	5.02	1.53E-2	3.350
						$n=2$						
0.1	3.42	2.890	4.29	1.43	1.52	1.170	1.100	3.88	1.08	0.87	8.94E-3	0.008
0.2	3.12	2.530	3.92	1.11	1.26	0.758	0.673	3.36	1.39	0.94	8.04E-3	0.039
0.3	3.02	2.300	3.81	0.98	1.21	0.573	0.473	3.70	1.94	1.15	7.31E-3	0.124
0.4	3.01	2.090	3.82	0.93	1.27	0.473	3.357	4.75	3.06	1.75	6.74E-3	0.343

1	2	3	4	5	6	7	8
0.5	3.08	1.800	3.88	0.94	1.38	0.414	0.292
0.6	3.19	1.320	3.94	0.97	1.38	0.377	0.301
0.67	3.30	0.757	3.90	1.01	1.09	0.360	0.393
$n=2.5$							
0.1	4.45	4.010	5.56	1.29	1.34	1.050	1.010
0.2	4.22	3.720	5.28	1.01	1.09	0.684	0.637
0.3	4.17	3.550	5.23	0.90	1.02	0.520	0.466
0.4	4.19	3.390	5.26	0.87	1.04	0.433	0.370
0.5	4.27	3.180	5.34	0.88	1.10	0.382	0.318
0.6	4.42	2.840	5.44	0.93	1.03	0.351	0.322
0.7	4.63	2.270	5.43	1.01	0.59	0.333	0.454
0.71	4.65	2.190	5.41	1.02	0.47	0.331	0.479
$n=3$							
0.1	6.31	5.930	7.87	1.19	1.22	0.964	0.944
0.2	6.38	5.960	7.99	0.94	0.98	0.634	0.611
0.3	6.48	5.970	8.13	0.85	0.90	0.486	0.461
0.4	6.53	5.670	8.19	0.83	0.90	0.407	0.378
0.5	6.57	5.670	8.22	0.85	0.94	0.361	0.331
0.6	6.66	5.410	8.28	0.90	0.96	0.334	0.321
0.7	6.83	5.080	8.32	0.99	0.69	0.319	0.389
0.75	6.96	4.900	8.30	1.05	0.23	0.315	0.484

Таблица 1 (продолжение)

9	10	11	12	13
6.80	5.34	2.40	6.27E-3	0.869
10.6	10.1	3.98	5.87E-3	1.770
14.8	16.3	5.82	5.61E-3	2.240
3.91	0.73	0.57	3.50E-3	0.005
3.47	0.92	0.66	2.88E-3	0.021
3.93	1.30	0.80	2.52E-3	0.063
5.21	2.08	1.11	2.30E-3	0.169
7.79	3.72	1.72	2.15E-3	0.428
12.8	7.27	2.91	2.01E-3	0.933
22.8	15.1	5.17	1.82E-3	1.450
24.2	16.3	5.49	1.80E-3	1.480
4.16	0.47	0.40	1.11E-3	0.002
3.81	0.59	0.44	7.82E-4	0.008
4.39	0.82	0.55	6.42E-4	0.024
5.93	1.29	0.76	5.90E-4	0.063
9.09	2.31	1.15	5.73E-4	0.168
15.5	4.59	1.97	5.63E-4	0.416
28.9	9.84	3.54	5.30E-4	0.822
40.8	14.5	4.77	4.97E-4	1.000

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПОЛИПРОП

127

На рис. 4 показана зависимость потенциалов  $\Phi$  и  $\psi$  от  $r$ , для сферической конфигурации и трех различных направлений вращающегося эллипсоида. Заметим, что большой рост потенциала  $\Phi$  направлен к полюсу. Существование аномальной зависимости в  $\psi$  на бесконечности сказывается также на зависимости этого потенциала в центре. В отличие от поведения  $\Phi$  потенциал  $\psi$  сильно анизотропен в центре, как это показано на рисунке.

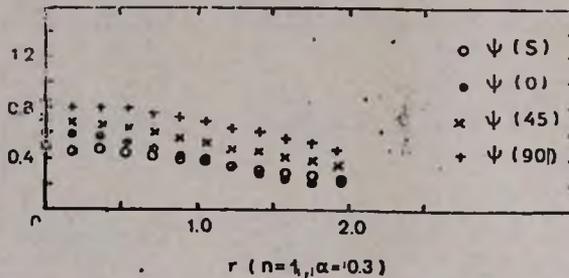


Рис. 4.

Авторы выражают благодарность участникам семинара кафедры теоретической физики ЕГУ за обсуждения.

Ереванский государственный университет

## INTEGRAL PARAMETERS OF ROTATING RELATIVISTIC POLITROPS IN BIMETRIC THEORY OF GRAVITATION

H. A. GRIGORYAN, A. V. SARKISSYAN, E. V. CHUBARYAN

The exact form of equations for axisymmetric gravitation field and matter in terms of bimetric theory is obtained. The solution of stationary rotating star models with polytropic equation of state in square degree approximation by angular velocity is developed.

The physical characteristics are calculated for this model.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Э. В. Чубарян, А. В. Саркисян, О. А. Григорян, *Астрон. ж.*, 58, 280, 1981.
2. N. Rosen, *Ann. Phys.*, 24, 455, 1974.
3. О. А. Григорян, Э. В. Чубарян, *Астрофизика*, 23, 171, 1985.
4. R. M. Avakian, E. V. Chubaryan, H. A. Grigorian, *Astron. Nachr.*, 309, 1988.
5. А. В. Саркисян, Э. В. Чубарян, *Астрофизика*, 13, 327, 1977.

УДК 524.382

МАЛОМАССИВНЫЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ  
И МИЛИСЕКУНДНЫЕ ПУЛЬСАРЫ

Э. ЭРГМА, А. Г. МАСЕВИЧ

Поступила 3 января 1992

Рассматривается современное состояние вопроса о генезисе миллисекундных радиопульсов маломассивных рентгеновских двойных звезд и пульсаров.

1. *Введение.* За последние 20 лет с помощью орбитальных рентгеновских обсерваторий были обнаружены точечные мощные источники рентгеновского излучения ( $L_x \simeq 10^{35} - 2 \cdot 10^{38}$  эрг/с), изучение которых значительно расширило наши знания о поздних стадиях эволюции звезд. Точечные рентгеновские источники—это тесные двойные системы, состоящие из оптического компонента, заполняющего свою полость Роша, и релятивистского объекта, аккредирующего истекающее через внутреннюю точку Лагранжа вещество, в результате чего возникает рентгеновское излучение. Такие системы получили название рентгеновских двойных. Рентгеновские двойные обычно делят на массивные, в которых масса оптической звезды превышает  $10M_{\odot}$ , и маломассивные, с массой оптической звезды  $\sim 1 - 1.5 \cdot M_{\odot}$ . Главные их характеристики, а также массы релятивистских объектов были определены при отождествлении с оптическими звездами. Основной причиной обнаруженной переменности в оптическом диапазоне массивных рентгеновских двойных является эллипсоидальность главной звезды и эффект отражения, т. е. прогрева поверхности оптической звезды рентгеновским излучением релятивистского компонента [1—3]. Оптическая переменность позволяет определять наклонение орбиты, отношение масс компонентов и степень заполнения оптической звездой своей полости Роша. Открытие у многих рентгеновских двойных регулярных пульсаций рентгеновского излучения позволило после построения кривых лучевых

скоростей оптической звезды и рентгеновского пульсара определить массы компонентов [4].

Параметры известных рентгеновских двойных систем приведены в каталоге [5].

В настоящем обзоре мы рассматриваем только маломассивные рентгеновские двойные, для которых за последние годы появился ряд новых данных наблюдений и теоретических исследований. Что касается массивных рентгеновских двойных, то подробное их описание можно найти в обзоре А. М. Черепашука [6].

Хотя маломассивные рентгеновские двойные (ММРД) не представляют собой однородную группу, можно выделить следующие усредненные их характеристики: 1) Основная область излучения—мягкий рентген ( $L_x/L_{\text{ор}} \sim 10^3 - 10^4$ ). 2) Кроме двух источников (4U 1626—67 и IE 2259+59), которые являются рентгеновскими пульсарами с периодом вращения  $P \sim 7$  с, рентгеновские пульсации не наблюдаются. 3) Пространственно большинство систем распределено в окрестностях галактического центра (т.н. „балдж“-источники) и являются старыми системами ( $t \sim (5-15) \cdot 10^9$  лет). 4) Среди ММРД встречаются рентгеновские барстеры. Барстеры являются рентгеновскими источниками, у которых на фоне постоянного потока время от времени происходит так называемые рентгеновские всплески (рентгеновский поток возрастает более чем в десятки раз). Предполагается, что эти всплески можно объяснить неустойчивым горением термоядерного топлива на поверхности нейтронной звезды (см. [7]).

По орбитальным характеристикам ММРД также делятся на две группы: с орбитальными периодами менее 12 часов и системы со значительно большими периодами. Мы уделим преимущественное внимание исследованию особенностей и эволюции маломассивных рентгеновских систем с малыми периодами, так как именно с ними, возможно, связана часть очень интересных типов радиопульсаров, так называемых миллисекундных радиопульсаров (МСП), открытых в начале восьмидесятых годов [8]. В настоящее время их обнаружено более 20, но ведется систематический поиск этих объектов и число их непрерывно растет (следует иметь в виду, что пока еще поиск МСП охватывает менее 10% неба [9]).

Соответственно наш обзор состоит из двух частей:

- I. Образование и эволюция маломассивных рентгеновских двойных.
- и II. Образование и эволюция миллисекундных радиопульсаров.

## 2. Образование и эволюция маломассивных рентгеновских двойных систем

1. *Образование нейтронных звезд.* Нейтронные звезды могут образовываться: а) в результате коллапса железного ядра массивной звезды; б) при коллапсе массивного белого карлика в процессе аккреции, известного под названием АИС (accretion induced collapse). Первый тип образования нейтронной звезды представляет для нас интерес только как источник самих нейтронных звезд, которые в дальнейшем в ядрах шаровых скоплений могут быть захвачены двойной системой, чтобы образовать маломассивную рентгеновскую систему (в шаровых скоплениях массивные звезды уже давно закончили свою ядерную эволюцию со взрывом СН и образованием нейтронной звезды или черной дыры). Второй способ образования нейтронной звезды через процесс АИС интересен тем, что может привести к прямому образованию ММРД. Возможность образования нейтронной звезды посредством АИС белого карлика была впервые рассмотрена Шацманом [10] и в дальнейшем развита в [11—13].

Наиболее важным условием того, чтобы АИС мог происходить, является процесс аккреции. Он должен быть таким, чтобы в ходе аккреции масса вырожденного карлика возросла. Здесь очень важную роль играет химический состав аккрецируемого вещества (или, что то же самое, природа вторичного компонента), величина скорости аккреции  $\dot{M}$ , масса, химический состав белого карлика и его физическое состояние (более подробно см. обзор [14]).

В рамках существующих эволюционных сценариев (например, [15]) может иметь место аккреция водородной, гелиевой или углеродно-кислородной смеси на гелиевый, углеродно-кислородный или кислородно-неоново-магниевый карлик. В случае аккреции водорода для  $\dot{M} < 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$  возможны взрывы типа новых звезд; для  $10^{-9} < \dot{M} < 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$  — образование симбиотических новых [16] с потерей части массы оболочки; для  $\dot{M} > 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$  — образование красного гиганта [16, 17]. Вероятность образования нейтронной звезды, тем более рентгеновской двойной малой массы, при аккреции водорода на белый карлик мала. Гелиевый карлик не может быть предшественником нейтронной звезды за счет АИС, так как взрывное горение гелия приводит к образованию детонационной волны и полному разрушению всей звезды.

Наиболее вероятными кандидатами для процесса АИС являются: аккректор — достаточно массивный и холодный СО или  $\text{Ne} + \text{O} + \text{Mg}$  карлик; аккрецируемое вещество —  $\text{He}$  или  $\text{C} + \text{O}$ . Подробное исследо-

вание образования нейтронной звезды в процессе эволюции двойных систем с белым карликом можно найти в [14].

Образование рентгеновских двойных малой массы может происходить с учетом рассмотренных выше процессов образования нейтронных звезд тремя способами:

1) процесс АИС: после образования нейтронной звезды двойная система остается связанной, и при заполнении полости Роша вторичным компонентом система проявляется как ММРД;

2) захват нейтронной звезды двойной системой в ядре шарового скопления [18];

3) Образование ММРД через фазы общей оболочки [19, 20].

Для того, чтобы двойная система, образовавшаяся по одному из трех указанных каналов, обладала всеми свойствами рентгеновской двойной, необходимо, чтобы в ней имел место устойчивый перенос вещества между компонентами.

2) *Механизмы переноса массы.* В рентгеновской маломассивной двойной масса вторичного компонента, теряющего вещество,  $M_2 < M_1$ . Если орбита двойной круговая и система синхронизирована (т. е. орбитальный период совпадает с периодом вращения вторичного компонента), то радиус критической поверхности Роша можно выразить [21]

$$R_{Rc} \simeq a \cdot (M_2 / (M_1 + M_2))^{1/3}. \quad (1)$$

Полуось  $a$  выражается через орбитальный угловой момент

$$a = \frac{J^2 (M_1 + M_2)}{G \cdot M_1^2 \cdot M_2}. \quad (2)$$

В случае консервативного обмена ( $M_1 + M_2 = M = \text{const}$ ;  $J = \text{const}$ ) имеем

$$\frac{1}{R_{Rc}} \frac{dR_{Rc}}{dt} = \left( \frac{2M_2}{M_1} - \frac{5}{3} \right) \frac{1}{M_2} \frac{dM_2}{dt}, \quad (3)$$

$$\frac{1}{a} \frac{da}{dt} = -2 \left( \frac{M_2}{M_1} - 1 \right) \frac{1}{M_2} \frac{dM_2}{dt}. \quad (4)$$

Из этих уравнений видно, что  $dR_{Rc}/dt > 0$  и  $da/dt > 0$ , если  $q = M_2/M_1$  меньше  $5/3$  и  $1$  соответственно, т. е. это означает, что в ходе переноса массы расстояние между компонентами и величина радиуса полости Роша будут увеличиваться.

В свою очередь это может привести к потере контакта вторичного компонента с поверхностью Роша и тем самым прекращению устойчивого переноса массы. Заполнение полости Роша может произойти в результате одной из двух причин: 1) звезда расширяется в ходе ядерной эволюции, т. е. является проэволюционировавшей, 2) в системе происходит некоторая потеря углового момента. Именно последняя возможность представляет наибольший интерес для эволюции ММРД, так как позволяет получить короткопериодические системы. Крафт и др. [22] предложили излучение гравитационных волн (GWR) в качестве механизма, который определяет эволюцию ультратесных двойных систем в шкале времени

$$\tau_{GR} = (2.6 \cdot 10^9 \text{ лет}) a_{11}^4 (M_1/M_\odot)^{-2} (M_2/M_\odot)^{-1} \cdot (1 + M_2/M_1)^{-1}, \quad (5)$$

где  $a_{11} = a/10^{11}$  см,  $M_2$  и  $M_1$  — массы вторичного и первичного компонентов соответственно. Если начальное расстояние между компонентами меньше  $3R_\odot$ , то GWR является эффективным механизмом в космологической шкале времени. После заполнения полости Роша вторичным компонентом механизм GWR может обеспечивать скорость аккреции порядка  $\sim 10^{-10} M_\odot/\text{год}$ . Наблюдения же для многих ММРД показывают значительно более высокий темп аккреции ( $10^{-10} - 10^{-8} M_\odot/\text{год}$ ). Для объяснения таких высоких скоростей аккреции Вербуэт и Цваан [23] предложили механизм потери орбитального углового момента за счет магнитного звездного ветра. Хотя потери самого звездного ветра малы ( $\dot{M} \sim 10^{-14} M_\odot/\text{год}$ ), потери углового момента велики, так как звездное магнитное поле заставляет вещество вращаться на больших расстояниях от звезды. Этот механизм может обеспечить скорости потери вещества  $10^{-8} - 10^{-9} M_\odot/\text{год}$  (он эффективен для систем с орбитальными периодами в несколько дней [24]). Магнитный звездный ветер позволяет также объяснить верхнюю границу пробела орбитальных периодов для катаклизмических переменных. Верхняя граница пробела орбитальных периодов ( $P \sim 3^d$ ) соответствует эволюционному статусу вторичного компонента, когда он становится полностью конвективным ( $M \sim 0.3M_\odot$ ) [25]. Поскольку турбулентный динамо-механизм может существовать только между конвективным и лучистым слоем [26], следует ожидать его затухания на этой стадии. В качестве наблюдательного подтверждения Риттер и Спруит [26] указывали на значительное уменьшение магнитной активности звезд вблизи  $B - V = 1^m65$ . Наблюдения  $H_\alpha$ -эмиссии на многозеркальном телескопе для поздних М-карликов, однако, показали, что ситуация более сложная [27]. Среди М-карликов существуют звезды со спектральными типами более поздними, чем М5.5, в спектрах которых отсутствует

эмиссия  $H_{\alpha}$ . В действительности в исследуемой группе звезд число, показывающих и не показывающих  $H_{\alpha}$  эмиссию, почти равно. Это означает, что начало полной конвективной фазы для звезд ГП не обязательно означает исчезновение активности. Также наблюдения двух карликов поздних типов на IUE показали, что их активность не уменьшилась [28]. Возможно, что в полностью конвективных звездах исчезает зона ветра и остаются только замкнутые магнитные линии [29, 30]. Доля открытых линий магнитного поля может уменьшаться в 2—200 раз (в зависимости от принятой степени мультиполя), когда период вращения  $\sim 3$  часа. Так как потеря углового момента за счет магнитного звездного ветра  $\dot{J} \propto f r_A^2$  где  $r_A$  — радиус Альфена, то скорость потери углового момента может уменьшиться на фактор от 3 до 2000. Это уменьшение (без внезапного спада магнитной активности) может быть причиной ухода вторичного компонента из полости Роша. Следует отметить, что механизм магнитного звездного ветра, обеспечивая высокие скорости аккреции, не согласуется со сценарием для „спящих“ новых звезд [31, 32], а в двойных типа WUMa магнитное торможение не существенно [33]. Наблюдения карликовых двойных в минимуме блеска дают  $\dot{M} \sim 10^{15} - 10^{16}$  г/с для  $P < 9^h$  [34]. Такие скорости аккреции также могут быть обеспечены механизмом GRW.

3) *Распределение ММРД по орбитальным периодам.* Обнаружение двойственности маломассивных рентгеновских двойных является достаточно сложной задачей. Согласно Милгрому [35] наличие толстого аккреционного диска в системе малых размеров приводит к тому, что у ММРД с большим наклоном орбиты нельзя обнаружить рентгеновское излучение. Однако существование у некоторых систем так называемых корон аккреционного диска (ADC), которые рассеивают рентгеновские фотоны, позволяет наблюдать частичные и постепенные затмения (из-за протяженной природы ADC). Таких источников с орбитальными периодами менее 10 часов пока найдено три (см. табл. 1). Еще для двух источников, находящихся в шаровых скоплениях, предполагается существование ADC. У этих источников (MXB 1820—30, X 2227 + 11) обнаружены не затмения, а квазисинусоидальные рентгеновские модуляции с переменной амплитудой (в несколько процентов). Девять источников являются так называемыми „dipping sources“, т. е. источниками, в рентгеновской кривой блеска которых наблюдаются провалы. Данные из работ Мазона [36] и Риттера [37] представлены в табл. 1 и на диаграмме  $N - \lg P_{\text{орб}}$  (рис. 1). Риттер приводит два источника с  $P_{\text{орб}} = 1^h 85$  (MS 1603 + 2600) [38] и  $P_{\text{орб}} = 1^h 31$  (4U 1705—44) [39], однако нам представляется, что принадлежность первого

Таблица 1

ДАННЫЕ ДЛЯ ММРД ПО КАТАЛОГУ РИТТЕРА [37] И РАБОТЫ  
МАЗОНА [36]

Объект	$L_x/L_0$	Орбитальный период	$\dot{P}/P$ (год $^{-1}$ )	Примечания
1. MXB 1820—30	—	11 <sup>m</sup>	$-(1.08 \pm 0.19) \cdot 10^{-7}$ [1]	Шаровые скопление NGC 6624. $d \approx 6.4$ кпк
2. ХВТ 2129+470	30	5 <sup>h</sup> 2	$+(3.40 \pm 0.94) \cdot 10^{-7}$ [2]	Барстер
3. X 1822—371	20	5 <sup>h</sup> 57		
4. X 227+11		8 <sup>h</sup> 5		Шаровое скопление
5. Cal 87	1	10 <sup>h</sup> 6		АС 211 ЛМС источник
6. MXB 1916—05		50 <sup>m</sup>		Барстер
7. EXO 0748—676		3 <sup>h</sup> 82	$-(2.02 \pm 0.28) \cdot 10^{-7}$ [3]	Барстер Транзиент
8. MXB 1254—690	200	3 <sup>h</sup> 93		Барстер
9. X 1755—338	1400	4 <sup>h</sup> 46		
10. 4U 1957+11	800	9 <sup>h</sup> 34		
11. Mon X—1	200	7 <sup>h</sup> 75		Транзиент
12. MXB 1659—29	600	7 <sup>h</sup> 12		Транзиент Барстер
13. Cyg X—3	60	4 <sup>h</sup> 72	$+(2.20 \pm 0.22) \cdot 10^{-6}$ [4]	Пульсар
14. MXB 1735—44	1100	4 <sup>h</sup> 65		Барстер
15. 4U 1728—16	400	4 <sup>h</sup> 20		
16. MXB 1636—53	1700	3 <sup>h</sup> 81		Барстер
17. 4U 1323—62		2 <sup>h</sup> 93		Барстер

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] *J. Ton, et. al. Astrophys. J.* 374, 291, 1991.  
 [2] *C. Hellier, K. O. Mason, A. P. Smale, D. Kilkenny. MNRAS* 244, 39, 1990.  
 [3] *A. N. Parmar, F. Verbunt, A. P. Smale, R. N. D. Corbet, Astrophys. J.* 366, 253, 1991.  
 [4] *S. Kitamoto, S. Miyamoto W. Matsui, PDSU*, 39, 259, 1987.

к ММРД еще не доказана (природа компактного объекта неизвестна, это может быть и белый карлик, поскольку его  $P=111$  мин близок к периодам, которые имеют многие звезды типа AM Her), а орбитальный период второго источника пока не подтвержден. Если 4U 1705—44 действительно имеет такой период, то источник этот представляет значительный интерес для понимания эволюции ММРД. Он очень

яркий, и если принять, что он находится вблизи галактического центра, то требуемая скорость аккреции  $\sim 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ , что заведомо больше  $M$ , которую может обеспечить GRW-механизм, являющийся для таких орбитальных периодов основным. Кроме того, эта система является рентгеновским барстером. Это значит, что постоянный темп аккреции должен быть менее  $10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ , но больше, чем  $10^{-10} M_{\odot}/\text{год}$ . Анализ наблюдательных свойств барстера (время между вспыш-

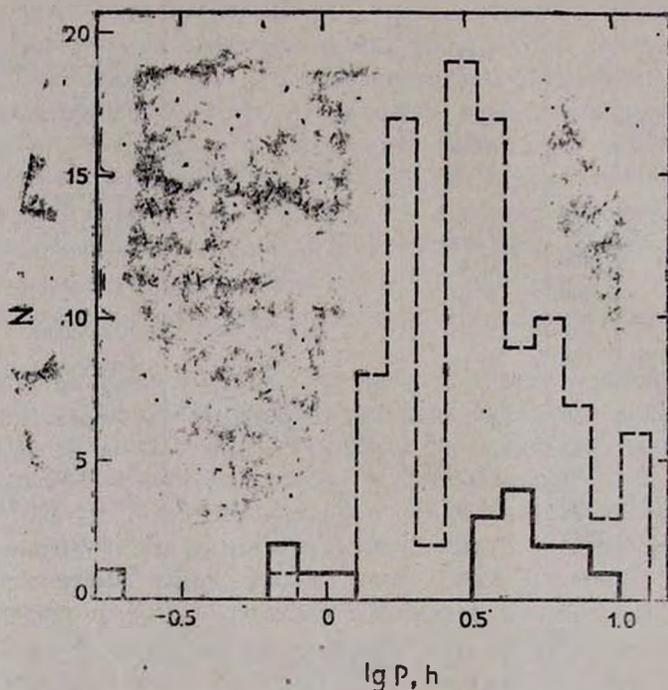


Рис. 1. Распределение по орбитальным периодам катаклизмических переменных (----) и маломассивных рентгеновских двойных (—).

ками, характер вспышки) также ставит свои достаточно жесткие условия в случае подтверждения значения величины орбитального периода  $P = 1^{\text{h}}31$ . Сравнение распределения по орбитальным периодам для катаклизмических переменных и для ММРД (рис. 1) показывает, что пробел периодов для ММРД значительно шире (1—3 часа). К этому интересному наблюдательному факту мы еще вернемся.

4) *Эволюция ММРД.* За последние десять лет появилось достаточное количество исследований ММРД с учетом потери орбитального момента как магнитным звездным ветром, так и гравитационным излучением [40—46]. Для интересующих нас короткопериодических ММРД, с периодами меньше 10—12 часов, результаты расчетов указывают на несколько возможных направлений эволюции в зависимости от статуса вторичного компонента в момент его заполнения полости Роша.

1) В момент заполнения полости Роша вторичный компонент — звезда начальной главной последовательности. Если  $P > 3$  часов, то главным механизмом потери орбитального углового момента является магнитный звездный ветер; по достижении  $P \sim 3$  действие его прекращается. В процессе потери массы из вторичного компонента его тепловая шкала времени  $\tau_{th}$  (за счет уменьшения собственной светимости) увеличивается, и в некоторый момент характерное время потери вещества становится меньше  $\tau_{th}$ , т. е. теряющая вещество звезда уже не находится в состоянии теплового равновесия. Радиус такой звезды больше радиуса звезды в тепловом равновесии. После исключения механизма магнитного звездного ветра звезда сжимается и теряет контакт с критической поверхностью Роша. Прекращение обмена веществом приводит к исчезновению рентгеновского излучения, и двойная входит в область пробела периодов (аналогичная картина для катаклизмических переменных). Под действием GRW (гравитационного излучения) система продолжает сжиматься, и по достижении  $P \sim 2$  часов происходит новое заполнение полости Роша с характерной скоростью аккреции  $\dot{M} \sim 10^{-10} M_{\odot}/\text{год}$ . Используя простую формулу  $L_x \sim 0.15 \cdot \dot{M}$ , легко показать что такой  $\dot{M}$  соответствует  $L_x \sim 10^{35} - 10^{36}$  эрг/с, т. е. мы должны были бы наблюдать рентгеновские двойные с орбитальными периодами менее двух часов, что пока не обнаружено. В дальнейшем система эволюционирует в сторону более коротких периодов. Когда  $M_2 < 0.1 M_{\odot}$ , ее тепловая шкала становится больше характерного времени эволюции, определяемого потерями GRW. С уменьшением массы, при  $M_2 < 0.085 M_{\odot}$ , горение водорода затухает и звезда становится вырожденным карликом. Дальнейшая эволюция системы происходит с увеличением орбитального периода и уменьшением  $M_2$ . Наличие минимального периода у водородных звезд главной последовательности в тесных двойных системах впервые было отмечено Пачинским [47] и в дальнейшем обсуждено в работах [40, 48]. Наблюдения катаклизмических переменных подтверждают вывод Пачинского о существовании минимального периода для системы с богатым водородом вторичным компонентом. На рис. 2 на плоскости

$\lg \dot{M} (M_{\odot}/\text{год}) - \lg P$  (часы) представлен эволюционный трек для системы с начальными параметрами:  $M_1 = 1 M_{\odot}$ ,  $M_2 = 1.25 M_{\odot}$ ,  $X = 0.7$  [46]. Как хорошо видно на рис. 2, в области действия механизма магнитного звездного ветра скорость потери вещества  $> 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ , а в начале обмена темп аккреции  $\sim 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ . Характерное время эволюции этого этапа порядка нескольких сотен миллионов лет.

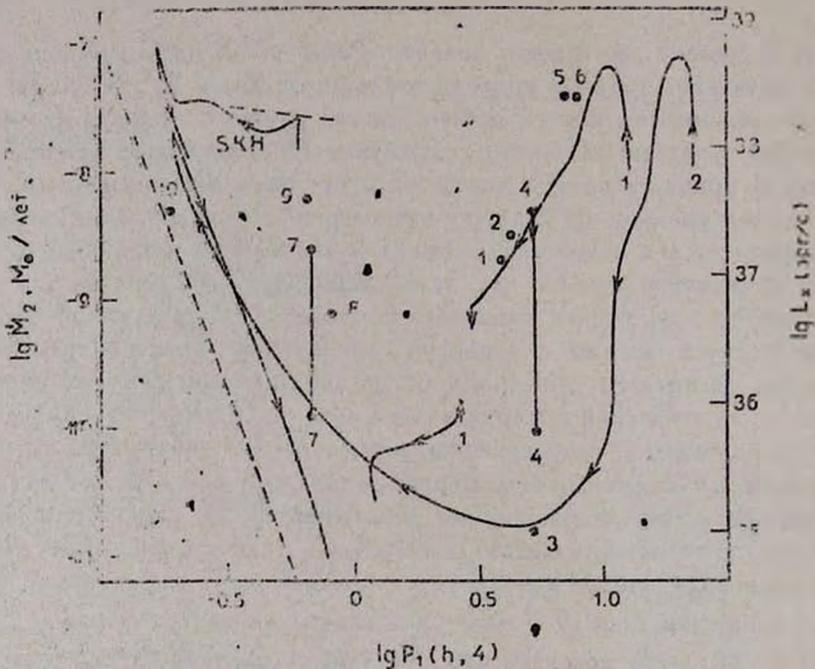


Рис. 2. Зависимость скорости аккреции и рентгеновской светимости от орбитального периода.

1—эволюционная последовательность для системы, когда вторичный компонент заполняет полость Роша на ZAMS ( $X = 0.7$ ).

2—эволюционная последовательность для преэволюционировавшего вторичного компонента ( $X_c \approx 10^{-6}$ ).

SKH—эволюционный трек с вторичным компонентом невырожденной гелиевой звездой с центральными горением гелия. Точки—положения некоторых MMRD: 1—MXB 1636—371, 2—MXB 1659—29, 3—4U 2129+47, 4—2A 1822—371, 5—MXB 1659—29, 6—Mon—XI, 7—4U 1626—67, 8—MXB 1916—05, 9—1E 2259—586, 10—MXB 1820—30.

2) Если вторичный компонент является преэволюционировавшей звездой, т. е. к моменту заполнения полости Роша в ядре вторичного

компонента водород полностью выгорел, то наличие градиента химического состава препятствует проникновению конвекции внутрь звезды [42—46, 49—51]. Если в начале обмена веществом содержание водорода в центре звезды  $10^{-6} \lesssim X \lesssim 10^{-2}$ , то полное перемешивание звезды произойдет, когда ее масса станет равна  $\sim (0.02—0.03) M_{\odot}$ , а содержание водорода  $X \lesssim 0.1$ . Поэтому для таких систем не происходит отключения от полости Роша. Вначале обмен происходит в тепловой шкале времени, но очень быстро падает до  $\sim 10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$  (см. трек 2 на рис. 2), что означает  $L_x \simeq 10^{36} - 10^{35}$  эрг/с. Интересно отметить, что для шаровых скоплений, согласно рентгеновским данным, существуют два типа источников: ярких с  $L_x > 10^{36}$  эрг/с и слабых с  $L_x < 10^{35}$  эрг/с (см. рис. 3 [52]). Природа слабых источников пока не очень ясна; возможно, что самые слабые с  $L_x < 10^{33}$  эрг/с являются катаклизмическими переменными, а более яркие—рентгеновскими системами с нейтронными звездами [53]. Определенные орбитальных периодов у этих систем могло бы дать необходимую информацию для выяснения их эволюционного статуса.

Поскольку рассматриваемые звезды имеют повышенное содержание гелия, возможно уменьшение орбитального периода до  $P \lesssim 10$  мин [42]. Пример такой эволюции, согласно расчетам [42], представлен на рис. 2.

3) Ультракороткие периоды можно объяснить, если в двойной системе вторичный компонент является маломассивной гелиевой звездой с центральным горением гелия [54]. Такие системы имеют большие  $M_2$  (см. рис. 2 трек SKH), а их оптическая светимость, благодаря горению гелия, высока. Минимальные периоды, достигаемые такими системами,  $\sim 10$  минут. После достижения минимального периода донор становится вырожденным карликом, и дальнейшая эволюция происходит с уменьшением  $M_2$  и увеличением орбитального периода.

4) Ультракороткие периоды достигаются также в системах, где звезда является гелиевым или СО карликом. В шаровых скоплениях и в центре Галактики ММРД сформировались, по-видимому, преимущественно в результате неупругих столкновений одиночных нейтронных звезд с нормальными звездами. Если в результате столкновения спутником нейтронной звезды оказывается гигант или система достаточно широка для образования в ней гиганта, то после заполнения последней полости Роша образуется общая оболочка. В результате торможения в общей оболочке может возникнуть тесная система из нейтронной звезды и гелиевого или СО карлика—ядра гиганта. Однако следует иметь в виду, что: а) 60—90% всех столкновений происходит со звездами главной последовательности [55, 56]; б) если оболочка

гиганта очень протяженная и ее энергия связи мала, то на разрушение оболочки будет израсходована лишь небольшая часть энергии орбитального движения и компоненты не сблизятся до расстояния  $a \leq 2R_0$ , при котором в дальнейшем возможно заполнение карликом полости Роша под действием гравитационного излучения; в) используя формулу для скорости обмена веществом в системе, эволюционирующей под действием GRW, получим, что  $\dot{M}_2$  превышает критическую скорость аккреции на нейтронную звезду ( $\dot{M}_{ED} = 1.5 \cdot 10^{-8} R_0 M_\odot / \text{год}$ , где  $R_0 = R/10^6$  см) при  $M_2 \geq 0.07 M_\odot$ , если карлик гелиевый, и  $M_2 > 0.05 M_\odot$ , если карлик углеродно-кислородный [49]. При  $\dot{M}_2 > \dot{M}_{ED}$  система неизбежно должна была пройти через стадию общей оболочки. Вполне возможно, что на этой стадии происходит слияние нейтронной звезды и вырожденного карлика, хотя полной ясности нет.

### 5) Эволюционный статус ультракоротких рентгеновских двойных MXB 1820—30 и MXB 1916—05.

**MXB 1820—30.** Этот источник является первым рентгеновским барстером (см. ссылки в табл. 1), обнаруженным в шаровом скоплении (NGC 6624), с достаточно хорошо известным расстоянием до него ( $d \simeq 6.4$  кпк). Ультракороткий орбитальный период ( $P_{orb} \simeq 11.4$  мин.) сразу исключает модель с водородным карликом. Как мы уже указывали, для систем с водородно-гелиевыми компонентами минимальный орбитальный период 70—80 мин. Углеродно-кислородный карлик в качестве спутника можно исключить на основе того, что при аккреции C+O смеси интервалы между вспышками очень велики. Энергетика углеродных вспышек также не будет согласовываться с данными наблюдения. (Условия взрывного загорания углерода достигаются при больших плотностях и тем самым при более массивной оболочке). В качестве наиболее вероятной модели была предложена двойная система с вырожденным гелиевым карликом и нейтронной звездой; предшественником такой системы является красный гигант и нейтронная звезда [58], или красный гигант и Ne + O — Mg карлик, который посредством АИС превращается в нейтронную звезду [59]. Последующая аккреция вещества из гелиевого карлика может привести к системе MXB 1820 — 30 [58, 59]. Все эти модели, однако, приводят к эволюции системы в сторону увеличения орбитального периода, т. е.  $\dot{P}/P (\text{год}^{-1}) > 0$ . Анализ наблюдений показал (см. ссылку при табл. 1 [14]), что система эволюционирует с уменьшением орбитального периода ( $\dot{P}/P (\text{год}^{-1}) = -(1.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-7} (\text{год}^{-1})$ ). Федоровой и Эргма [46] подробно исследован случай, когда предшественником MXB 1820—30

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ЭВОЛЮЦИИ СИСТЕМЫ МХВ 1820—30

	$M_{2,0}/M_{\odot}$	$P_0(n)$	$t_0/10^9$ лет	$M_{C,0}/M_{\odot}$	$P$ (млн)	$t/10^9$ лет	$M_2/M_{\odot}$	$M'_C/M_{\odot}$	$R_2/R_{\odot}$
Начальные параметры	0.95	16.2	11,770	0.041	10.2	14.700	0.11	0.97	1.035
	0.95	16.6	11.841	0.050	9.0	14.929	0.13	1.00	0.033
	$M_2/M_{\odot}$	$M_2/10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$	$M_C$	$X$	$\dot{P}/P$ (год $^{-1}$ )	$t/10^9$ лет			
В момент прохож- дения $P \sim 11^m 4$	0.126	9.64	0.87	0.050	$-3.59 \cdot 10^{-7}$	14.699			
	0.141	5.81	0.90	0.106	$-5.36 \cdot 10^{-7}$	14.929			

Примечания.  $M_{2,0}$  — начальная масса вторичного компонента,  $P_0$  — начальный орбитальный период,  $t_0$  — время эволюции до заполнения полости Роша,  $M_{C,0}$  — относительная масса гелиевого ядра,  $P_{\text{мин}}$  — минимальный орбитальный период,  $M_2$ ,  $R_2$  — масса и радиус для  $P = P_{\text{мин}}$ ;  $M_C$  — относительная масса гелиевого ядра,  $X$  — содержание водорода в оболочке звезды.

является система, в которой заполняющий полость Роша вторичный компонент—звезда, в ядре которой водород уже почти весь выгорел. В качестве примера в табл. 2 даны начальные параметры системы и ее конечные значения. Хотя расчетное значение  $\dot{P}/P$  несколько больше наблюдаемого, нам представляется, что это расхождение легко устранить соответствующим подбором параметров, тем более, что проведен расчет весьма упрощенный.

Бисноватый-Коган [60] предлагал в качестве предшественника системы МХВ 1820—30 подкрученный пульсар в двойной системе типа PSR 0021—72А в шаровом скоплении 47 Тус. Однако в этом случае после заполнения полости Роша эволюция системы происходит с увеличением орбитального периода, что противоречит наблюдениям. Тавани [61] считает, что наблюдаемые изменения  $\dot{P}/P$  (как  $\cong 0$ ) можно объяснить потерей массы от вторичного компонента за счет его облучения быстровращающимся пульсаром. Для изменения орбитального периода с учетом потери массы и орбитального углового момента из системы им получено выражение

$$\frac{\dot{P}_{\text{орб}}}{P_{\text{орб}}} = -3 \left[ 1 - (1 - \beta) \tilde{\alpha} (1 + q) - \beta q - \frac{1}{3} (1 - \beta) \frac{q}{1 + q} \right] \times \frac{\dot{M}_2}{M_2} + 3 \left[ \left( \frac{\dot{J}}{J} \right)_{GRW} + \left( \frac{\dot{J}}{J} \right)_{MB} \right], \quad (6)$$

где  $\dot{M}_2$  — скорость аккреции,  $\beta$  — доля вещества, которая будет аккрецирована компактным объектом,  $(\dot{J}/J)_{GRW} + (\dot{J}/J)_{MB}$  — изменение орбитального углового момента за счет излучения гравитационных волн и магнитного звездного ветра,  $q = M_2/M_1$ ,  $\tilde{\alpha}$  — безразмерный параметр, который определяет потери углового момента, вызванные потерей массы из двойной системы. В дальнейшем Тавани пренебрегает вторым членом и определяет знак  $\dot{P}/P$  в зависимости от знака величины в квадратных скобках (т. к.  $\dot{M}_2 < 0$ ). Если принять  $\tilde{\alpha} = 1$ , то свободным параметром является  $\beta$ . Если  $-\dot{M}_2 = |\dot{m}_{\text{rad}}| = 3 \cdot 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$  и  $1/3 \leq \beta \leq 1$ , то можно объяснить  $\dot{P}/P$  для Суг Х-3 и Х 1822—371, а если  $-\dot{M}_2 = 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$  и  $1/20 < \beta < 1/10$ , то для МХВ 1820—30. Однако легко показать, что для МХВ 1820—30 пренебрежение вторым членом неверно. Согласно Ландау и Лифшицу [62]

$$\left(\frac{d \ln f}{dt}\right)_{GRW} = -\frac{32}{5} \left(\frac{2\pi}{P}\right)^{8.3} \frac{G^{5/3}}{C^5} \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^{1.3}} \quad (7)$$

Примем для оценки  $M_1 = 1.4 M_\odot$ ,  $M_2 = 0.06 M_\odot$ ,  $P = 11.4$  мин, тогда  $d \ln f / dt_{GRW} = -7.57 \cdot 10^{-8}$  1/год, т. е. за счет этого члена  $\dot{P}_{op} / P_{op} = -2.27 \cdot 10^{-7}$  1/год, что больше оценки Тавани как для  $\beta = 0.1$ , так и  $\beta = 0.05$ . По всей вероятности, для достижения лучшего согласия с наблюдаемой величиной  $\dot{P}/P$  для МХВ 1820 — 30 следует учесть потери вещества из системы, но таким образом, чтобы первый член был положительным. Этот вопрос, однако, требует дополнительного исследования.

**МХВ 1916—05.** Данные для этой системы представлены в табл. 1 (см. также ссылки). Для этой системы в качестве предшественника можно сразу исключить систему с вторичным компонентом в момент заполнения полости Роша на ZAMS (начальной главной последовательности). Также исключаются системы с белыми вырожденными карликами (He и CO), так как при  $P_{orb} \simeq 50$  мин скорость аккреции очень низка,  $\dot{M} \lesssim 10^{-11} M_\odot / \text{год}$  [63]. Безусловно, можно исключить C—O карлик, так как МХВ 1916—05 является рентгеновским барстером. В [64] на основе анализа данных рентгеновских вспышек рассматривается для этой системы модель с неравновесным вторичным компонентом со сложным химическим составом ( $X \simeq 0.2$ ). Наблюдаемые особенности этой системы можно объяснить, если в момент заполнения полости Роша вторичный компонент был проэволюционировавшей звездой. Это значит, что МХВ 1916—05 является предшественником МХВ 1820—30, т. е. дальнейшая ее эволюция будет идти с уменьшением орбитального периода. Знак изменения  $\dot{P}/P$  дал бы очень ценную информацию об этой системе.

Однако можно найти и другое объяснение. Проведенные расчеты с испарением [65] показывают, что для некоторых значений (см. раздел МСП) можно достичь периода в  $\sim 40 - 50$  минут, и когда заполняется полость Роша, то  $\dot{M}_2 \sim 10^{-10} M_\odot / \text{год}$ , что близко к наблюдаемой величине (рис. 3). Можно предположить, что МХВ 1916—05 является двойной системой, которая не полностью испарилась. В этом случае для системы МХВ 1916—05 можно представить следующую эволюционную последовательность ММРД → МСП → ММРД. В стадии последней фазы ММРД орбитальный период начинает увеличиваться, т. е.  $\dot{P}/P > 0$ . К аналогичному выводу, т. е. что эта система проходила фазу с испарением, пришли Черный и др. [66]. Однако проведенный Эргма и Федоровой [67] совместный анализ свойств рентгено-

вских вспышек для этого источника и его эволюционного статуса показал, что для объяснения свойств рентгеновских вспышек требуется, чтобы аккрецируемое вещество было бедным водородом. Однако короткие интервалы между вспышками не позволяют выгореть значительной части водорода, поэтому можно исключить эволюционную последовательность ММРД→МСП (с испарением)→ММРД. Если удастся определить знак изменения орбитального периода, то можно более подробно обсудить эволюционный статус этой системы.

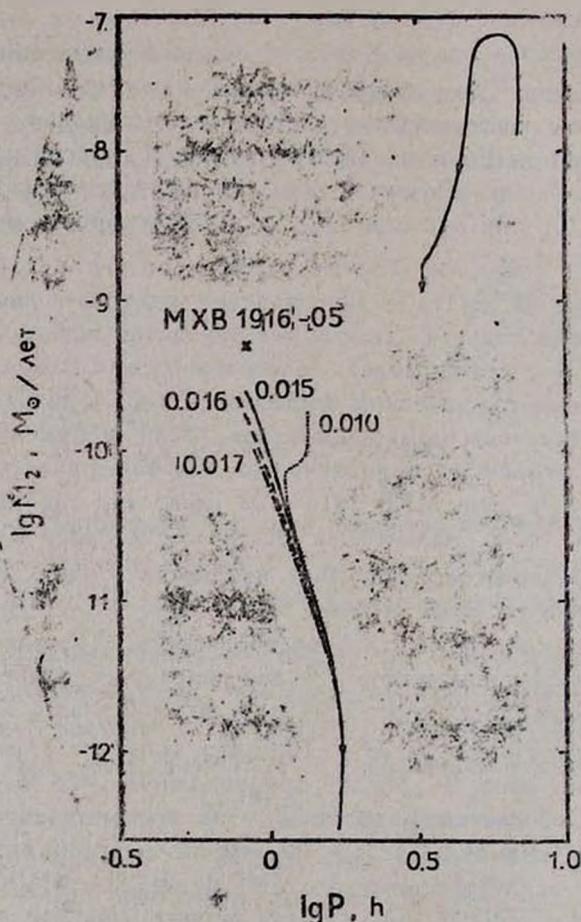


Рис. 3. Эволюционные треки с учетом испарения в пробеле периодов—трек до пробела периодов ( $X = 0.7$ ).

Обозначения у трекс—значения  $f$ .

Сложность интерпретации наблюдений для этой системы заключается еще и в том, что она может оказаться не двойной, а тройной [68].

### 3. Миллисекундные пульсары и их связь с рентгеновскими двойными.

Исследование эволюции двойных рентгеновских систем привело Бисноватого-Когана и Комберга к выводу о существовании радиопульсаров в двойных системах [69, 70].

Миллисекундными пульсарами принято называть радиопульсары со слабыми магнитными полями ( $B \lesssim 10^{11}$  Гаусс), скорость вращения которых менее 0.01 с. После открытия первого миллисекундного пульсара Алпаром и др. [71] было высказано мнение, что они могут образоваться на стадии маломассивных рентгеновских двойных. Если нейтронная звезда имеет достаточно слабое магнитное поле ( $B \sim 10^8 - 10^9$  Гаусс), то на стадии аккреции она может ускориться до миллисекундных периодов.

В самом общем виде можно записать уравнение изменения вращательного момента аккрецирующей звезды [72]

$$\frac{dI\omega}{dt} = \dot{M} \sqrt{GMR_d} - K_t \frac{v^2}{R_c^3}, \quad (8)$$

где  $R_c$  — радиус коротади,  $R_d = \varepsilon R_a$ ,  $R_a$  — альфеновский радиус  $K_t, \varepsilon \sim 1$ . В ходе аккреции нейтронная звезда стремится придти в такое равновесное состояние, при котором суммарный вращательный момент обращается в нуль [73], и достигается так называемый равновесный период.

$$P_{eq} \approx 2.4 B_8^{6\eta} (M/M_{ED})^{-3\eta} R_6^{15\eta} \text{ мс}, \quad (9)$$

где  $B_8 = B/10^8$  гаусс,  $R_6 = R/10^6$  см (нейтронная звезда). Другая возможность образования миллисекундного пульсара — прямая, т. е. после образования нейтронной звезды (со слабым магнитным полем) в результате взрыва сверхновой звезды II типа [74] или в АИС [75]. Первую возможность можно исключить для шаровых скоплений, так как в этих старых системах массивные звезды, являющиеся предшественниками сверхновых, давно закончили свою эволюцию. Легко оценить характерное время замедления пульсара [76]

$$\tau_{SD} = \frac{P_n}{\dot{P}_n} = 2.6 \cdot 10^9 \text{ лет} \cdot \frac{P_{-3}^2}{B_8^2} \cdot \frac{(M/M_\odot)}{R_6^4}, \quad (10)$$

т. е. даже при  $P_{-3} = 1$  и  $B_s = 1$ ,  $\tau_{SD} \sim 3 \cdot 10^9$  лет, что значительно короче времени жизни шаровых скоплений. Это означает, что нейтронные звезды, образовавшиеся посредством коллапса массивной звезды, в качестве миллисекундных пульсаров можно исключить. Для шаровых скоплений остаются две возможности образования МСП: посредством ММРД  $\rightarrow$  МСП или АИС белого карлика.

В табл. 3 мы представили данные для МСП с  $P < 40$  мс, заимствованные в основном из работы Кулкарни [9]. Верхняя граница для  $P_n$  была выбрана из следующих соображений. Быстровращающийся пульсар своим мощным пульсарным ветром (до жестких  $\gamma$ -лучей) влияет на эволюцию соседнего компонента. Светимость вращающегося пульсара определяется как

$$L_p = dE_{rot}/dt = (2R^0/3c^3) B^2 (2\pi/P_n)^4, \quad (11)$$

следовательно, его величина существенным образом зависит от периода вращения нейтронной звезды: если период большой, то его влияние слабое (однако см. дальше).

Возможность ускорения в ходе аккреции нейтронной звезды в литературе обсуждалась уже давно (см. книгу Липунова [72] и ссылки в ней). Легко оценить количество массы  $\Delta M$ , необходимое для ускорения до миллисекундных периодов, принимая, что ускоряющий момент сил нейтронной звезды определяется потоком вращательного момента

$$\Delta M = J \frac{2\pi}{P_n} \frac{1}{\sqrt{GM r_A}}, \quad (12)$$

где  $r_A$  — радиус магнитосферы, определяемый как  $r_A \simeq 3.1 \cdot 10^8 M^{-2.7} B_s^{4.7} R_6^{1.7} (M_1/M_\odot)^{-1.7}$  см. При  $M \simeq 4 \cdot 10^{-9} M_\odot$ /год  $B = 5 \cdot 10^8$  Гс,  $r_A \simeq 2 \cdot 10^8$  см. Для  $M = M_\odot$ ,  $1 = 10^{45}$ , чтобы период пульсара достиг 1.5 мс необходимо аккрецировать массу  $M \sim 0.13 M_\odot$  за время  $t \sim 3 \cdot 10^7$  лет. Хотя поиски таких периодов у маломассивных рентгеновских двойных пока еще не дали положительного ответа [85], нет сомнения, что такое ускорение имеет место.

Так как многие исследователи рассматривают в качестве предшественников МСП  $\rightarrow$  ММРД, то учет изменения вращения нейтронной звезды при расчете эволюции двойной системы приобретает достаточно важное значение. Такого рода исследование проведено в [86], где показано, что, несмотря на начальный период вращения нейтронной

Источник PRS	$P$ (мс)	$(P/P \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1})$	$P_{\text{орб}} (\Delta)$
1	2	3	4
0021—72 A	4.479	—	0.022
0021—72 A	6.127		51
1520—26	11.076	0.82	191.44
1639+36	10.378		
1821+24	3.054	1.62	
1855+09	5.362	0.017	12.33
1937+21	1.558	0.11	
1953+29	6.133	0.030	117.35
1957+20	1.607	0.016	0.38
2127+11 C	30.529		0.335
1257+12	6.218		
1534+12	37.904		0.421
	33		
1516+02 A	5.5		
1516+02 B	7.9		двойная
1744—24 A	11.563		0.0756
	5.440		
	23.10		2.62
1908+00	3.6		двойная?

Таблица 3

Функция масс ( $M_{\odot}$ )	$e$	$M_2/M_{\odot}$	Место нахождения	Литература
5	6	7	8	9
1.6 E-6	0.33		47 Tuc	[9]
			47 Tuc	[9]
0.008	0.02592		M4	[9]
			M13	[9]
			M28	[9]
0.0056	$2 \cdot 10^{-5}$		поле	[9]
			поле	[9]
0.0024	0.00033		поле	[9]
5.2 E-6	0		поле	[9]
0.15	0.68		M15	[9]
			поле	[77]
0.32	0.27		поле	[77]
			M53	[78]
			M5	[79]
			M5	[79]
9.215 E-4	$10^{-3}$	0.1	Ter 5	[80]
			NGC 6624	[81]
0.0097	0.22		NGC 6539	[82]
				[83]

ОБЗОР

1	2	3	4	5
0021-72 C	5.757		п	
0021-72 D	5.358		п	
0021-72 E	3.536		2.22	0.0017
0021-72 F	2.624		п	
0021-72 G	4.040		п	
0021-72 H	3.211		У	
0021-72 I	3.485		У	
0021-72 J	2.101		0.121	$4.9 \cdot 10^{-6}$
0021-72 K	1.786		У	
0021-72 L	4.346		Р	
0021-72 M	3.677		У	

*Примечание.* п—не двойная, У двойная, Р—вероятно двойная.

Таблица 3 (продолжение)

6	7	8	9
$<0.08$		47 Tuc	[84]
		47 Tuc	[84]
$<0.03$		47 Tuc	[84]
		47 Tuc	[84]

звезды, она недостаточно быстро будет вращаться с периодом, близким к равновесному, который определяется локальным значением величины скорости аккреции и магнитного поля. В отличие от [87] привинчалось, что магнитное поле нейтронной звезды уже успело распастья (или изначально было слабым). Зная  $M_2$  перед входом системы в пробел периодов и задавая  $B$ , можно определить скорость вращения нейтронной звезды.

В последние годы, в связи с открытием многих МСП, возник особый интерес к влиянию быстрого вращающегося МСП на эволюцию вторичного компонента. Влияние рентгеновского излучения на нормальную звезду обсуждалось еще в 70-х годах (см. обзор Сюняева [88]). сейчас же миллисекундные пульсары могут оказаться объектами, способными полностью испарить свои спутники. Эта проблема интенсивно обсуждается в работах Рудермана и его коллег [89—92]. Хотя детали такого испарения далеко не ясны и требуется более подробная разработка этого сложного явления, рассмотрим следующую упрощенную картину.

Когда быстро вращающийся пульсар замедляется, то выделяется энергия  $dE/dt = I\omega\dot{\omega}$ ; где  $\omega = 2\pi/P_n$  — угловая скорость вращения,  $I$  — момент инерции. Только малая доля этой энергии ( $\sim 10^{-4}$ ) проявляется в радиодиапазоне [9], остальная излучается в виде  $e^-e^+$  пар и фотонов высокой энергии. Именно эти высокоэнергичные фотоны способны испарить вторичный компонент МСП. В качестве наблюдательного подтверждения испарения вблизи затмевающей двойной системы с МСП (PSR 1957 + 20) Кулкарни и Хестер [93] в линии  $H_\alpha$  обнаружили туманность. По-видимому, излучение в  $H_\alpha$  возникает в ударной волне, где релятивистский ветер пульсара взаимодействует с плотной межзвездной средой. Поиск таких туманностей вокруг более чем 30 пульсаров, однако дал отрицательный результат. В качестве объяснения можно предположить, что или плотность окружающей среды мала, или межзвездная среда ионизована [9].

Примем вслед за Ван ден Хейвелом и Ван Парадизом [94] для скорости потери массы за счет пульсарного излучения следующую формулу:

$$M_2 = fR_2/GM_2 \cdot (R_2/2a)^2 \cdot \frac{2}{3} R_1^6/c^3 B^2 (2\pi/P_n)^4, \quad (13)$$

где  $M_2$ ,  $R_2$  — масса и радиус вторичного компонента,  $f$  — доля потока, ответственная за испарение. Авторы [94] предложили, что миллисекундные пульсары способны испарить своих спутников именно в пробеле орбитальных периодов, дав тем самым изящное объяснение отсутствию

рентгеновских двойных с периодами менее двух часов. Проведенные простые оценки подтвердили этот вывод. Однако некоторые вопросы требуют специального рассмотрения. Следует иметь в виду, что оценки Ван ден Хейвела и Ван Парадиза [94] не учитывали эволюцию самой двойной системы, которая может существенно повлиять на окончательный результат. В работах Эргмы и Федоровой [65, 67, 95] проведены, используя вычислительную программу [46], численные расчеты эволюции двойной системы в пробеле орбитальных периодов. Здесь необходимо следить за поведением четырех характерных времен, которые определяют окончательную судьбу системы. Эти времена следующие: 1) время, в течение которого действует механизм GRW (формула (5)); 2) характерное время эволюции неконсервативной потери массы и углового момента из системы [96]

$$\tau_{NC} = a/\dot{a} = \frac{M_1/M_\odot + M_2/M_\odot}{M_2 (M_\odot/\text{год})}; \quad (14)$$

3) характерное время испарения [94]

$$\tau_{\text{исп}} = (2.6 \cdot 10^8 \text{ лет}) (M_2/M_\odot)^2 (R_2/R_\odot)^{-3} \cdot \frac{1}{R_{1.6}^6} \times \\ \times \frac{a_{11}^2}{f_{-2}} \frac{P_{-3}^4}{B_8^2}; \quad f_{-2} = f/10^{-2}; \quad R_{1.6} = R_1/10^6 \text{ см}; \quad (15)$$

4) время замедления пульсара (см. формулу (10)).

Расчеты Эргмы и Федоровой показывают, что в действительности ситуации более сложная, чем можно было ожидать. Во-первых, когда  $f \geq 0.027$  ( $B = 5 \cdot 10^6$  Гс), потеря массы вторичным компонентом за счет испаряющего ветра настолько велика, что звезда вновь заполняет свою полость Роша. После этого можно предположить два возможных пути эволюции: 1) фазы испарения и аккреции будут чередоваться, 2) одновременно будут происходить и испарение, и аккреция. В обоих случаях система эволюционирует в сторону увеличения орбитального периода (влияние GRW здесь слабее и основную роль играет неконсервативный обмен). Тем самым, вполне возможно, что в области орбитальных периодов с  $P > 3^h$  существуют системы, которые находятся на стадии испарения (в качестве такой можно выдвинуть Суг X—3 [92]). Имеется еще одна система X 1822—371 (см. табл. 1), показывающая увеличение орбитального периода.

Важно также, как при расчете испарения учитывается эволюция самой двойной системы: для неконсервативного обмена, когда

$da/dt = -\dot{M}_2/(M_1 + M_2)$  или для  $M_1 \gg M_2$   $da/dt \simeq -a\dot{M}_2/M_1$ , для консервативного обмена  $da/dt = -2a\dot{M}_2/M$ . Отсюда  $\tau_{Nc}/\tau_c = 2M_1/M_2$ , так как  $M_1 \gg M_2$ ,  $\tau_{Nc} \gg \tau_c$ . Следовательно, характерное время для консервативного обмена значительно короче, чем для неконсервативного случая, но, с другой стороны, вследствие быстрого увеличения расстояния между компонентами эффективность испарения может быстро падать ( $M_2 \sim a^{-2}$ ), и вполне возможно, что полное испарение не произойдет. Для неконсервативного обмена увеличение расстояния между компонентами происходит не так быстро, и нам кажется, что в этом случае испарение более вероятно. Для выяснения этого интересного вопроса необходимо провести дополнительное исследование. Определение из наблюдений  $P/\dot{P}$  и его знака для ММРД может дать важную информацию для понимания этого процесса.

Согласно результатам расчета Эргмы и Федоровой [95] „чистое“ испарение (как предложили Ван ден Хейвел и Ван Парадиз [85]) реализуется только для ограниченного значения ( $0.018 \leq f \leq 0.027$ ;  $B = 5 \cdot 10^8$  Гс;  $0.07 \leq f < 0.11$ ;  $B = 10^9$  Гс;  $0.89 \leq f < 1$ ;  $B = 5 \cdot 10^9$  Гс). Если  $f$  меньше нижних значений, то, хотя и происходит частичное испарение, система эволюционирует через пробел периодов и происходит заполнение полости Роша. Многие детали этого интересного явления остаются еще неясными, и особенно важным является корректный расчет процесса испарения, т. е. определение скорости потери массы за счет пульсарного излучения.

Подробное исследование эволюции двойной системы в пробеле периодов (Федорова и Эргма [65]), показало, что если  $f > 0.018$  ( $B = 5 \cdot 10^8$  Гаусс), то эволюция системы с испарением протекает сперва в сторону увеличения расстояния между компонентами до достижения определенного значения орбитального периода  $P_{\max}$ . Затем период уменьшается и новое заполнение полости Роша происходит при переходе  $P$ , меньшем  $P_{\max}$  (рис. 4).

1) *Эволюционный статус затменного радиопульсара PSR 1957 + 20*. Затменный миллисекундный радиопульсар PSR 1957 + 20, открытый Фручтером и др. [97, 98], является одним из кандидатов для систем, в которых происходит испарение вторичного компонента. Недавно для этой системы была определена производная изменения орбитального периода, которая оказалась равной  $P/\dot{P} = 3 \cdot 10^7$  года [99], т. е. расстояние между компонентами уменьшается. Первый эволюционный сценарий для этой системы был рассмотрен Клужниаком и др. [91]. Хотя в их представлении первая фаза эволюции не соответствует наблюдениям для ММРД (из-за отсутствия систем с орби-

тальными периодами меньше двух часов), общая схема образования с учетом испарения вторичного компонента вполне разумна.

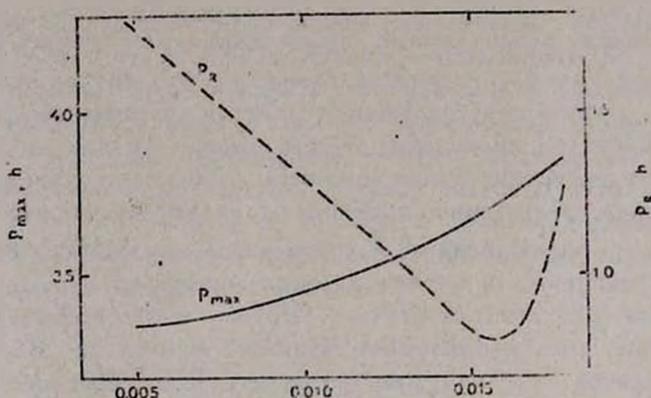


Рис. 4. Зависимость от параметра  $f$  величин  $P_{\max}$  — максимального орбитального периода, достигающегося в ходе испарения вторичного компонента (сплошная линия) и  $P_R$  — орбитального периода в момент нового заполнения этим компонентом полости Роша (штриховая линия) для  $f < 0.018$  и  $B = 5 \cdot 10^8$  Гс.

В работах [100, 101] излагаются эволюционные треки систем с МСП. В зависимости от начальной величины магнитного поля и вращения нейтронкой звезды было достигнуто настоящее положение как PSR 1957 + 20, так и для пульсара в Тег 5. Эргма и Федорова [101] рассчитали эволюцию системы, когда эффективность испарения большая, т. е. потери за счет испаряющего ветра такие, что вторичный компонент вновь заполняет свою полость Роша. В расчетах предполагалось, что фазы аккреции и фазы испарения будут чередоваться. В этом случае система эволюционирует в сторону увеличения орбитальных периодов. Главное расширение системы происходит на стадии аккреции. В рамках такой эволюции естественно объясняется  $\dot{P}/P > 0$  для ММРД X 1822 — 371 ( $\dot{P}/P = (3.4 \pm 0.94) \cdot 10^{-7}$  1/год).

На рис. 5 представлено, согласно расчетам Эргмы и Федоровой [101], изменение  $\dot{P}/P$ , когда орбитальный период  $P \sim 5.6$  часов. Отсюда можно заключить, что X 1822 — 371 — это система, являющаяся потенциальным предшественником пульсара 1957 + 20. Чтобы объяснить наблюдаемое  $\dot{P}/P$  для этой системы, необходимо вернуться к очень важному, но пока еще плохо изученному вопросу потери вещества

и момента из двойной системы. В общем виде, основываясь на работах [96, 102], имеем:

$$\frac{1}{q} (M_1 + M_2) \frac{d \ln a}{d M_1} = 2\psi(1 - \beta) \frac{1}{q} + \frac{1}{q} \beta + \frac{2}{q^2} \beta - \frac{1}{q} - 2, \quad (14)$$

где  $q = M_2/M_1$ ,  $\beta = \Delta M_2/\Delta M_1$ ,  $\psi = \frac{d \ln J}{d \ln (M_1 + M_2)}$ . В работе Эргмы и Федоровой [101] был использован случай изотропной потери массы с моментом, равным моменту теряющего вещество компонента ( $\beta = 0$ ,  $\psi = q$ ), формула (13). Как видно из (14), для разных значений  $\psi$  и  $\beta$

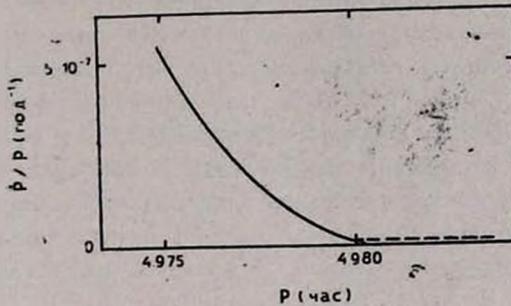


Рис. 5. Изменение  $\dot{P}/P$  на стадии аккреции—испарение с увеличением  $P$  (— стадия обмена, ---- стадия испарения) для фазы эволюции с  $P \approx 5^h$  ( $f = 0.05$ ).

правая часть может быть и отрицательной, и положительной, т. е.  $d \ln a/dt$  на стадии испарения может как увеличиваться, так и уменьшаться. К сожалению, величины  $\beta$  и  $\psi$  пока остаются свободными параметрами. В принципе, чтобы объяснить  $\dot{P}/P < 0$  для системы 1957+20, можно предложить следующую картину [101]. Предшественником системы является ММРД, в которой нейтронная звезда на стадии аккреции ускорена до миллисекундных периодов, магнитное поле нейтронной звезды малое ( $B \sim 5 \cdot 10^8$  Гс). После отключения магнитного звездного ветра начинается испарение, которое приводит к новому заполнению полости Роша. На стадии аккреции расстояние между компонентами растет быстро, но так как во время аккреции испарение выключается, то вторичный компонент теряет контакт с поверхностью Роша и вновь включается стадия испарения. На стадии испарения параметры  $\beta$  и  $\psi$  таковы, что система начинает сближаться, т. е.  $\dot{P}/P > 0$ . Новое испарение приводит к расширению и к фазе аккреции и

т. д. Таким образом, в рамках такого эволюционного сценария можно объяснить как положительные производные орбитальных периодов для нескольких ММРД, так и отрицательную производную  $P$  для пульсара 1957 + 20 в двойной системе.

2. *11-миллисекундный пульсар в Ter 5.* Очень интересный объект, позволяющий исследовать, является ли предшественником МСП ММРД—это миллисекундный пульсар, открытый в шаровом скоплении Ter 5 [80]. Параметры этой двойной системы приведены в табл. 3. Если предшественником этой системы является рентгеновская двойная, то, согласно стандартной эволюции, когда вторичный компонент теряет контакт с поверхностью Роша, остается система с быстровращающимся радиопульсаром. Скорость вращения пульсара легко определить по формуле (9), так как из расчета известно значение  $M_2$  перед входом в пробел периодов. Найденный для Ter 5 период вращения пульсара равняется 11 мс. Используя это значение в качестве верхнего предела, можно оценить значение магнитного поля пульсара. Согласно расчетам [103] существует только одна комбинация  $P_0$ ,  $B$  и  $f$ , приводящая к системе, соответствующей наблюдаемым параметрам МСП в Ter 5. Эти параметры для двух эволюционных последовательностей (SM, NSM) приведены в табл. 4. На рис. 6 представлено поведение

Таблица 4

ПАРАМЕТРЫ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ С ИСПАРЯЮЩИМИСЯ ВТОРИЧНЫМИ КОМПОНЕНТАМИ ДЛЯ ТРЕХ МОМЕНТОВ ИХ ЭВОЛЮЦИИ

Последовательность	$M (M_{\odot} / \text{год}) 10^{-10}$	$M_2/M_{\odot}$	$B (10^8) \text{ Гс}$	$P_{\text{орб}} (r)$
SM	8.13	0.307	1.42	2.77
NSM	17.8	0.250	1.19	3.33

	$M_2/M_{\odot}$	$P$ мс	$P_{\text{орб}}$ мас	$P$ мс	$\dot{M} 10^{-10} M_{\odot} \text{ год}$	$M_2/M_{\odot}$
SM	0.101	11.6	1.13	12.7	1.68	0.093
NSM	0.103	11.4	1.15	12.0	0.86	0.101

четырёх характерных времен, определенных по формулам (5), (10), (14), (15) для этих последовательностей. Для случая NSM значение скорости испаряющего ветра из-за малого начального периода столь велико, что сперва эволюция определяется неконсервативными по-

терями массы и орбитального углового момента из системы ( $\tau_{NC} < \tau_{GWR}$  для  $M_2 > 0.18 M_\odot$ ). Поэтому двойная система эволюционирует в сторону увеличения орбитального периода ( $P_{max} \sim 3^h 5$ ). Но вследствие замедления пульсара потеря массы за счет испарения уменьшается, а потери за счет излучения гравитационных волн становятся все более существенными. Для случая SM фаза с  $\tau_{NC} < \tau_{GWR}$  вообще отсутствует (начальный период пульсара больше и процесс испарения менее эффективен). Интересно, что для обоих случаев при  $M_2 < 0.107 M_\odot$  имеем  $\tau_{RWR} < \tau_{NC} < \tau_{SD} < \tau_{evap}$ . Это означает, что замедление и испарение в дальнейшем несущественны для эволюции двойной системы.

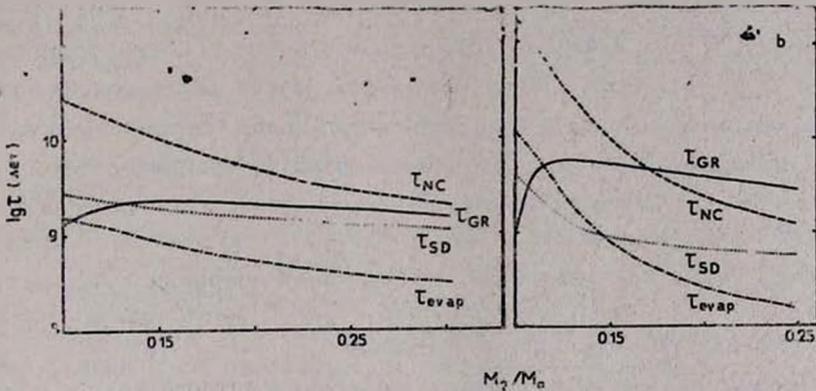


Рис. 6. Поведение  $\tau_{GR}$ ,  $\tau_{NC}$ ,  $\tau_{SD}$  и  $\tau_{evap}$  в зависимости от  $M_2$  в пробеле периодов: а) SM, б) NSM.

Чтобы выяснить, является ли предшественником этой системы рентгеновская двойная, необходимо исследовать дальнейшую эволюцию такой системы. Согласно расчетам [103], вторичные компоненты заполняют вновь полости Роша, когда орбитальные периоды  $P \sim 1.13 - 1.15$  часов. После заполнения полости Роша скорость потери массы составляет  $\sim 10^{-10} M_\odot/\text{год}$ . Легко оценить, что в обоих случаях радиус коротации  $R_C = (GM_1 P^2 / 4\pi^2)^{1/3}$  больше, чем альфеновский радиус (см. формулу (12)). Это означает, что аккреция имеет место, и должны наблюдаться не очень яркие, но достаточно сильные рентгеновские источники с  $L_x \sim 10^{35} - 10^{36}$  эрг/с. с орбитальным периодом, близким к одному часу. Однако пока такие ММРД не наблюдаются. Поэтому мы заключаем, что предшественником пульсара в Ter 5 не может быть рентгеновская двойная (поскольку параметры этой системы являются стандартными для ММРД, можно было бы ожидать, что многие ММРД эволюционируют таким путем).

В качестве альтернативы рассмотрим следующую возможность: предшественником МСП в Тег 5 является двойная система, состоящая из гелиевого или углеродно-кислородного карлика и нейтронной звезды, которая сформировалась в ходе аккреции на массивной белый карлик (АК). В этом случае начальные параметры системы следующие:  $P_{\text{орб}} < 10$  часов,  $B \sim (1 - 2) \cdot 10^8$  Гс,  $1 < P < 11$  мс. Если  $P_{\text{орб}} > 10$  часов то  $\tau_{\text{GWR}} \sim 10^{10}$  лет, т. е. такая система не успевает проэволюционировать к более коротким орбитальным периодом. Если бы начальное магнитное поле было более сильным, то нейтронная звезда быстро бы замедлилась, следовательно оно изначально было слабым. Если МСП находится в системе, где вторичный компонент гелиевая звезда, то из-за малого радиуса вырожденной звезды ( $R_{\text{WD}}/R_{\odot} = 0.013(1+X)^{5/3}$ ,  $(M_{\text{WD}}/M_{\odot})^{-1/3}$ ) она заполняет свою полость Роша, когда орбитальный период  $P_{\text{орб}} \sim 8$  минут. Образуется очень яркий рентгеновский источник со светимостью  $L_X > L_{\text{ED}}$ . Вероятно, такая система не успеет на стадии яркой ( $L_X > L_{\text{ED}}$ ) фазы эволюции. В принципе, это может быть одним из возможных путей образования одиночного пульсара PSR 1937 + 21. Ускорение такого пульсара происходит на сверхэддингтоновской стадии. Измерение производной периода вращения  $\dot{P} = (0.4 \pm 3.0) \cdot 10^{-20}$  [104] для пульсара в Тег 5 дает еще более жесткие рамки для эволюционного сценария.

Оценим для этого пульсара величину магнитного поля. Скорость потери вращательной энергии

$$dE/dt = 4\pi^2 I \dot{P}/P^3.$$

С другой стороны, скорость можно выразить через величину дипольного магнитного поля  $B$  и периода вращения  $P_n$  используя формулу (11). Принимая значения  $I = 10^{45}$  г.см<sup>2</sup>,  $\dot{P} = 10^{-20}$ ,  $R = 10^6$  см,  $P = 11$  мс, получим, что  $B = 3.4 \cdot 10^8$  гаусс. Но, как показали расчеты Эргмы и Федоровой [103], при таком значении величины магнитного поля невозможно воспроизвести параметры системы в Тег 5. Согласно расчетам, даже при  $B = 5 \cdot 10^8$  гаусс, если  $f > 0.027$ , эволюция будет идти в сторону увеличения орбитального периода с чередующимися фазами аккреции и испарения. Если же  $f < 0.018$ , то невозможно одновременно получить наблюдаемое значение орбитального периода вращения пульсара и массы вторичного компонента. Это, как нам кажется, является дополнительным аргументом в пользу предположения, что предшественником системы в Тег 5 является нейтронная звезда, образованная посредством АК, и белый карлик.

3) *Статистика миллисекундных пульсаров и проблема их предшественников.* Кулкарни и Нараян [105] анализировали скорости рождения рентгеновских двойных и миллисекундных пульсаров. Если ММРД являются предшественниками МСП, то в стационарном случае скорости их образования должны быть равными. Согласно [105], скорость рождения МСП  $\sim$  в 10 раз больше, чем ММРД, а для тесных двойных систем (тип  $1855 + 0.9$ ) это расхождение еще больше ( $\sim 100$ ). Такой же вывод сделали Коуг и Пилизер [106]. Сравнительный анализ скорости рождения ММРД и МСП в шаровых скоплениях показал такой же результат (примерно в 100 раз скорость рождения МСП больше) [107]. Для разрешения этой проблемы Байлин и Гриндлей [108, 109] предложили, что предшественником МСП является нейтронная звезда, образованная в процессе аккреции. Однако и в этом случае возникает серьезная трудность. Поскольку в шаровых скоплениях встречается большое число МСП, то это означает, что число массивных  $Ne + Mg + O$  карликов (наиболее вероятных кандидатов для АИС коллапса) было также велико. Для объяснения результатов [107] необходимо, чтобы около десяти карликов находились на стадии аккреции. Если это так, то число аккрецирующих  $C + O$  карликов (т. е. катаклизмических переменных) должно также быть значительно больше наблюдаемого, что делает предположение Байлина и Гриндлея сомнительным [110]. Для разрешения проблемы (особенно для тесных систем) Тавани [111] рассмотрел возможность уменьшить продолжительность стадии рентгеновского излучения, если учесть вынужденный звездный ветер (за счет пульсарного излучения). Однако и здесь имеется трудность. На стадии, когда эволюция двойной системы управляется магнитным звездным ветром (т. е. когда  $P > 3^h$  часов), потеря массы  $\sim 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ . Чтобы согласовать скорости образования МСП и ММРД, необходимо, чтобы потеря массы была близка к эддингтоновскому пределу, т. е.  $\dot{M} \sim 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ . Но, во-первых, не все ММРД имеют рентгеновскую светимость, близкую к эддингтоновской светимости, и, во-вторых, даже если бы это имело место, необходимо было бы искать новую модель для объяснения явления рентгеновских барстеров. Хорошо известно, что при  $M \gtrsim \dot{M}_{ED}$  рентгеновские вспышки исчезают и термоядерное горение происходит в стационарном режиме.

Исключительно интересный аргумент в пользу того, что для наиболее быстро вращающихся МСП предшественниками являются нейтронные звезды, образующиеся после коллапса белого карлика, привел Рудерман [112]. Анализируя эволюцию магнитного диполя у нейтронных звезд, он нашел, что ускоряющиеся нейтронные звезды (т. е. ней-

тронные звезды в ММРД) имеют почти осесимметричные магнитные поля, в то время как замедляющиеся нейтронные звезды (т. е. МСП) со слабыми магнитными полями должны иметь внешние магнитные поля, входящие и покидающие поверхность нейтронной звезды только вблизи ее экваторов. Наблюдение для четырех МСП со слабыми магнитными полями показывает, что три из них, по-видимому, являются ортогональными ротаторами [113, 114]. Это означает, что они не были ускорены в ходе аккреции на стадии ММРД, а являются нейтронными звездами, образовавшимися с периодами  $\sim 10^{-3}$  с и замедляющимися до настоящих периодов [112].

4) *Заключение.* Несмотря на определенные успехи в исследовании эволюции маломассивных двойных систем с компактными объектами (белыми карликами или нейтронными звездами) остается ряд важных нерешенных проблем. Наиболее существенными являются: роль потери массы из системы (неконсервативная эволюция), влияние рентгеновского излучения (различные эволюции систем с белым карликом или с нейтронной звездой) на структуру вторичного компонента (здесь следует отметить, что это влияние может быть достаточно большим, так как мы имеем дело со звездами, собственная светимость которых мала), роль индуцированного звездного ветра в процессе эволюции, а также сам процесс испарения.

Новые наблюдения, особенно определение орбитального периода, знака изменения орбитального периода, ориентации магнитного поля МСП и др. могут дать те необходимые сведения, которые позволят подойти к решению этих вопросов и способствовать пониманию эволюции и взаимосвязи маломассивных рентгеновских систем и миллисекундных радиопульсаров.

Одни из авторов (Э. Э.) выражает благодарность д-рам О. Вилху и В. Пийрола за поддержку и финансовую помощь во время ее пребывания в Хельсинском университете, где основная часть этого обзора была подготовлена.

Институт астрономии АН СССР

## LOW-MASS X-RAY DOUBLE STARS AND MILLISECOND PULSARS

E. ERGMA, A. G. MASEVICH

The contemporary state of the problem on the genesis of millisecond radioimpulses of low-mass X-ray double stars and pulsars is considered.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *A. M. Cherepashuk, Yu. N. Efremov, N. E. Kur'chkin*, Inform. Bull. Var. Stars-720, 1, 1962.
2. *J. N. Bahcall, N. A. Bahcall*, Astrophys. J., 178, L1, 1972.
3. *В. М. Лютый, Р. А. Сюняев, А. М. Черепашук*, Астрон. ж., 50, 3, 1973.
4. *S. A. Rappaport, P. C. Joss*, in: "Accretion driven X-ray stellar sources", Eds. W. H. G. Lewin, E. P. Y. van der Heuvel, Cambridge Univ. Press, p. 1. 1983.
5. *Л. А. Асланов, Д. Е. Колосов, Н. А. Липунова*, и др. Каталог тесных двойных систем на поздних стадиях эволюции, ред. А. М. Черепашук, Изд. МГУ, М., 1988.
6. *А. М. Черепашук*, В сб. "Современные проблемы физики и эволюции звезд" ред. А. Г. Масевич, Наука, М., 1989.
7. *Э. В. Эрма*, Итоги науки и техники, Серия "Астрономия", 21, 130, 1981.
8. *D. C. Vazdekis, S. R. Kulkarni, C. Heiles, M. M. Davis, W. M. Goss*, Nature, 300, 615, 1982.
9. *S. R. Kulkarni*, In: "Neutron Stars and Their Birth Events", ed. W. Kundt, 1990, p. 59.
10. *E. Schatzman*, Presented at Int. Sch. Cosmol. Gravit. Erice, Italy, 1974.
11. *R. Canal, E. Schatzman*, Mem. Soc. Astron. Ital., 45, 763, 1974.
12. *R. Canal, E. Schatzman*, Astron. Astrophys., 46, 226, 1976.
13. *E. Ergma, A. V. Tutukov*, Acta Astron., 26, 69, 1976.
14. *R. Canal, J. Isern, J. Labay*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 28, 183, 1990.
15. *I. Iben Jr., A. V. Tutukov*, Astrophys. J. Suppl. Ser. 54, 336, 1984.
16. *B. Paczynski, A. Zytnov*, Astrophys. J., 222, 605, 1978.
17. *E. Ergma*, Sov. Astron. Rev. 5, 182, 1986.
18. *G. W. Clark*, Astrophys. J. Lett. 199, L143, 1975.
19. *B. Paczynski*, in: "Structure and Evolution of Close Binary Systems". Eds. P. Eggleton et al., D. Reidel, Dordrecht, 1976, p. 75.
20. *A. V. Tutukov, L. R. Yungelson*, Astrophys. Space Sci., 139, 16, 1987.
21. *B. Paczynski*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 9, 183, 1971.
22. *P. P. Kraft, J. Mathews, J. L. Greenstein*, Astrophys. J., 136, 312, 1962.
23. *F. Verbunt, C. Zwaan*, Astron. Astrophys., 109, L7, 1981.
24. *E. P. J. Van den Heuvel*, The Evolution of Galactic X-ray Binaries, eds. J. Truemper, W. H. G. Lewin, W. Brinkmann, D. Reidel, 1986.
25. *E. L. Robinson, E. S. Barner, A. L. Cochran, W. D. Cochran, R. E. Nather*, Astrophys. J., 221, 611, 1981.
26. *H. C. Spruit, H. Ritter*, Astron. Astrophys., 124, 267, 1983.
27. *M. S. Giampapa, J. Liebert*, Astrophys. J., 305, 984, 1986.
28. *O. Vilhu, C. W. Amburster, J. E. Neft, J. L. Linsky, A. Brandenburg, I. Aig-tn, N. I. Schachovskaya*, Astron. Astrophys., 222, 179, 1989.
29. *O. Vilhu*, in: "Proc. of Nordic-Baltic Astronomy Meeting on Astrophysical Processes and Structure in the Universe", Uppsala, Sweden, 18-21, June, 1990.
30. *R. E. Taam, M. C. Spruit*, Astrophys. J., 343, 972, 1989.
31. *M. M. Shara, M. Lito, A. F. J. Moffat, M. Orto*, Astrophys. J., 311, 163, 1986.
32. *D. Prialnik, M. M. Shara*, Astrophys. J., 311, 172, 1986.

33. *D. Rucinski, M. M. Shara*, in „Interacting Binary Stars“, Eds. J. E. Pringle, R. A. Wade, 1986, p. 113.
34. *B. Warner*, *Astrophys. Space Sci.*, 130, 3, 1987.
35. *M. Milgrom*, *Astron. Astrophys.*, 208, 191, 1978.
36. *K. O. Masson*, *Proc. 23rd ESLAB Symp. in X-ray Astronomy*, Bologna, Italy 1989.
37. *H. Ritter*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 85, N 3, 1990.
38. *S. L. Morris, J. Liebert, J. T. Shocks, I. M. Gioia, R. E. Schild, A. Wolter*, *Astrophys. J.*, 365, 686, 1990.
39. *M. Sztajno, A. Langmeier, J. Frank, J. Truemper, G. Hasinger, W. Pietsch*, *Circ. IAU N 4111*, 1985.
40. *S. Rappaport, P. C. Joss, R. F. Webbink*, *Astrophys. J.*, 254, 516, 1982.
41. *S. Rappaport, F. Verbunt, P. S. Joss*, *Astrophys. J.*, 275, 713, 1983.
42. *А. В. Тутуков, А. В. Федорова, Э. В. Эрзма, Л. Р. Юнелисон*, *Письма в Астрон. ж.*, 11, 1985.
43. *А. В. Тутуков, А. В. Федорова, Э. В. Эрзма, Л. Р. Юнелисон*, *Астрофизика* 24, 85, 1986.
44. *E. H. P. Pglyser, G. L. Savonije*, *Astron. Astrophys.*, 191, 198, 1988.
45. *E. H. P. Pglyser, G. J. Savonije*, *Astron. Astrophys.*, 208, 52, 1989.
46. *A. V. Fedorova, E. V. Ergma*, *Astrophys. Space Sci.*, 151, 125, 1989.
47. *B. Paczynski*, *Acta. Astron.* 31, 1, 1981.
48. *B. Paczynski, R. Sienkiewicz*, *Astrophys. J. Lett.*, 248, L47, 1981.
49. *А. В. Тутуков, А. В. Федорова, Э. В. Эрзма, Л. Р. Юнелисон*, *Письма в Астрон. ж.* 13, 780, 1987.
50. *I. Jr. Iben, A. V. Tutukov*. *Astrophys. J.*, 284, 719, 1984.
51. *L. A. Nelson, S. A. Rappaport, P. C. Joss*, *Astrophys. J.*, 304, 231, 1986.
52. *P. Heriz, J. E. Grindlay*, *Astrophys. J.*, 267, L83,
53. *P. A. Charles*, *Proc. 23rd ESLAB Symp. in X-ray Astronomy*, Bologna, Italy, Sept. 1989, p. 129.
54. *G. L. Savonije, M. de Kool, E. P. J. van den Heuvel*, *Astron. Astrophys.*, 155, 51, 1986.
55. *A. C. Fabian, A. V. Pringle, M. J. Rees*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 172, 15, 1975.
56. *I. Jr. Iben, A. V. Tutukov*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 54, 335.
57. *F. Verbunt*, *Neutron Stars and their Birth Events*, ed. W. Kundt, Kluwer Academic Publisher, p. 179.
58. *F. Verbunt*, *Astrophys. J.*, 312, L23, 1987.
59. *I. Hachisu, S. Miyaji, H. Salo*, *Prepr. Space Sci. Laboratory N 87—133*.
60. *Г. С. Бисноватый-Козак*, *Астрофизика*, 31, 567, 1989.
61. *M. Tavani*, *Nature*, 351, 39, 1991.
62. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, *Теория поля*. Наука, М., 1962.
63. *Э. В. Эрзма*, *Письма в Астрон. ж.*, 1983.
64. *J. M. Swank, R. E. Taam, N. E. White*, *Astrophys. J.*, 277, 274, 1984.
65. *А. В. Федорова, Э. В. Эрзма*, *Письма в Астрон. ж.*, 1991. (в печати).
66. *M. Czerny, W. Kluznik, A. Ray*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1991 (in press)

67. Э. В. Эрма, А. В. Федорова, *Астрон. ж.*, 1992.
68. J. E. Grindlay, Proc. 23rd ESLAB Symp. in X-ray Astronomy, Bologna, Italy, 1989, p. 121.
69. Г. С. Бисковатый-Козан, Б. В. Комберг, *Астрон. ж.*, 51, 373, 1974.
70. Г. С. Бисковатый-Козан, Б. В. Комберг, Письма в *Астрон. ж.*, 2, 338, 1975.
71. M. A. Alpar, A. F. Cheng, M. A. Ruderman, J. Shaham, *Nature*, 308, 728, 1982.
72. В. М. Липунов, *Физика нейтронных звезд*, Наука, М.
73. K. Davidson, J. P. Ostriker, *Astrophys. J.*, 179, 585, 1973.
74. G. Chanmugam, K. Brecher, *Nature*, 329, 626, 1987.
75. J. E. Grindlay, in: IAU Sump. N 125 "Origin and Evolution of Neutron Stars", eds. D. Helfand and J. Huang, 1987, p. 173.
76. R. N. Manchester, J. H. Taylor, *Pulsars*, Freeman, San Francisco, 1977.
77. A. Wolszczan, *IAU Circ.* 5073, 1990.
78. S. Anderson, S. Kulkarni, T. Prince, A. Wolszczan, *IAU Circ.* N 4853, M53, 1989.
79. A. Wolszczan, S. Anderson, S. Kulkarni, T. Prince, *IAU Circ.* 4880, 1989.
80. A. G. Lyne, S. Johnston, R. N. Manchester, J. Ltm, A. S. Frichter, W. M. Goss *IAU Circ.* 4974, Ter 5, 1990.
81. J. D. Briggs, A. G. Lyne, R. N. Manchester, M. Ashworth, *IAU Circ.* 4988, 6624 NGC, 1990.
82. N. D'Amico, A. G. Lyne, M. Bailes, L. Johnston, J. Ltm, W. M. Goss, *IAU Circ.* 5013, 6539, 1990.
83. S. Anderson, S. Kulkarni, T. Prince, S. Wolszczan. *IAU Circ.*, 5013, 1908+00, 1990.
84. R. N. Manchester, A. G. Lyne, C. Robinson, N. D'Amico, M. Bailes, J. Ltm, *Nature*, 352, 219, 1991.
85. W. H. G. Lewin, et al., Prepr. 1991.
86. А. В. Федорова, Э. В. Эрма, *Астрон. ж.*, 1991, (в печати).
87. M. de Kool, J. van Paradijs, *Astron. Astrophys.*, 173, 279, 1987.
88. R. A. Sunyaev, Proc. Intern. Scholl Phys. Enrico Fermi, Course LXV "Physics and Astrophysics of neutron stars and black holes", 1978.
89. M. Ruderman, J. Shaham, M. Tavani, *Astrophys. J.*, 336, 507, 1989.
90. M. Ruberman, J. Shaham, M. Tavani, D. Eichler, *Astrophys. J.* 343, 292, 1989.
91. W. Kluzniak, M. Ruderman, J. Shaham, M. Tavani, *Nature*, 3, 334, 225, 1988.
92. M. Tavani, Proc. 3rd ESLAB Symp. in X-ray Astronomy, Bologna, Italy, 1989.
93. S. R. Kulkarni, J. J. Hester, *Nature*, 335, 801, 1988.
94. E. P. J. van den Heuvel, J. van Paradijs, *Nature*, 334, 227, 1988.
95. E. Ergma, A. V. Fedorova, *Astron. Astrophys.*, 242, 123, 1991.
95. А. В. Тутуков, Л. Р. Юмалысон, *Научн. инф. Астрон. соз. АН СССР*, 20, 85, 1971
97. A. S. Frichter, D. R. Stinebring, J. H. Taylor, *Nature*, 333, 227, 1893.
98. A. S. Fruchter, G. Barman, G. Bessert, M. Colverson, W. H. Goss, T. H. Hawkins, J. R. Klein, D. J. Nice, M. F. Ryhe, D. R. Stinebring, J. H. Taylor, S. T. Thirsett, J. M. Wetzel, *Astrophys. J.*, 351, 642, 1990.
99. M. Ryba, J. Taylor, Prepr. 1991.

100. *W. Kluzniak, M. Czerng, A. Ray*, in: „X-ray Binary and Multisecond Pulsars“, Eds. S. A. Karraport, E. P. J. van den Heuvel, Santa Barbara, California, Jan., 12—21, 1991 (in press).
101. *E. Ergma, A. V. Fedorova*, *Astron. Astrophys.* (submitted). 1992.
102. *Л. Р. Юнелъсон, А. Г. Масевич*, *Итоги науки и техн., ВИНТИ, Астрофиз*, 21, 27, 1982.
103. *Е. Әрма, А. В. Федорова*, *Письма в Астрофиз. ж.* 17, 433, 1991.
104. *J. H. Taylor*, (Prepr.) 1991.
105. *S. R. Kulkarni, R. Narayan*, *Astrophys. J.* 335, 755, 1988.
106. *J. Cote, E. H. P. Pylyser*, *Astron. Astrophys.*, 218, 131, 1989.
107. *S. R. Kulkarni, R. Narayan, R. W. Romani*, *Astrophys. J.*, 356, 174, 1990.
108. *J. E. Grindlay, C. D. Bailyn*, *Nature*, 336, 48, 1989.
109. *Ch. D. Bailyn, J. E. Grindlay*, *Astrophys. J.* 353, 159, 1990.
110. *F. Verbunt, W. G. H. Lewin, J. van Paradijs*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 241, 51, 1989.
111. *M. Tavani*, *Astrophys. J. Lett.* 366, L27, 1991.
112. *M. Ruderman*, *Astrophys. J.*, 336, 261, 1991.
113. *M. Lyne, R. Manchester*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 234, 477, 1988.
114. *A. Frutcher, D. Stinebring, J. Taylor*, *Nature*, 333, 237, 1988.

# CONTENTS

tailed spectral investigation of Herbig-Haro object—RNO 43N	5
<i>T. Yu. Magakian, T. A. Movsessian</i>	
$^{12}\text{O}^+$ and $^{13}\text{CO}$ survey of CB and HHL objects	15
<i>R. A. Kandalian, P. Harjunpää</i>	
Photometry of substar V1118 ORI (1988—1990)	23
<i>E. S. Parsamian, M. A. Ibragimov, G. B. Ohanian, L. G. Gaspartan</i>	
3 star complex in the Carina nebula	35
<i>H. M. Tovmassian, R. Kh. Hovhannesstan, R. A. Epremtan, D. Haguents</i>	
Light curves of young irregular variables. I. SV Cep and CQ Tau	55
<i>N. H. Minikhalov, V. Yu. Rahimov, N. A. Volchkova, A. I. Pihun</i>	
Search for periodicity in light variations of isolated Herbig Ae star WW Vulpeculae . . . . .	61
<i>N. A. Volchkova</i>	
The fast evolutionary variations in the spectrum of objects Th 4—4	67
<i>L. N. Kondratjeva</i>	
Terminal velocities and turbulence in stellar winds of OB—stars	73
<i>L. V. Tamboutseva</i>	
On the theory of pulsars radioradiation . . . . .	87
<i>G. S. Sahakian</i>	
The first Byurakan spectral sky survey. Blue stellar objects. (V. Zone)	109
$+33^\circ < \delta < +37^\circ$ . . . . .	
<i>H. V. Abrahamian, A. M. Mickaelian</i>	
Integral parameters of rotating relativistic polytropes in bimetric theory of gravitation . . . . .	117
<i>H. A. Grigoryan, A. V. Sarkisian, E. V. Chubaryan</i>	
Reviews	
Low-Mass X-ray double stars and millisecond pulsars	129
<i>E. Ergma, A. G. Masovitch</i>	