

# СОДЕРЖАНИЕ

## Том 72, номер 4, 1995

Оптические отождествления подвыборки радиоисточников RC-каталога с крутыми спектрами с помощью 6-метрового телескопа САО РАН. Требования к координатной точности и глубине изображения, наблюдения на VLA и способы оценки фотометрического красного смещения

*А. И. Копылов, В. М. Госс, Ю. Н. Парийский, Н. С. Соболева, О. П. Желенкова,  
А. В. Темирова, Вал. В. Витковский, М. Н. Наугольная, О. В. Верходанов*

437

Оптический мониторинг сверхсветового квазара 3C 345 в 1984 - 1991 гг.

*М. К. Бабаджанянц, Е. Т. Белоконь, Н. Г. Гамм*

447

Красные карлики в коронах галактик в роли МАЧО-объектов

*Б. В. Комберг, Д. А. Компанеец, В. Н. Лукаш*

457

Корреляция между параметрами рассеяния излучения пульсаров и мерой эмиссии галактического фона

*А. В. Пынзарь*

462

О переменности излучения водяного мазера в S128

*И. И. Берулис, Е. Е. Лехт, Э. Мендоса-Торрес*

468

Влияние турбулентной межзвездной плазмы на отклик радиоинтерферометра

*В. И. Шишов, В. М. Малофеев, А. В. Пынзарь, Т. В. Смирнова*

485

Движущиеся скопления звезд в окрестности солнца

*В. В. Орлов, И. Е. Панченко, А. С. Растворгусев, А. В. Яцевич*

495

Расчет полигротных и вырожденных равновесных конфигураций звезд в двойных системах

*О. А. Кузнецов*

508

Формирование потока вещества в двойных звездах типа W Змеи

*В. Г. Карапников, Е. В. Менченкова, В. В. Назаренко*

519

Строение радиоисточников метанола в областях звездообразования по данным наблюдений на 44 и 95 ГГц

*С. В. Каленский*

524

Вариации мазерного излучения H<sub>2</sub>O источника G43.8-0.1 в период 1981 - 1994 гг.

*Е. Е. Лехт*

532

Изменение профиля эмиссионной линии H<sub>α</sub> молодой звезды VY Mon

*Л. А. Павлова*

539

**Магнитное поле и содержание железа в атмосферах oPeg и φHer**

*B. B. Леушин*

**543**

**Влияние непрозрачности на параметры конвективной оболочки в солнечных моделях**

*B. A. Батурина, С. В. Аюков*

**549**

**Образование радиоактивных ядер и возможности наблюдения гамма-линий при вспышках новых**

*A. Д. Кудряшов, A. B. Тутуков*

**559**

**Энергетические характеристики долгопериодических и короткопериодических пульсаров**

*И. Ф. Малов, О. И. Малов*

**567**

**О некоторых особенностях в распределениях параметров пульсаров**

*И. Ф. Малов, О. И. Малов*

**574**

**Послевспышечная корональная активность, зарегистрированная спутником EUVE на звезде AU Mic**

*M. M. Кацова, Дж. Дрейк, M. A. Лившиц*

**580**

**Новое определение содержаний элементов в атмосфере Ап-звезды 15 Vul**

*И. С. Саванов*

**590**

**Применение метода неприводимых тензоров в задачах небесной механики**

*Ю. М. Урман*

**596**

**Особенности взаимных покрытий и затмений в системе спутников Сатурна**

*H. B. Емельянов*

**604**

---

---

УДК 524.7-77

# ОПТИЧЕСКИЕ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ПОДВЫБОРКИ РАДИОИСТОЧНИКОВ RC-КАТАЛОГА С КРУТЫМИ СПЕКТРАМИ С ПОМОЩЬЮ 6-МЕТРОВОГО ТЕЛЕСКОПА САО РАН. ТРЕБОВАНИЯ К КООРДИНАТНОЙ ТОЧНОСТИ И ГЛУБИНЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ, НАБЛЮДЕНИЯ НА VLA И СПОСОБЫ ОЦЕНКИ ФОТОМЕТРИЧЕСКОГО КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ

© 1995 г. А. И. Копылов, В. М. Госс, Ю. Н. Парийский, Н. С. Соболева, О. П. Желенкова, А. В. Темирова, Вал. В. Витковский, М. Н. Наугольная, О. В. Верходанов

Специальная астрофизическая обсерватория, Н. Архыз, Россия

Поступила в редакцию 17.05.94 г.

Обсуждаются требования к точности определения координат в оптическом и радиодиапазонах при отождествлении слабых радиоисточников типа FRII с далекими гигантскими эллиптическими галактиками и пути оценки красных смещений до них с использованием всех данных, накопленных по далеким объектам этого класса. Показано, что для выполнения программы поиска галактик первого поколения по начатой в САО РАН программе РАТАН-600-VLA-БТА достаточна точность около 1", а глубина оптических изображений – не более 26''. Описана простая методика реализации этих требований. Уточнена диаграмма Хаббла для объектов типа SS-FRII-RG. Приведены VLA-радиоизображения объектов подвыборки источников RC-каталога с крутыми спектрами и положения центров тяжести этих изображений.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Оптическое отождествление радиоисточников необходимо для понимания их природы. Пока только оптический диапазон дает достоверную информацию о красном смещении и об объекте, ответственном за радиоизлучение.

В нашем случае мы интересуемся проблемой отождествления предельно далеких радиогалактик определенного типа: двойных радиогалактик с очень крутыми спектрами и с уярчением к краям компонент (SS-FRII-RG). Как известно, этот подход является одним из самых эффективных [1]. Дальнейшее развитие его описано в [2]. Ниже мы покажем, как использовать всю накопленную к настоящему времени информацию об объектах этого класса для целей их оптического отождествления. Особое внимание будет уделено технике оперативного оптического отождествления таких радиоисточников и методам оценки расстояния до них без прямых измерений красного смещения.

## 2. ТРЕБОВАНИЯ К КООРДИНАТНОЙ ТОЧНОСТИ И ГЛУБИНЕ ОПТИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

Будем считать, что как и для всех внегалактических радиоисточников, радиосветимость рассматриваемых нами объектов не превосходит оптическую светимость родительских галактик. Даже только это ограничение уже позволяет

оценить требования к точности определения положения радиоисточников заданной плотности потока и требования к точности определения координат кандидатов на оптическое отождествление. Действительно, если  $L_{\text{rad}} \leq L_{\text{opt}}$ , то для любой геометрии Вселенной имеем условие  $m < m_{\text{lim}}(S)$ . Для определения  $m_{\text{lim}}$  вычисляется плотность потока радиоизлучения, проинтегрированная по всем частотам от  $\nu = 100$  ГГц до  $\nu = 100$  МГц, и затем она приравнивается (за неимением полной информации об оптическом спектре) произведению спектральной плотности оптического излучения на частоту

$$S_{\nu_{\text{opt}}} \nu_{\text{opt}}$$

Для нашего фильтра  $R$  (6500 Å или  $\nu = 0.46 \times 10^{15}$  Гц) находим значение  $S_{\nu_{\text{opt}}}$ , соответствующее условию равенства светимостей в радио- и оптическом диапазонах. Далее, из соотношения

$$S_{\nu_{\text{opt}}} = 10^{a - 0.4m} \quad (1)$$

(см., например, [3]) определим искомую звездную величину  $m = m_{\text{lim}}$ , при которой  $L_{\text{rad}} = L_{\text{opt}}$ . Константа  $a$  зависит от эффективной частоты используемого фильтра. Мы принимаем для нее следующие значения:  $a = 3.258, 3.621, 3.584, 3.510, 3.407, 3.172, 2.808$  для фильтров  $U, B, V, R, I, J, K$  соответственно.

Используя приведенные выше соотношения, получим табл. 1, связывающую спектральную

**Таблица 1.** Связь между предельной звездной величиной  $m_R$  и  $S_{3.9 \text{ Гц}}$

$m_R$	$S_{3.9 \text{ Гц}}, \text{ Ян}$
19	9.6
20	3.8
21	1.5
22	0.6
23	0.24
24	0.10
25	0.04
26	0.015
27	0.006
28	0.002
29	0.001

**Таблица 2.** Коррекция  $\Delta(z)$  к яркости объекта для различных красных смещений  $z$

$z$	$\Delta(z)$
0	0
1	0.92
2	1.0
3	0
4	-0.7

**Таблица 3.** Глубина отождествления и требования к погрешностям

$m_{\text{lim}}$	$\Delta_{m_{\text{lim}}}$	$r$
18	300"	60"
19	140	28
20	80	16
21	60	12
22	35	7
23	20	4
24	13	2.6
25	10	2
26	6	1.2

плотность потока на нашей частоте,  $S_{3.9 \text{ Гц}}$ , (в Ян) с видимой звездной величиной  $m_R$  в фильтре  $R$ .

Вычисления проводились для спектрального индекса  $\alpha = 1$  ( $S = v^{-\alpha}$ ). Для других значений  $\alpha$  следует внести небольшую коррекцию. Эта таблица не учитывает различия в  $K$ -поправках в оптическом и в радиодиапазонах. Мы воспользовались данными Спирнрада [4] и Иоши и Петерсона [5] о распределении энергии в спектре гигантских эллиптических галактик для оценки различия в

$K$ -поправках между гE-галактиками и радиогалактиками со спектральным индексом  $\alpha = 1$ . Теперь условие  $L_R < L_{\text{опт}}$  переходит в условие

$$L_R < L_{\text{опт}} + \Delta(z). \quad (2)$$

Значения  $\Delta(z)$  приведены в табл. 2. Вычисления приведены для  $R$ -фильтра. Как видно из таблицы, оптический объект может быть несколько слабее, чем предсказывает таблица  $m(S)$  в области красных смещений  $0 < z < 3$ , но ярче при  $z > 3$ . Это позволяет организовать программы оптического отождествления со 100%-ной эффективностью<sup>1</sup>. Попытка отождествления слишком слабых радиоисточников типа FRII (и тем более их спектроскопии) может оказаться безуспешной (см., например, [6]).

Важно, что для заданного  $S_v$  оптический объект не может быть слабее некоторой предельной величины. Если оптический объект много ярче, чем  $m_{\text{lim}}$ , то мы ошиблись в классификации объекта как радиогалактики типа SS-FRII: он – либо квазар (для которых  $m - m_{\text{lim}} \approx -5$  [3], либо слабая радиогалактика типа Sy, FRI и т.п.). Из экспериментальных данных следует, что  $L_{\text{рад}} \equiv L_{\text{опт}}$  для большинства объектов нашей выборки ( $m - m_{\text{lim}} < 1''$ ; для более слабой выборки  $\Delta m$  составляет  $-1.5 \pm 0.8$  по 21 объектам типа RG-SS-FRII с  $S < 9$  мЯн с малой дисперсией).

Наконец, отметим, что быстрое продвижение по глубине оптических обзоров с поверхностной плотностью объектов, приближающейся к  $10^9$  объект./ср [7], при которой расстояние между объектами сравнимо с размером радиоисточников, представляет затруднение в отождествлении только для популяции объектов с плотностями потоков порядка нескольких мЯн (см. табл. 1).

По данным предельно глубоких оптических обзоров [8] легко найти среднее расстояние  $\Delta r_{m_{\text{lim}}}$  между оптическими объектами со звездной величиной  $m_{\text{lim}}$ , а, следовательно, и требования к суммарной погрешности радио- и оптических координат объектов:  $r = \sqrt{(r_{\text{рад}}^2 + r_{\text{опт}}^2)}$ , где  $r_{\text{рад}}^2 = \Delta \alpha_{\text{рад}}^2 + \Delta \delta_{\text{рад}}^2$ ,  $r_{\text{опт}}^2 = \Delta \alpha_{\text{опт}}^2 + \Delta \delta_{\text{опт}}^2$ . Здесь  $\Delta \alpha_{\text{рад}}$ ,  $\Delta \delta_{\text{рад}}$ ,  $\Delta \alpha_{\text{опт}}$ ,  $\Delta \delta_{\text{опт}}$  – погрешности в определении прямых восхождений и склонений в оптическом и в радиодиапазонах соответственно. Считая, что в радиусе  $5r$  должно быть не более одного кандидата на оптическое отождествление, составим табл. 3.

Как следует из табл. 3, стандартной точности определения координат на VLA для компактных

<sup>1</sup> Учитывая, что светимость в линии  $L_\alpha$  гигантских эллиптических галактик, связанных с радиогалактиками типа FRII, значительно превосходит светимость в радиодиапазоне [18], можно построить программу спектроскопии этого класса объектов со 100%-ной гарантией обнаружения  $L_\alpha$  (или любых других линий), используя собранную в [18] информацию.

~0.3" радиоисточников даже в режиме малых экспозиций ("snap shot") вполне достаточно для уверенного отождествления всех компактных объектов нашего RC-каталога с  $S > 10$  мJy. Для протяженных радиоисточников мы принимаем общепринятое эмпирическое правило: оптический объект (для FRII-объектов) должен лежать вдоль большой оси в пределах 20% LAS (Largest Angular Size) от "центра тяжести" радиоизлучения и отклоняться от оси, соединяющей компоненты не более, чем на 10% LAS (см., например, [9]). При среднем размере объектов нашей выборки (~10") в области поля ошибок должно быть не более одного объекта 25".

Приведенные оценки имеют статистический характер. Могут встретиться более сложные ситуации – в таких случаях мы будем давать перечень кандидатов в родительские галактики.

При высоком качестве изображений можно в принципе "разрядить" оптические поля с учетом того, что мы ищем гигантские эллиптические галактики, которые ответственны за возникновение FRII-объектов. Для всех стандартных релятивистских космологических моделей размеры их не могут быть менее 3".

По данным [5] мы получили распределение оптических объектов до 27" по угловым размерам в поле  $\sim 1.1 \times 1.1$  [10], приведенное в табл. 4. Из него следует, что только 1/3 (или менее) объектов может быть классифицирована как gE; остальные – более компактные галактики или звезды поля. Из осторожности мы пока оставляем этот критерий на будущее, когда появятся более тщательные морфологические исследования кандидатов на оптические отождествления.

Изложенные соображения приводят нас к следующему выводу.

Таблица 4. Распределение по угловым размерам слабых объектов поля

Размер объектов	Доля объектов от общего числа, %	Число объектов
<1.2	26	34
<1.8	38	50
<2.4	50	65
<3	70	70
<3.6	80	105

1. Глубина оптических изображений областей неба вокруг объектов RC-каталога должна быть не хуже 25".

2. Координатная точность полученных на VLA "snap shot"-изображений наших радиоисточников вполне достаточна для позиционного отождествления объектов.

3. Точность определения координат оптических объектов на ПЗС-матрицах, полученных на 6-м телескопе, должна быть близка к 1".

Глубина ПЗС-матриц даже первого поколения, установленных в фокусе 6-м телескопе, оказалась достаточной для объектов 25" при умеренных (30 мин) экспозициях и среднем качестве изображений ~2". Следующее поколение ПЗС-матриц при тех же экспозициях позволяет дойти до 26 - 27" в R-фильтре.

Масштаб POSS (отпечатки Паломарского атласа неба) 67" в 1 мм не позволяет простыми способами реализовать требуемую точность определения координат предельно слабых объектов Паломарского атласа, необходимых в качестве вторичных стандартов для астрометрической привязки ПЗС-матриц. Напомним, что проблема вторичных стандартов особо остро стоит для крупных

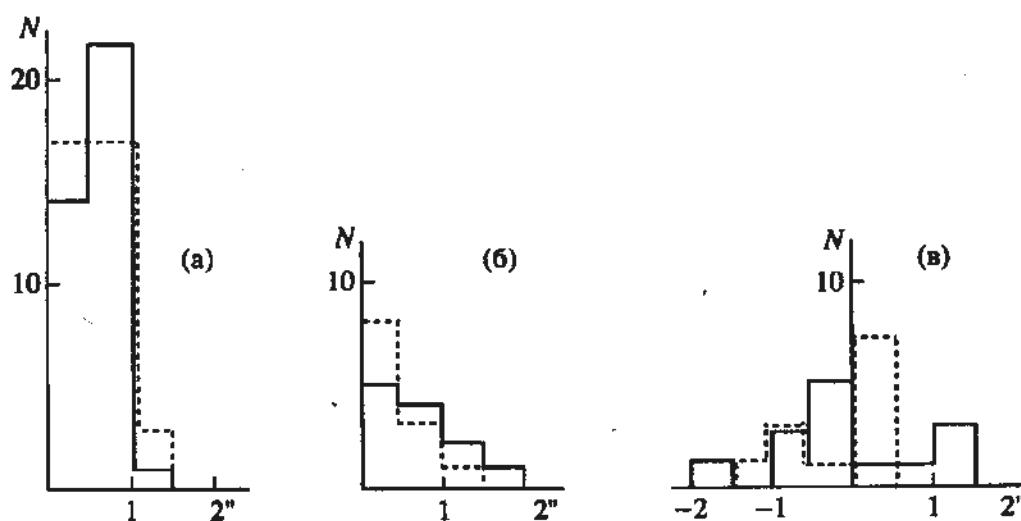


Рис. 1. Распределение погрешностей координат, полученных по увеличенным в ~10 раз фотографиям POSS, для вторичных стандартов (а) и распределение модуля разности координат (б) и разности координат (в), полученных по двум положениям увеличенной в ~10 раз фотографии POSS: прямому и перевернутому на 180°. Сплошные линии – прямое восхождение, штриховые – склонение.

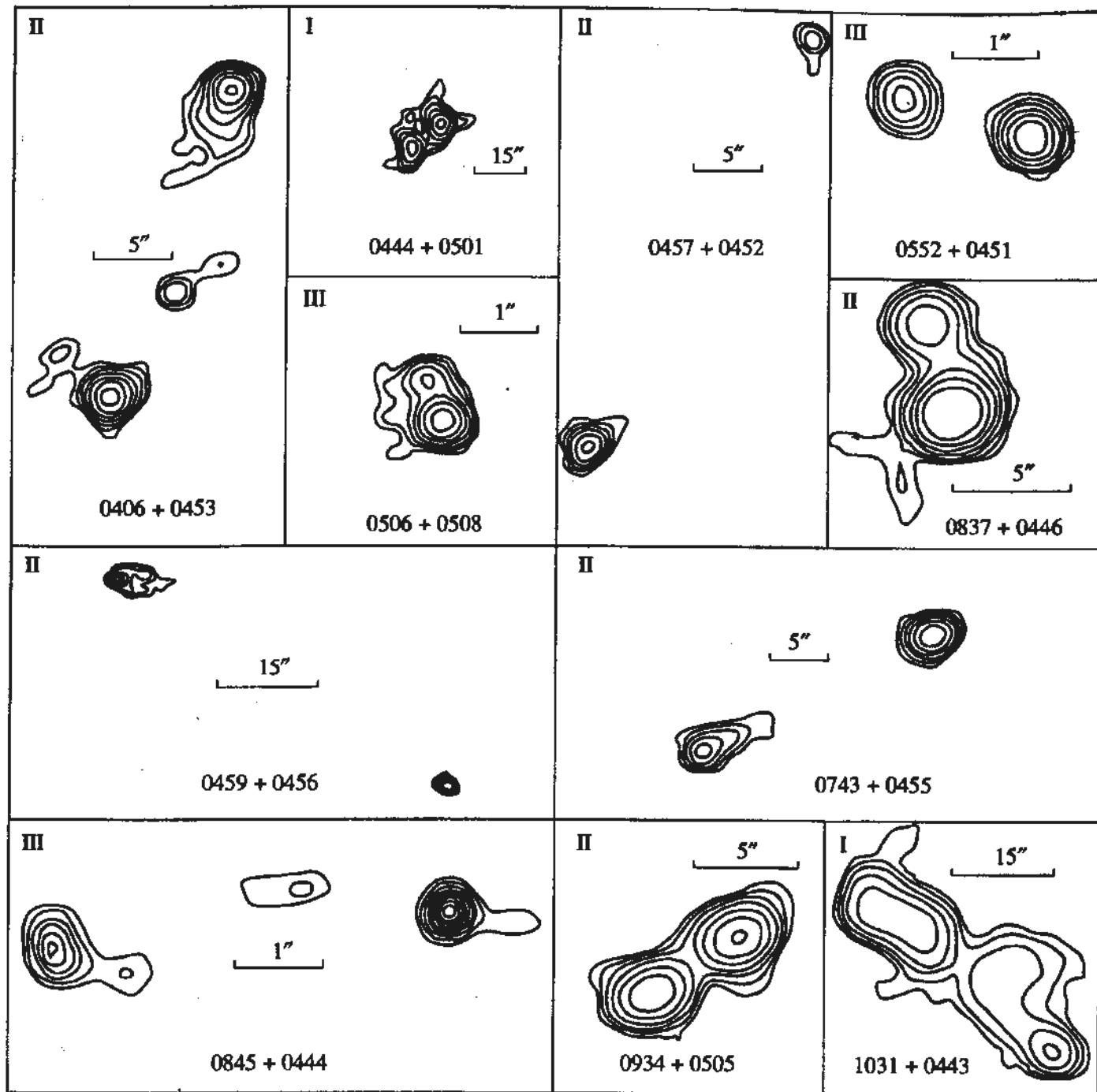


Рис. 2. Радиоизофоты с максимальным разрешением объектов RC-каталога. В левом верхнем углу римскими цифрами помечено разрешение, с которым получена данная радиокарта:  $-4.^{\circ}5 \times 4.^{\circ}5$  (I),  $\sim 1.^{\circ}5 \times 1.^{\circ}5$  (II),  $\sim 0.^{\circ}4 \times 0.^{\circ}4$  (III).

инструментов, так как размер безаберрационного поля обратно пропорционален квадрату диаметра зеркала и составляет всего несколько угловых минут для 5-м зеркала Паломарского телескопа и 6-м зеркала БГА, что много меньше, чем среднее расстояние между каталогными звездами. Пока на 6-м телескопе мы имеем матрицу менее  $1000 \times 1000$  элементов, что дополнительно уменьшает поле зрения до  $1'$  и даже звезд GSC-каталога (каталог содержит примерно  $18.8 \times 10^6$  звезд) недостаточно для стандартной привязки ПЗС-матрицы.

Для формирования вторичных стандартов для всех полей вокруг радиоисточников нашей выборки пришлось измерить положения практически всех видимых на POSS объектов относительно опорных каталогных звезд. Распределение ошибок в координатах вторичных стандартов приведено на рис. 1а. Медианное значение погрешностей (по 37 площадкам вокруг радиоисточников) составляет  $0.^{\circ}48$  по прямому восхождению и  $0.^{\circ}40$  по склонению. Однако, кроме случайной погрешности, иногда присутствует близкая к этому значению систематическая ошибка, которая

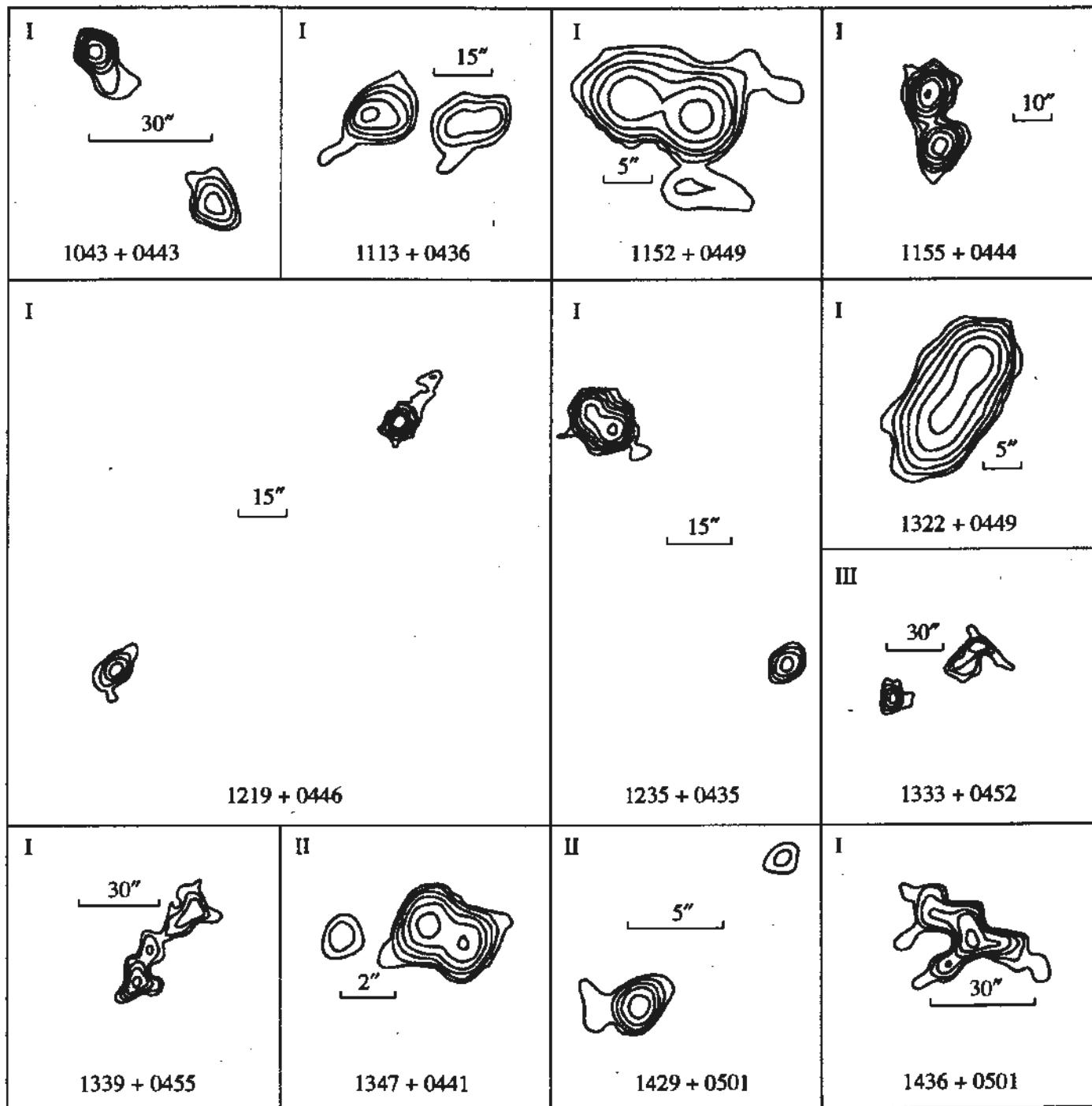


Рис. 2. Продолжение.

не устраняется методом Тернера [11], и природу которой не удалось установить. Роль параллакса при работе с дигитайзером (погрешность  $\sim 0.^{\circ}5$ ) оценивалась повторным измерением с поворотом увеличенного в 10 раз отпечатка POSS на  $180^{\circ}$  (рис. 1б, 1в).

Таким образом, применение стандартной оргтехники к увеличенным в 10 раз отпечаткам Паломарского атласа позволяет реализовать точность определения координат вторичных стандартов, близкую к требуемой для отождествления нашей популяции радиообъектов.

### 3. УТОЧНЕНИЕ КООРДИНАТ RC-РАДИОИСТОЧНИКОВ С ПОМОЩЬЮ VLA

Радиоизображения объектов нашей выборки были получены с помощью VLA на частоте 1.4 ГГц (с разрешением  $\sim 1.^{\prime\prime}5$  до  $4.^{\prime\prime}5$ ) [12 - 14]. Часть неразрешенных объектов наблюдалась повторно на частоте 4.8 ГГц с разрешением до  $\sim 0.^{\prime\prime}4$ . На рис. 2 мы привели радиокарты для всех объектов выборки с максимальным разрешением. В табл. 5 даны координаты центров тяжести, а также координаты середин радиоизображений, спектраль-

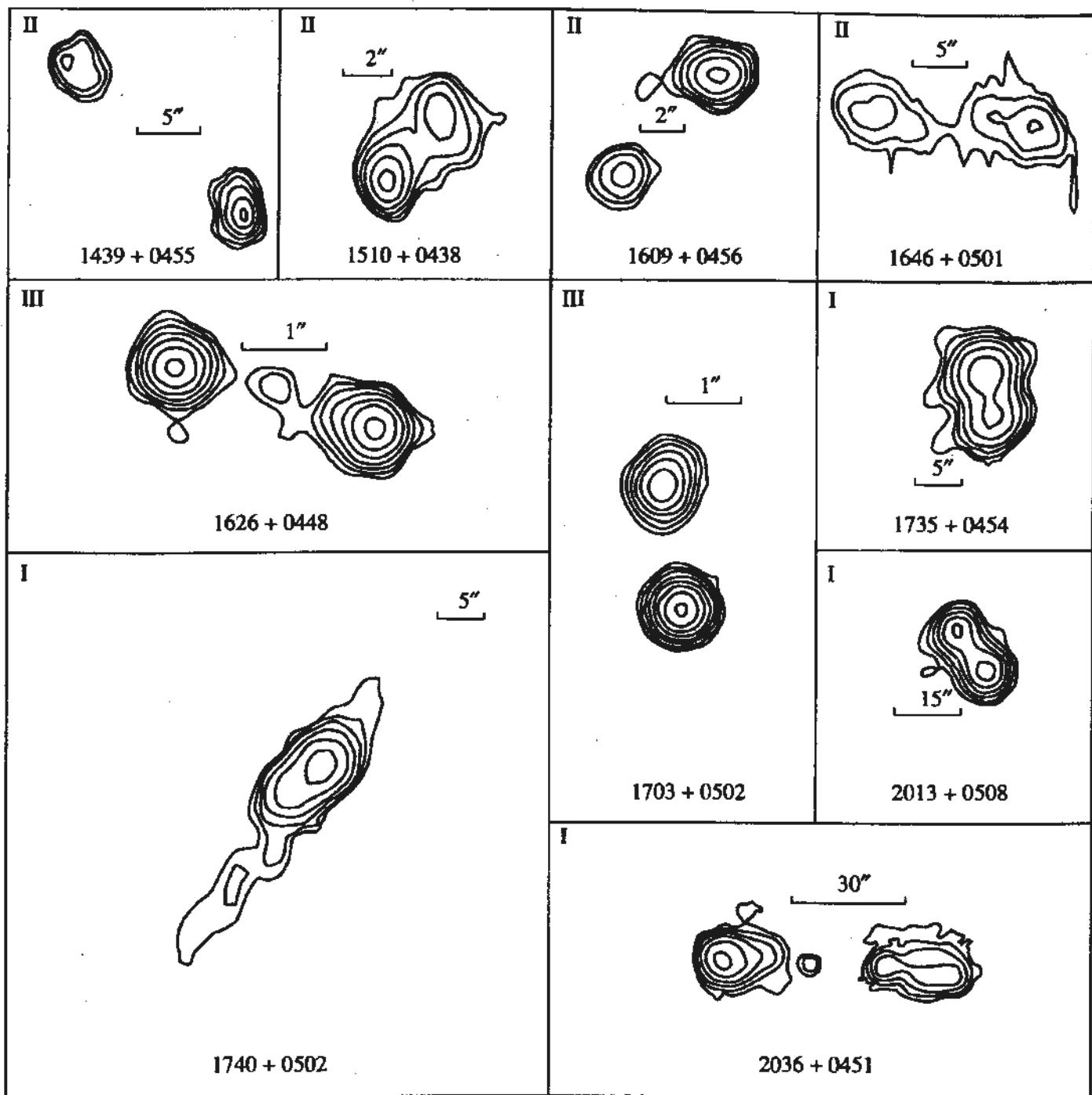


Рис. 2. Окончание.

ные индексы, размеры радиообъектов и предельные звездные величины оптических галактик, ответственных за радиоизлучение этих источников.

#### 4. ОЦЕНКА ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ

В середине 80-х годов возникло убеждение, что гигантские эллиптические галактики, ответственные за объекты типа FRII, имеют вплоть до  $z = 1 - 2$  одинаковую светимость, по крайней мере в красном цвете ( $R$  и краснее), и появились реко-

мендации по определению фотометрических красных смещений для этого класса радиоисточников (см., например, [15]). По мере накопления данных стало ясно, что положение менее очевидно для наиболее далеких объектов ( $z > 1 - 2$ ). Это связано, по-видимому, не только с трудностями фотометрии слабых объектов, но и с увеличением разнообразия оптических свойств родительских галактик при приближении последних к моменту активного звездообразования [1, 16]. Мы попытались использовать всю доступную нам информацию для построения диаграммы Хаббла

Таблица 5. Положение центра тяжести и середины радиоисточника

№ п/п	RC-источник	R. A. (1950)	Dec. (1950)	$\alpha$	LAS	$m_{lim}$	Приме- чания*
1.	0406+0453 ядро	04 <sup>h</sup> 03 <sup>m</sup> 48. <sup>s</sup> 22	4° 39' 49.7"	1.02	21.8	22.25	
2.	0444+0501 центр тяжести	04 41 38.68	4 55 55.79	1.08	10.8	22.25	
	середина	38.75	54.75				
3.	0457+0452 центр тяжести	04 55 15.09	4 49 13.77	1.18	34	22.5	70%
	середина	14.68	25.40				
4.	0459+0456 центр тяжести	04 56 25.51	4 51 30.45	1.0	63.8	22	40%
	середина	24.76	20.85				
5.	0506+0558	05 03 45.56	5 04 21.1	.88	.8	22.1	
6.	0552+0451	05 50 16.92	4 46 49.9	1.23	1.6	22.1	
7.	0743+0455 центр тяжести	07 40 36.54	5 03 02.88	1.07	20.5	22.85	
	середина	36.81	00.75				
8.	0756+0450	07 53 31.2	4 47 17.1	1.16	<1	23.85	
9.	0837+0446 центр тяжести	08 34 51.28	4 54 51.82	1.0	3.9	22.5	
	середина	51.31	53.10				
10.	0845+0444	08 42 53.28	4 53 52.9	1.15	4.6	21	
11.	0909+0445	09 07 13.51	4 56 37.0	1.0	1	22.35	
12.	0934+0505 центр тяжести	09 31 48.21	5 17 10.76	.97	.5	22.05	
	середина	48.22	10.7				
13.	1031+0443 центр тяжести	10 28 43.01	4 58 33.53	1.27	33	21.05	
	середина	42.79	30.6				
14.	1043+0443 центр тяжести	10 41 10.27	4 56 12.62	1.12	48	22.9	
	середина	9.99	7.10				
15.	1113+0436 центр тяжести	11 11 24.05	4 54 20.12	.98	29	22.55	
	середина	23.74	19.83				
16.	1152+0449 центр тяжести	11 49 49.71	5 04 56.75	1.1	7	23.05	
	середина	49.78	57				
17.	1155+0444 центр тяжести	11 52 45.43	5 00 13.86	1.0	13	22.45	
	середина	45.42	12.25				
18.	1219+0446 центр тяжести	12 17 06.94	5 04 02.84	1.23	118	23.35	
	середина	08.64	03 40.8				

Таблица 5. Окончание

№ п/п	RC-источник	R. A. (1950)	Dec. (1950)	$\alpha$	LAS	$m_{lim}$	Приме- чания*
19.	1235+0435 ** центр тяжести середина	12 33 16.52 16.58	4 49 26.7 49 27.4	.93	7	22.6	
20.	1322+0449 центр тяжести середина	13 19 31.84 31.85	5 04 28.13 27.95	.98	7	22.65	
21.	1333+0451	13 30 32.35	5 07 08.5	1.3	1	24.1	
22.	1333+0452 центр тяжести середина	13 30 54.66 55.17	5 07 21.17 16.5	1.45	54	23.3	
23.	1339+0445 центр тяжести середина	13 37 06.5 6.35	5 10 15.85 18.75	1.07	34	22.8	
24.	1347+0441 центр тяжести середина	13 44 37.58 37.58	4 57 16.48 16.45	.98	1.4	23.2	40%
25.	1429+0501 центр тяжести середина	14 26 45.73 45.51	5 14 43.41 46.8	.92	11.1	22.1	90%
26.	1436+0501	14 34 04.66	5 15 10.8	1.25	15	22.5	
27.	1439+0455 центр тяжести середина	14 37 15.64 15.77	5 08 38.68 38.4	1.15	17.9	22.8	30%
28.	1510+0438 центр тяжести середина	15 07 43.00 43.27	4 50 51.72 52.05	.9	3.4	22.25	55%
29.	1609+0456 центр тяжести середина	16 06 54.69 54.78	5 07 50.48 49.15	1.15	6.3	24.45	70%
30.	1626+0448 ядро	16 24 21.72	4 55 33.4	1.26	2.4	22.5	
31.	1646+0501 центр тяжести середина	16 44 24.94 24.98	5 06 28.92 28.95	.92	15.7	22.5	
32.	1658+0454	16 55 43.34	4 58 04.9	1.25	<3	22.95	
33.	1703+0502	17 01 01.3	5 06 20.0	1.18	1.8	21.15	
34.	1720+0455	17 17 36.0	4 56 48.0	1.22	<5	23.6	
35.	1725+0457	17 23 04.58	5 00 05.0	1.26	1	23.1	
36.	1735+0454 центр тяжести середина	17 33 13.52 13.52	4 57 07.37 6.75	1.0	4	23.1	
37.	1740+0502	17 38 06.03	5 04 11.1	1.2	4	22.95	
38.	2013+0508 центр тяжести середина	20 10 54.69 54.72	5 01 24.78 25.49	.96	10	22.6	40%
39.	2036+0451 ядро	20 34 27.46	4 39 22.7	1.0	56	22.15	
40.	2144+0513	21 41 56.65	4 57 26.1	1.06	<5.5	22.25	

\* В последней колонке указано, какая часть потока (в процентах) утеряна на VLA-карте. Следует иметь в виду, что в этих случаях центр тяжести и середина могут быть неверными.

\*\* Нижний компонент на рис. 2 оказался независимым радиообъектом.

для фильтра  $R$ . Для этого по данным в фильтре  $K$  (2.2 мкм) для 120 радиогалактик (см. [1] и ссылки там) мы сначала построили осредненную по боксам в 1" диаграмму Хаббла для фильтра  $R$  и учли (осредненные по тем же боксам) показатели цвета по всем объектам 3CR- и MRC-каталогов. Результаты приведены в табл. 6 и 7. В табл. 6  $m_k$  – звездная величина в фильтре  $K$ ,  $z$  – среднее красное смещение в интервале  $\pm 0.^{\circ}5$  по сводке [1],  $\Delta z$  – среднеквадратичная ошибка среднего значения красного смещения в данном интервале звездных величин,  $R-K$  – средние показатели цвета в этих интервалах.

На основе этих данных мы составили таблицу значений фотометрических красных смещений  $z$  для различных видимых звездных величин  $m_R$  в фильтре  $R$  (т.е. диаграмму Хаббла для  $m_R$ ). В табл. 7 приведены  $z$  только для объектов слабее 20". Эта таблица явилась основой для определения фотометрических красных смещений всех объектов нашей выборки. Учитывая рост неопределенности в оценках  $z$  при  $z > 1 - 2$ , мы попытались использовать и другие независимые подходы: диаграмму Хаббла для радиодиапазона и зависимость "углового размер–красное смещение".

Известно, что в области сильного отклонения кривой "число источников–плотность потока" от статической Эвклидовой модели более слабые радиоисточники являются и более далекими (это правило нарушается для источников с плотностями потоков  $< 1$  мЯн). Попытка построить эквивалент диаграммы Хаббла для радиогалактик нашего класса не выглядит впечатляющей, однако, как следует из табл. 8, можно ожидать, что значительная часть объектов нашей выборки (с потоками 10 - 300 мЯн) имеет красное смещение  $z > 2$ . Данные построены по полной сводке 37 объектов типа SS-FRII-RG с  $z > 1$  на начало 1994 г. Сам факт существования диаграммы Хаббла для объектов нашего класса говорит о малой дисперсии их абсолютной радиосветимости. Данные [17] подтверждают это – все 17 объектов типа SS-FRII-RG из их списка имеют одинаковую светимость  $L = 45.61 \pm 0.35$  в интервале красных смещений  $1 < z < 3.8$ .

Наконец, можно учитывать феноменологическую зависимость размеров двойных радиогалактик от красного смещения. По данным [17] составим табл. 9 для подвыборки объектов типа SS-FRII-RG. Медианный угловой размер нашей выборки оказался около 11", что соответствует медианному красному смещению около 2.

Анализ трех косвенных методов оценки красного смещения объектов нашего класса ( $z_{ph}$ ,  $z_{pk}$ ,  $\Phi(z)$ ) приводит нас к выводу о непротиворечивости их, однако основным мы пока считаем первый вариант, прокалибранный по всем имеющимся данным.

Таблица 6. Средние красные смещения радиогалактик различной яркости в фильтре  $K$  (120 объектов)

$m_k$	$z$	$\Delta z$	$R-K$
13.5	0.17	0.04	3.35
14.5	0.25	0.04	4.3
15.5	0.60	0.04	4.6
16.5	0.82	0.04	4.9
17.5	1.38	0.04	5.0
18.5	2.01	0.04	4.8

Таблица 7. Средние красные смещения галактик различной яркости в фильтре  $R$

$m_R$	$z$
21	0.75
22	1.2
23	1.9
24	2.5
25	3.4

Таблица 8. Диаграмма Хаббла в радиодиапазоне для объектов типа SS-FRII-RG

Красное смещение, $z$	Средняя плотность потока на 3.95 ГГц, мЯн
1 - 2.0	$440 \pm 60$
2.0 - 2.5	$102 \pm 9$
2.5 - 3.8	$72 \pm 30$

Таблица 9. Связь красного смещения с угловым размером для объектов типа SS-FRII-RG

Красное смещение, $z$	Средний угловой размер
1 - 1.5	$26.^{\circ}5 \pm 10^{\circ}$
1.5 - 2.0	$16.5 \pm 5$
2 - 3.8	$9.7 \pm 4$

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Используя ограничения на яркость родительской галактики, можно сформировать реалистическую программу поиска далеких галактик по их радиосвойствам.

Нами разработана простая методика координатной привязки глубоких изображений, получаемых с помощью ПЗС-матриц с малым полем зрения с точностью не хуже 1" и даны рекомендации по оценке фотометрических красных смещений для радиогалактик типа FRI с крутыми спектрами

с использованием всей имеющейся информации по далеким объектам этого класса [1, 2, 18].

Полученные на VLA радиоизображения объектов в режиме "snap shot" дали сведения о предполагаемом положении оптических объектов, ответственных за радиоизлучение, а также позволили оценить их ожидаемые звездные величины. Результаты оптических отождествлений всех объектов выборки, полученные с помощью 6-м телескопа САО РАН будут приведены во второй части работы.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (коды проектов 93-02-3111, 93-02-17238) и ГНТП "Астрономия" (проект "Радиокосмология" и 2-296), а также Международного научного фонда (грант № R96000).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. McCarthy P.J. // Astron. and Astrophys. 1993. V. 1. P. 639.
2. Госс В.М., Парицкий Ю.Н., Соболева Н.С. и др. Препринт № 83Л: СПб САО РАН, 1992.
3. Галактическая и внегалактическая радиоастрономия / Ред. Келлерманн К., Верскер Г. М.: Мир, 1976. С. 563.
4. Spinrad H. // Objects of High Redshifts. IAU Symp. № 92 / Eds Abell G., Peebles P. 1980. P. 39.
5. Yoshi Y., Peterson B. // Astrophys. J. 1991. V. 372. P. 8.
6. Wieringa M.H., Katgert P. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1992. V. 93. P. 399.
7. Fomalont E., Windhorst R., Kristian J., Kellermann K. // Astron. J. 1991. V. 102. P. 1258.
8. Tyson J. // Astron. J. 1988. V. 96. P. 1.
9. Пахольчик А. Радиогалактики / Ред. Дакгесаманский Р.Д. М.: Мир, 1980.
10. Peterson B., D'Odorico S., Tarenghi M., Wampler E. // ESO Messenger № 64. June 1991. fig. 2. P. 2.
11. Подобед В.В., Несторов В.В. // Общая астрометрия. М.: Наука, 1975. С. 131.
12. Госс В.М., Парицкий Ю.Н., Соболева Н.С. и др. Препринт № 67Л: СПб САО РАН, 1991.
13. Госс В.М., Парицкий Ю.Н., Соболева Н.С. и др. Препринт № 79Л: СПб САО РАН, 1992.
14. Госс В.М., Парицкий Ю.Н., Соболева Н.С. и др. // Астрон. журн. 1992. Т. 69. С. 673.
15. Windhorst R.A. Ph.D. Leiden, Netherland. 1984.
16. Guideroni B., Roca-Volmerange B. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1988. V. 74. P. 185.
17. Nilsson K., Valtonen M.J., Kotilainen J., Jaakkola T. // Astrophys. J. 1993. V. 413. P. 453.
18. Benn C.R., Wall J., Vigotti M., Grueff G. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1988. V. 235. P. 465.

#### Optical Identification of Steep Spectrum Radio Sources in the RC Catalog Using the SAO 6-m Telescope

**A. I. Kopylov, V. M. Goss, Y. N. Pariiskii, N. S. Soboleva, O. P. Zhelenkova, A. V. Temirova, V. V. Vitkovskii, M. N. Naugol'naya, and O. V. Verkhodanov**

Requirements for accuracy of optical and radio coordinate determination for identification of weak FRII radio sources with distant giant elliptical galaxies are discussed; as well as means of estimation of their redshifts using all accumulated data on distant objects of this class. It is shown that for fulfillment of a first-generation galactic search program begun by the Special Astrophysical Observatory using RATAN 600, the VLA, and the BTA, sufficient accuracy is approximately  $1''$  and sufficient depth of optical image is  $26''$ . A simple method for realization of these requirements is described. The Hubble diagram for Steep Spectrum FRII Radio Galaxies is refined. VLA radio images of a sub-sample of steep spectrum sources from the RC catalog and positions for the centers of gravity of these images are presented.

УДК 524.7

## ОПТИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ СВЕРХСВЕТОВОГО КВАЗАРА ЗС 345 В 1984 - 1991 ГГ.

© 1995 г. М. К. Бабаджанянц, Е. Т. Белоконь, Н. Г. Гамм

Астрономический институт Санкт-Петербургского университета, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 13.07.94 г.

Продолжение серии публикаций, содержащих результаты программы оптического мониторинга OVV-квазаров, блазаров и сходных с ними объектов (Petersburg Quasar Monitoring Program), которая осуществлялась на Бюраканской станции Астрономического института Санкт-Петербургского университета с 1968 г. Приводятся результаты дальнейшего мониторинга квазара ЗС 345 в 1984 - 1991 гг. Наблюдения проводились в полосе  $B$  и представляют собой 365 оценок блеска, полученных в течение 219 ночей. Обсуждается характер оптической переменности ЗС 345 на временных шкалах от десятков лет до десятков минут. В 1991 г. отмечено возникновение новой s(slow)-вспышки большой амплитуды (характерное время изменения блеска порядка одного года). Эта вспышка сходна со вспышками 1967 - 1968, 1970 - 1972, 1976 - 1977 и 1982 - 1983 гг., которые ассоциировались с образованием сверхсветовых компонент в миллисекундном радиоджете ЗС 345. Вспышка 1991 г. предполагает отделение от ядра новой сверхсветовой компоненты. Анализ всей известной оптической кривой блеска ЗС 345 (1965 - 1993 гг.) показывает возможность существования (квази)периода 700 сут, что предполагает появление в наблюдательном сезоне 1994 г. нового максимума блеска.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Блазары и OVV (оптически сильно переменные) – квазары [1] – две группы внегалактических объектов, которые выделяются из класса квазаров экстремальными проявлениями активности. Определяющим свойством этих объектов является высокая степень переменности излучения во всех доступных наблюдениям спектральных диапазонах. Фундаментальный характер этого феномена вызвал интерес к его изучению и, соответственно, появление в ряде обсерваторий многолетних наблюдательных программ по мониторингу (непрерывному слежению) переменности этих объектов в основном в оптическом диапазоне [1 - 6]. Одной из целей таких программ является подробное изучение характера изменений блеска у отдельных объектов: выявление структуры кривой блеска, сопоставление переменности излучения в различных диапазонах, а также выявление ее взаимосвязей с другими проявлениями активности.

В 70-х годах с развитием техники VLBI-наблюдений для ряда внегалактических радиоисточников были обнаружены видимые сверхсветовые движения компактных компонент в их миллисекундных радиоджетах. В 80-х годах с увеличением числа известных сверхсветовых радиоисточников [7] выявились тесная взаимосвязь между оптическим явлением блазаров и OVV-квазаров и феноменом видимых сверхсветовых движений в миллисекундных джетах связанных с ними радио-

источников [8, 9]. Систематические VLBI-наблюдения ряда сверхсветовых источников в 70 - 80-х годах показали последовательное образование и движение вдоль их джетов нескольких сверхсветовых компонент.

К настоящему времени для некоторых сверхсветовых источников стало возможным, объединяя данные целого ряда многолетних программ оптического мониторинга, получить достаточно подробные сводные кривые блеска в оптическом диапазоне продолжительностью более 20 лет. В результате анализа этих кривых блеска и их сопоставления со структурными изменениями, наблюдавшимися в миллисекундных джетах, для четырех сверхсветовых источников ЗС 345, ЗС 120, ЗС 273 и ОJ 287 обнаружилась связь между образованием сверхсветовых компонент джета и одной из составляющих переменности – “медленными” (продолжительностью в несколько сотен дней) оптическими вспышками [8, 10 - 17].

Отмеченная взаимосвязь, а также найденные для квазара ЗС 273 свидетельства корреляции между скоростью сверхсветовых компонент и оптической светимостью объекта в эпоху их образования [14] делают более обоснованным предположение о движущихся компонентах джета как источнике переменного оптического континуума (или по крайней мере определенного вида вспышек), что дает новые возможности для интерпретации.

В настоящей статье приводятся результаты мониторинга оптической переменности сверхсветового квазара 3С 345 ( $z = 0.595$ ). Впервые переменность этого объекта была обнаружена в 1965 г. Голдсмитом и Кинманом [18]. Прослеженная с этого времени оптическая кривая блеска этого источника является в настоящее время одной из самых продолжительных и подробных для объектов такого рода. 3С 345 принадлежит к группе OVV-квазаров – в полосе  $B$  амплитуда его переменности составляет  $4.^m0$ . Высокая (до 36% [19]) и сильно переменная поляризация его оптического континуума, а также плоский радиоспектр на сантиметровых волнах позволяют отнести его также к группе блазаров [20].

3С 345 является одновременно одним из наиболее изученных сверхсветовых источников – VLBI-наблюдения для этого объекта систематически ведутся уже более двадцати лет, в течение которых наблюдалось движение семи сверхсветовых компонент вдоль его миллисекундного радиоджета [21]. Именно для 3С 345 впервые были обнаружены свидетельства связи между возникновением в оптическом диапазоне “медленных” s(slow)-вспышек длительностью около двух лет (составляющая II в оптической переменности 3С 345 [10]) и образованием сверхсветовых компонент в миллисекундном радиоджете [10, 11, 16, 17].

## 2. НАБЛЮДЕНИЯ

В Астрономическом институте Санкт-Петербургского университета фотографические наблюдения оптической переменности 3С 345 начались с 1968 г. как часть программы оптического мониторинга блазаров, OVV-квазаров и сходных с ними объектов PQMP (Petersburg Quasar Monitoring Program). Результаты наблюдений 3С 345 по этой программе за 1968 - 1983 гг. и их обсуждение были опубликованы ранее в серии статей [3, 22 - 25].

Настоящая работа продолжает эту серию и представляет результаты дальнейших наблюдений 1984 - 1991 гг. Фотографические наблюдения оптической переменности 3С 345 в рамках нашей программы практически полностью получены на одном телескопе – в прямом фокусе 45-см ( $F/4.5$ ) рефлектора Бюраканской станции Астрономического института Санкт-Петербургского университета. Лишь на начальном этапе (до 1973 г.) использовался также и 20-см менисковый телескоп ( $F/7$ ). В течение всего времени применялась единая методика и одна и та же последовательность звезд сравнения. Таким образом, PQMP-наблюдения 3С 345 представляют собой единый 24-летний однородный ряд, который является самым длительным и подробным из всех рядов, полученных в результате реализации 16 долговременных наблюдательных программ по оптическому мониторингу

3С 345, осуществлявшихся на разных обсерваториях, начиная с 1965 г.

Подробно методика наблюдений и их редукция описывалась в предыдущих статьях. Для воспроизведения стандартных полос  $UBV$  использовалась система фильтров [22, 23] в сочетании с пластиинками Kodak 103aO и 103aD (соответственно для полос  $B$ ,  $U$  и  $V$ ). Пластиинки были измерены на микроденситометре МФ-2. Градуировочные кривые строились по звездам, фотоэлектрические  $B$  и  $V$  величины которых получены усреднением данных, опубликованных Кинманом и др. [2] и Энжионом [26], а фотоэлектрические величины  $U$  взяты из [26]. Среднеквадратическая ошибка определения блеска по одному снимку составляет  $0.^m10$  [22].

Связь между стандартной и инструментальной  $UBV$ -системами определялась для каждой новой партии фотоматериалов по наблюдениям скоплений NGC 7686 и NGC 1778. В среднем по всем наблюдательным сезонам коррекция к стандартной системе для 3С 345 составляла  $0.^m03(B)$ ,  $0.^m03(V)$  и  $0.^m08(U)$ .

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В таблице представлены результаты наблюдений 3С 345 в полосе  $B$  в 1984 - 1991 гг. Этот 8-летний ряд наблюдений состоит из 365 единичных оценок блеска, выполненных в течение 219 ночей, которые более или менее равномерно распределены в течение восьми наблюдательных сезонов.

На рис. 1 приведена кривая блеска квазара 3С 345 (1968 - 1991 гг.) с использованием лишь PQMP-данных (единичные оценки блеска, полученные за ночь, усреднялись). На этой кривой блеска, представленной однородным рядом наблюдений может быть с уверенностью выявлена низкочастотная составляющая переменности с временной шкалой  $\sim 10 - 15$  лет.

Ранее мы указывали на существование этой составляющей переменности (компоненты I [10]), имея в виду систематическое увеличение блеска со скоростью  $\sim 0.^m05/\text{год}$  в течение 70-х годов, которое ясно проявлялось в PQMP-данных. Вебб и др. [27], однако, отмечали, что для их ряда наблюдений 3С 345 (мониторинговые фотографические наблюдения в полосе  $B$  обсерватории “Розмари Хилл” Флоридского университета – RHO-данные) систематическое увеличение среднего блеска имеет “в 10 раз меньшую величину”.

Такое противоречие вызвано меньшей продолжительностью ряда RHO-данных и, в частности, тем, что его начало приходится на конец наблюдательного сезона 1970 г., когда в начальной стадии s-вспышки 1970 - 1972 гг. (компонента II [10]) уже произошло возрастание блеска более, чем на  $0.^m5$

## Фотографическая фотометрия квазара 3C 345 (PQMP-данные)

UT	JD 2440000+	B	UT	JD 2440000+	B
2/25/84	5756.495	16.32	7/13/85	6260.302	16.62
2/26/84	5756.511	16.16	7/13/85	6260.336	16.67
2/26/84	5756.526	16.18	7/17/85	6264.326	16.76
3/28/84	5788.454	16.31	7/17/85	6264.359	16.76
3/28/84	5788.470	16.28	7/20/85	6267.368	16.73
3/29/84	5789.434	16.46	8/10/85	6288.291	16.74
3/29/84	5789.458	16.32	8/10/85	6288.322	16.71
3/29/84	5789.474	16.28	8/12/85	6290.294	16.61
3/30/84	5790.407	16.26	8/12/85	6290.326	16.89
3/30/84	5790.422	16.36	8/16/85	6294.318	16.49
3/30/84	5790.437	16.51	8/18/85	6296.289	16.71
3/31/84	5791.422	16.36	8/18/85	6296.320	16.76
3/31/84	5791.438	16.27	8/21/85	6299.293	16.81
3/31/84	5791.454	16.17	8/21/85	6299.323	16.79
6/22/84	5874.272	16.13	11/13/85	6383.158	16.88
6/22/84	5874.293	16.19	2/09/86	6470.568	16.54
6/23/84	5875.266	15.95	2/09/86	6470.584	16.50
6/23/84	5875.282	15.88	2/19/86	6480.571	16.50
6/23/84	5875.299	15.90	3/13/86	6503.455	16.73
6/28/84	5880.358	16.00	3/13/86	6503.468	16.43
8/03/84	5916.342	16.07	3/14/86	6504.445	16.68
8/03/84	5916.357	15.94	3/14/86	6504.458	16.48
8/03/84	5916.373	16.18	3/17/86	6507.436	16.51
8/04/84	5917.364	16.00	3/17/86	6507.450	16.50
8/24/84	5937.232	16.00	3/18/86	6508.487	16.67
8/24/84	5937.248	15.98	3/18/86	6508.501	16.74
8/24/84	5937.264	15.89	4/12/86	6533.404	16.50
9/22/84	5966.226	16.26	5/01/86	6552.401	16.23
9/22/84	5966.242	16.09	6/02/86	6584.354	16.62
9/22/84	5966.257	16.01	6/02/86	6584.369	16.50
10/22/84	5996.186	15.97	6/03/86	6585.402	16.74
10/23/84	5997.166	15.95	6/27/86	6609.288	16.97
10/23/84	5997.190	15.79	6/27/86	6609.305	16.98
10/24/84	5998.200	15.91	6/29/86	6611.374	16.63
10/25/84	5999.165	15.90	6/30/86	6612.304	16.78
4/17/85	6172.502	16.57	7/01/86	6613.295	17.00
4/17/85	6172.528	16.66	7/02/86	6614.282	16.60
4/18/85	6173.511	16.41	7/02/86	6614.296	16.75
4/18/85	6173.534	16.55	7/03/86	6615.432	16.59
4/18/85	6174.435	16.70	7/04/86	6616.274	16.77
4/18/85	6174.459	17.11	7/04/86	6616.305	16.79
6/16/85	6233.482	16.72	7/05/86	6617.287	16.83
6/19/85	6236.270	16.61	7/05/86	6617.310	16.86
6/19/85	6236.442	16.55	7/06/86	6618.418	16.78
6/20/85	6237.396	16.77	7/06/86	6618.440	16.57
6/20/85	6237.430	16.88	7/07/86	6619.282	16.80
6/21/85	6238.425	16.53	7/07/86	6619.303	16.92
6/21/85	6238.472	16.42	7/09/86	6621.331	16.76
6/22/85	6239.364	16.65	7/09/86	6621.352	16.78
6/22/85	6239.410	16.72	7/28/86	6640.271	16.44
6/23/85	6240.347	16.51	7/28/86	6640.320	16.48
6/23/85	6240.462	16.61	8/01/86	6644.306	16.65
6/25/85	6242.451	16.81	8/01/86	6644.330	16.60
6/27/85	6244.449	16.70	8/05/86	6648.336	17.01
7/05/85	6252.264	16.70	8/05/86	6648.360	16.93
7/08/85	6255.362	16.81	9/23/86	6697.220	16.60

## Продолжение

UT	JD 2440000+	B	UT	JD 2440000+	B
10/07/86	6711.194	16.52	7/03/87	6980.397	17.40
10/07/86	6711.212	16.48	7/15/87	6992.306	17.04
10/24/86	6728.182	16.57	7/20/87	6997.281	17.17
10/25/86	6729.168	16.71	7/21/87	6998.278	17.11
10/26/86	6730.168	16.28	7/21/87	6998.302	16.96
10/27/86	6731.169	16.51	7/26/87	7003.273	17.72:
10/27/86	6731.187	16.52	7/26/87	7003.300	17.42:
10/28/86	6732.164	16.50	7/27/87	7004.285	17.58:
10/28/86	6732.182	16.51	7/27/87	7004.314	16.94:
3/01/87	6855.519	16.68	7/28/87	7005.282	17.25
3/01/87	6855.538	16.93	7/28/87	7005.314	16.99
3/08/87	6862.526	16.86	8/03/87	7011.352	17.14
3/08/87	6862.546	16.78	8/03/87	7011.382	17.08
3/22/87	6877.458	17.03	8/19/87	7027.245	17.24
3/29/87	6883.528	17.10	8/19/87	7027.275	17.24
3/29/87	6883.549	16.84	8/20/87	7028.242	16.92
3/29/87	6884.435	16.82	8/20/87	7028.272	17.16
3/29/87	6884.457	16.89	8/21/87	7029.250	17.27
4/20/87	6906.371	16.96	8/21/87	7029.283	17.15
4/21/87	6907.368	16.97	8/22/87	7030.251	17.18
4/21/87	6907.390	16.91	8/22/87	7030.280	16.86
4/22/87	6908.376	17.29:	8/23/87	7031.243	17.31
4/22/87	6908.400	16.78:	8/23/87	7031.274	17.39
4/26/87	6912.403	17.04	8/24/87	7032.245	17.05
4/26/87	6912.427	17.00	8/24/87	7032.275	17.04
4/27/87	6913.376	16.84	9/15/87	7054.227	16.90
4/27/87	6913.400	16.94	9/15/87	7054.246	17.43
5/02/87	6918.372	17.19	9/23/87	7062.210	16.82
5/02/87	6918.397	17.06	9/23/87	7062.229	16.98
5/04/87	6920.432	16.93	9/25/87	7064.200	17.13
5/04/87	6920.455	16.86	9/25/87	7064.224	17.00
5/23/87	6939.345	17.21	9/28/87	7067.237	17.41
5/23/87	6939.372	17.17	10/11/87	7080.196	17.06:
5/25/87	6941.318	16.66	10/12/87	7081.175	17.66:
5/25/87	6941.345	16.92	10/12/87	7081.194	17.71:
5/26/87	6942.379	16.94	10/14/87	7083.174	17.67
5/26/87	6942.406	17.29	10/14/87	7083.192	17.43
5/30/87	6946.398	17.21	10/22/87	7091.182	17.66:
5/30/87	6946.424	17.43	10/22/87	7091.200	17.61:
6/03/87	6950.405	16.99	2/26/88	7217.533	17.31
6/03/87	6950.431	16.96	2/26/88	7217.558	17.17
6/21/87	6968.360	17.07	4/07/88	7259.364	16.99
6/21/87	6968.386	17.16	4/07/88	7259.387	17.07
6/22/87	6969.256	17.11	4/08/88	7260.367	17.27
6/22/87	6969.313	17.33	4/08/88	7260.400	17.09
6/23/87	6970.380	17.55	4/17/88	7269.428	17.01
6/24/87	6971.318	17.20	4/21/88	7273.460	17.01
6/24/87	6971.340	17.20	4/21/88	7273.486	16.95
6/26/87	6973.366	17.17	5/05/88	7287.304	17.02
6/26/87	6973.389	17.21	5/05/88	7287.326	16.99
6/29/87	6976.304	17.59	5/10/88	7292.310	16.98
6/29/87	6976.326	17.34	5/10/88	7292.337	17.06
6/30/87	6977.319	17.23	5/12/88	7294.345	17.16
6/30/87	6977.346	17.09	5/12/88	7294.372	17.42
7/01/87	6978.342	17.16	5/13/88	7295.312	17.18
7/01/87	6978.368	17.39	5/13/88	7295.342	17.29
7/03/87	6980.372	17.12	5/14/88	7296.389	17.52

Продолжение

UT	JD 2440000+	B	UT	JD 2440000+	B
5/14/88	7296.418	17.29	5/25/89	7672.310	17.56
5/16/88	7298.354	17.33	5/27/89	7674.351	17.47
5/16/88	7298.383	17.30	5/27/89	7674.381	17.69
5/17/88	7299.336	17.11	5/30/89	7677.358	17.60
5/17/88	7299.367	16.95	6/01/89	7679.374	17.52
5/25/88	7307.458	17.22	6/01/89	7679.407	17.44
5/25/88	7307.488	17.15	6/03/89	7681.344	17.68
6/03/88	7316.269	17.37	6/03/89	7681.376	17.69
6/03/88	7316.306	17.22	6/05/89	7683.396	17.56
6/06/88	7319.312	17.22	6/05/89	7683.430	17.70
6/06/88	7319.342	17.12	6/12/89	7690.431	17.68
6/12/88	7325.317	17.14	6/12/89	7690.464	17.71
6/12/88	7325.349	17.13	6/26/89	7704.293	17.57
6/13/88	7326.339	17.23	6/26/89	7704.325	17.47
7/11/88	7354.283	17.07	6/28/89	7706.298	17.52
7/11/88	7354.312	17.13	6/28/89	7706.332	17.85
7/13/88	7356.291	17.15	6/30/89	7708.287	17.70
7/13/88	7356.321	17.23	6/30/89	7708.319	17.54
7/14/88	7357.288	17.32	7/02/89	7710.411	17.34
7/14/88	7357.314	17.38	7/07/89	7715.359	17.48
7/15/88	7358.324	17.35	7/10/89	7718.376	17.44
7/15/88	7358.357	17.30	7/10/89	7718.413	17.48
7/16/88	7359.287	17.54	8/02/89	7741.378	17.44
7/16/88	7359.314	17.31	8/02/89	7741.408	17.47
7/17/88	7360.278	16.91	8/04/89	7743.300	17.82
7/17/88	7360.306	17.22	8/04/89	7743.336	17.44
7/18/88	7361.296	17.52	8/08/89	7747.364	17.81
7/18/88	7361.322	17.32	8/08/89	7747.404	17.77
8/07/88	7381.277	17.50	8/10/89	7749.350	17.74
8/07/88	7381.307	17.09	8/10/89	7749.389	17.67
8/08/88	7382.264	17.31	8/25/89	7764.335	17.38
8/08/88	7382.294	17.21	8/27/89	7766.307	17.58
8/11/88	7385.268	17.68	9/01/89	7771.289	17.59
8/16/88	7390.312	17.24	9/01/89	7771.335	17.56
8/16/88	7390.342	17.16	9/25/89	7795.194	17.50
8/19/88	7393.292	17.11	9/25/89	7795.222	17.42
8/19/88	7393.321	17.23	1/25/90	7916.599	17.33
8/21/88	7395.336	17.09	1/30/90	7921.578	17.72
8/21/88	7395.366	16.96	2/25/90	7947.509	17.31
10/12/88	7447.189	17.07	2/27/90	7949.530	17.34
3/02/89	7588.466	17.45	3/18/90	7969.416	17.38
3/05/89	7590.521	17.51	3/21/90	7972.478	17.36
3/05/89	7590.548	17.67	3/25/90	7976.460	17.17
3/07/89	7592.516	17.64	5/02/90	8014.472	17.55
3/07/89	7592.546	17.66	5/16/90	8028.314	17.31
4/04/89	7620.514	17.58	5/26/90	8038.334	17.28
4/04/89	7621.458	17.63	5/27/90	8039.430	17.19
4/04/89	7621.485	17.47	6/19/90	8062.427	17.51
4/05/89	7622.440	17.66	6/22/90	8065.314	17.08
4/29/89	7646.421	17.64	6/23/90	8066.300	17.25
4/29/89	7646.450	17.59	6/23/90	8066.353	16.99
5/01/89	7648.378	17.49	6/29/90	8072.400	17.30
5/01/89	7648.408	17.54	7/15/90	8088.289	17.36
5/05/89	7652.426	17.52	7/22/90	8095.356	17.42
5/09/89	7656.380	17.88	7/25/90	8098.376	17.48
5/09/89	7656.415	17.73	7/27/90	8100.358	17.40
5/12/89	7659.464	17.64	8/16/90	8120.343	17.77

## Окончание

UT	JD 2440000+	B	UT	JD 2440000+	B
8/18/90	8122.301	16.80	7/13/91	8451.396	16.74
8/21/90	8125.278	17.55	7/14/91	8452.356	16.71
4/07/91	8354.415	16.48	7/14/91	8452.392	16.69
4/18/91	8365.398	16.37	7/15/91	8453.311	16.59
4/19/91	8366.408	16.60	7/15/91	8453.391	16.77
5/11/91	8388.403	16.70	7/16/91	8454.374	16.71
5/18/91	8395.437	16.75	7/16/91	8454.411	16.74
6/03/91	8411.331	16.92	7/20/91	8458.395	16.58
6/09/91	8417.332	16.76	8/07/91	8476.302	16.22
7/06/91	8444.354	16.74	8/13/91	8482.298	16.09
7/12/91	8450.292	16.74	9/01/91	8501.227	16.06
7/12/91	8450.372	16.71	9/02/91	8502.229	16.19
7/13/91	8451.361	16.79			

Примечание. Среднеквадратичная ошибка единичной оценки блеска составляет  $0.^m 10$  [22].

от минимального уровня компоненты I, наблюдавшегося в 1968 - 1969 гг. (рис. 1). Наблюдения 80-х годов, несомненно, подтверждают присутствие в оптической переменности 3С 345 изменений блеска с характерным временем ~10 - 15 лет.

Для более полного представления о характере оптической переменности 3С 345 мы приводим на рис. 2 сводную кривую блеска 3С 345, содержащую, кроме PQMP-данных, все опубликованные к 1994 г. наблюдения этого объекта в полосе B. Ссылки на использованные при этом данные и сопоставление различных рядов наблюдений приве-

дены в работе Бабаджанянца и Белохонь [17]. Особенno отмечим подробный ряд наблюдений Кинмана и др. [2] 1965 - 1967 гг., в деталях воспроизводящий мощную  $\delta$ -вспышку.

PQMP-данные 1984 - 1991 гг., приведенные в таблице, прослеживают систематическое уменьшение блеска 3С 345 со скоростью  $\sim 0.^m 22/\text{год}$  после максимума активности объекта, который отмечался в начале 80-х годов. Наблюдения 3С 345, полученные после 1983 г. на других обсерваториях, были недостаточно подробными и в основном выявляют лишь этот долговременный тренд.

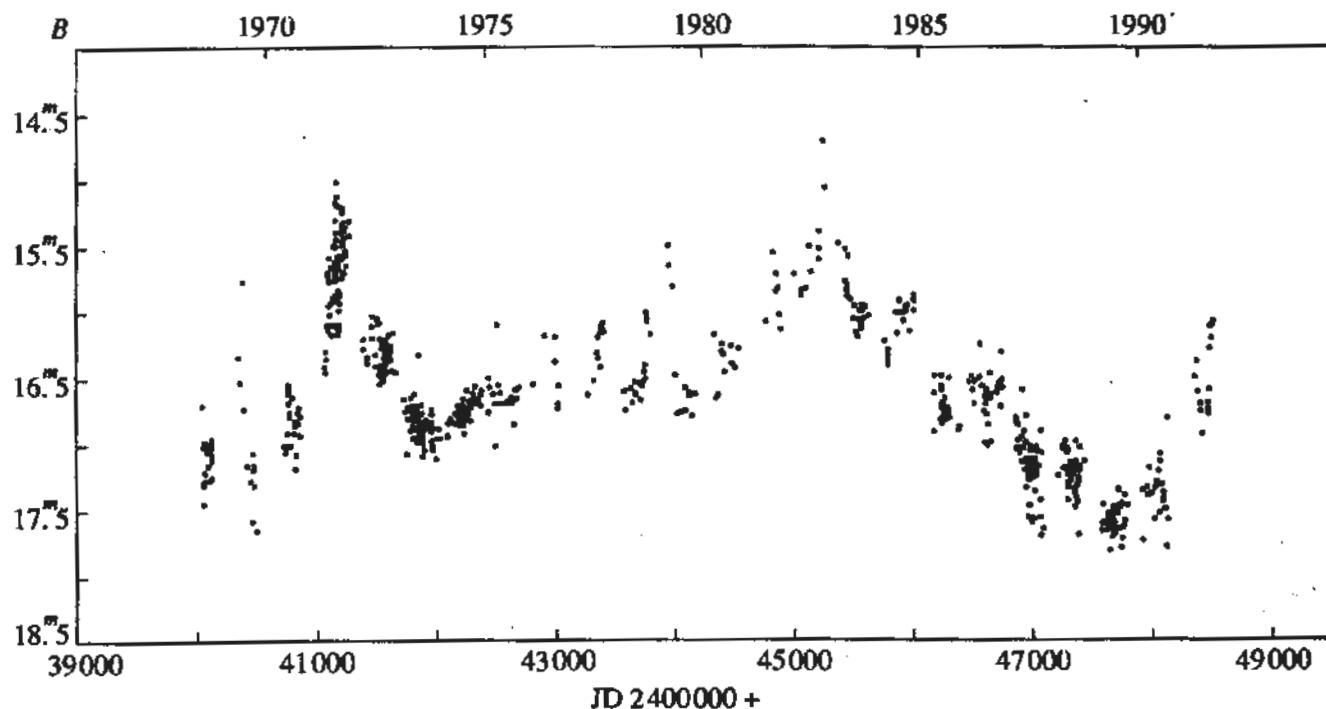


Рис. 1. Оптическая кривая блеска (полоса B) квазара 3С 345, представленная однородным рядом (PQMP-данные). Наблюдения проводились в течение 626 ночей, в каждую из которых были получены в среднем 2 - 3 единичные оценки блеска. На графике приведены усредненные за ночь значения блеска; их типичная среднеквадратичная ошибка  $\sigma = 0.^m 07$ .

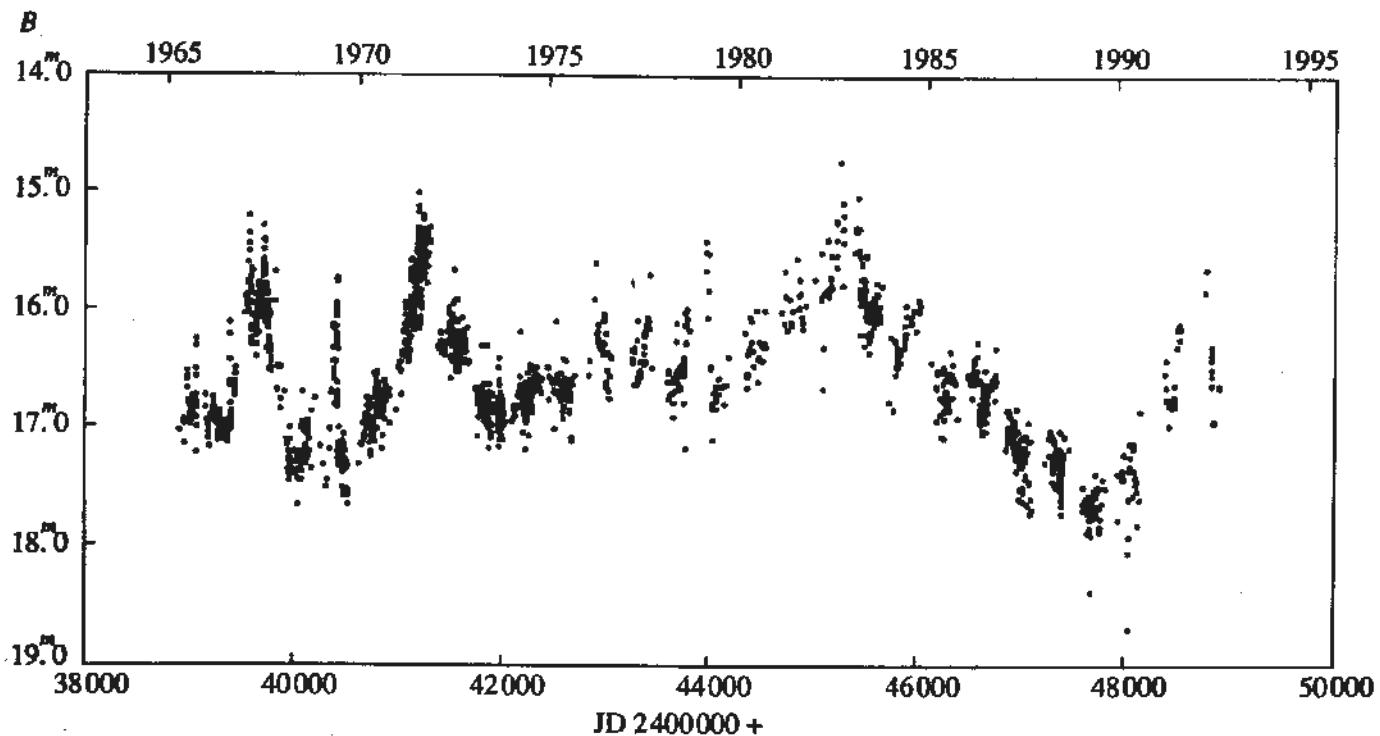


Рис. 2. Сводная оптическая кривая блеска (полоса  $B$ ) квазара ЗС 345, содержащая PQMP-данные и все опубликованные к 1994 г. наблюдения других авторов (27 источников); общее количество точек  $N = 1634$ . Усреднение оценок блеска, полученных в течение ночи, производилось для каждого однородного ряда отдельно. Список использованных ссылок приведен в [17].

Кроме этого тренда, при детальных наблюдениях на небольших промежутках времени (около 2 - 3 недель) [28], обнаруживались колебания блеска с временной шкалой порядка суток (компоненты III [10]). Такой характер переменности ЗС 345 в 80-х годах выявляется на сводных кривых блеска ЗС 345 в полосе  $B$ , приведенных Киджером [29] и Киджером и де Диего [28].

Наши значительно более подробные наблюдения 80-х годов (рис. 1) ясно показывают, что, кроме переменности на указанных выше временных шкалах, присутствуют и значительные по амплитуде колебания блеска с характерными временами изменения в сотни и десятки дней. Проведенный нами Фурье-анализ наблюдений 1978 - 1990 гг [16, 17], показал возможность существования в этом промежутке периода  $P_1 = 700$  дней. Средняя кривая блеска, полученная при помощи фазовой диаграммы для 700-дневного периода, с использованием только наблюдений 1978 - 1990 гг., имеет симметричный двухвершинный главный максимум и последующий вторичный максимум, величина которого может существенно меняться от цикла к циклу.

Главный максимум кривой блеска для периодической компоненты по продолжительности и форме практически точно совпадает с подробно прослеженной Кинманом и др. [2] з-вспышкой 1966 - 1967 гг. (рис. 2), которая согласуется с периодической составляющей, выявленной по на-

блюдениям 80-х годов, еще и по фазе. Кроме этого, имеется еще ряд указаний на то, что 700-дневный период, вероятно, сохраняется на всем промежутке наблюдений ЗС 345 в целом, хотя между отдельными сегментами периодической кривой, вероятно, имеется небольшой сдвиг фазы периода.

Анализ всей сводной кривой блеска ЗС 345 (1965 - 1993 гг.) указывает на возможность существования также и второго периода:  $P_2 = 4.9$  года [16, 17]. С таким периодом возникают примерно 2 - 3-летние интервалы повышенной активности объекта, т.е. 4.9-летний период проявляется как модуляция амплитуды (квази)периодических з-вспышек, имеющих 700-дневный период. Возможность существования в оптической переменности ЗС 345 периода продолжительностью ~4 - 5 лет неоднократно обсуждалась и ранее [27, 29 - 31]. Последняя з-вспышка большой амплитуды, наблюдавшаяся в 1991 - 1992 гг., увеличивает вероятность существования 4.9-летнего периода для всего 30-летнего промежутка наблюдений: все пять зарегистрированных в течение этого времени з-вспышек большой амплитуды хорошо согласуются с предполагаемым 4.9-летним периодом. В том случае, если 4.9-летний период реален, должен существовать еще один интервал повышенной активности объекта, середина которого приходится на 1987 г. Возможно, большая амплитуда систематического падения блеска (компоненты I)

в 80-х годах затруднила выявление этого интервала. В кратком виде результаты нашего анализа оптической переменности ЗС 345 изложены в [16]. Подробный анализ будет опубликован отдельно [17].

В 1990 г. фотометрические наблюдения с ПЗС-матрицей, выполненные Киджером и де Диего [28] в течение одной ночи (JD 2447632), выявили переменность в несколько десятых величины ( $B$ ) на шкалах 10 мин - 1 ч. Это первое достоверное обнаружение оптической переменности ЗС 345 на таких временных шкалах. Быстрая переменность была найдена при очень низком уровне блеска:  $B = 17.^m70$ .

Быстрая переменность ( $0.^d48$  за 30 мин) при высоком уровне блеска в 1982 г., которая была отмечена Киджером [29] в наших собственных данных [25], как одно из наиболее быстрых изменений плотности потока, наблюдавшихся в квазарах, на самом деле отсутствовала. 17 сентября 1982 г. нами были получены две очень близкие по величине оценки блеска в полосе  $B$ , зафиксировавшие абсолютный максимум блеска за всю историю наблюдений ЗС 345:  $B = 14.^m70$  (JD 2445230.212) и  $B = 14.^m72$  (JD 2445230.234) при среднеквадратической ошибке каждого определения в  $0.^d10$ , как и было опубликовано [25, табл. 1]. По-видимому, ошибка вкрадлась в таблицу, приведенную в английском варианте нашей статьи [32].

Вывод об отсутствии систематической переменности на шкале порядка нескольких часов был сделан нами ранее [25] при сравнении нашего ряда наблюдений (PQMP-данные) с наблюдениями на обсерватории "Розмари Хилл" во Флориде (RHO-данные) [33]. Систематическая разница между этими рядами не превышает  $0.^d03$ . Для 72 PQMP-данных ЗС 345 (полоса  $B$ ), полученных в 1970 - 1978 гг., даты аналогичных RHO-наблюдений отличались не более чем на 0.8 сут и разделялись на две равные группы с разницей во времени наблюдения 5 - 10 ч и 14 - 18 ч. Распределение  $\Delta B$  (различий между значениями блеска для всех пар наблюдений, полученных с такой разницей во времени) соответствует распределению, которое можно ожидать, исходя лишь из указанных авторами случайных ошибок наблюдений. Таким образом, статистическое сравнение наблюдений, выполненных с разницей во времени порядка 8 - 16 ч, показало, что переменность с амплитудой более  $0.^d3$  ( $B$ ) на этой временной шкале как систематическое явление не выявляется. Возможно, быстрая переменность является достаточно редким событием, происходящим, например, лишь на определенных фазах кривой блеска.

К сезону 1990 г. источник ЗС 345 достиг минимального за все 29 лет наблюдений уровня блеска

$B \approx 17.^m80$  (рис. 1), а по данным Киджера и де Диего [28] и Киджера и Такало [34] в 1989 и 1990 г. при быстрых колебаниях блеска (в "антивспышках") был зафиксирован блеск  $B \approx 18.^m1$  (JD 2447662.727) и  $B = 18.^m66$  (JD 2448034) (рис. 2). Таким образом, зарегистрированная общая амплитуда переменности блеска ЗС 345 в полосе  $B$  составляет теперь  $4.^m0$ .

Дальнейший быстрый подъем блеска за время около 200 дней на более чем  $1.^m$  и сохранение этого уровня в течение 1991 и 1992 гг. [35] выявляют новую с-вспышку большой амплитуды, аналогичную с-вспышкам 1967 - 1968, 1970 - 1972, 1976 - 1977 и 1982 - 1983 гг., которые ассоциировались с отделением от ядра сверхсветовых компонент миллисекундного радиоджета C1', C2 [8, 11] : C5 [16, 17], соответственно. Следует ожидать появление в радиоджете ЗС 345 новой сверхсветовой компоненты, связанной с последней с-вспышкой 1991 - 1992 гг.

Параметры миллисекундного джета ЗС 345, наблюденные его последней оптической с-вспышки 1991 - 1992 гг. были использованы в качестве примера для применения модели "маяка", предложенной Камензином и Крокенбергером [36]. Эта модель является модификацией основной модели направленного под небольшим углом к лучу зрения релятивистского джета [37], в рамках которой объясняются как свойства сверхсветовых радиоисточников, так и целый ряд наблюдаемых свойств блазаров и OVV-квазаров [9]. Оптическое излучение в модели "маяка" возникает в компактной компоненте релятивистского джета движущейся от ядра по спиральной траектории, радиус которой увеличивается. Из-за вращательного движения компоненты вокруг оси джета, изменяется угол между направлением ее скорости и лучом зрения, что приводит к квазипериодическому изменению доплер-фактора движущейся компоненты, а следовательно, и потока от нее, усиленного вследствие релятивистского движения. Таким образом, возникновение каждой сверхсветовой компоненты в радиоджете должно сопровождаться серией периодических импульсов, причем величина периода и продолжительность импульса должны возрастать со временем.

В рамках этой модели была получена теоретическая оптическая кривая блеска ЗС 345 [35], которая показала хорошее соответствие со структурой его последней с-вспышки 1991 - 1992 гг., подробно прослеженной в наблюдениях (полоса  $R$ ) Шрамма и др. [35]. Расстояния между ее тремя узкими максимумами равны 200 дням. Теоретическая кривая предсказывает новый максимум в июле 1994 г., однако он должен быть значительной

более широким, чем предыдущие – продолжительностью ~500 дней.

В свою очередь средняя кривая блеска для выявленного 700-дневного периода также хорошо соответствует последней с-вспышке 1991 - 1992 гг. [16, 17]. Предполагаемый нами 700-дневный период предсказывает возникновение нового максимума в апреле - августе (из-за неопределенности в фазе) 1994 г. Однако в отличие от предсказанного в модели "маяка" он должен быть узким, с продолжительностью фазы максимума ( $\Delta B > 0.^m5$ ) всего около 10 дней и, по-видимому, сходным с максимумами, наблюдавшимися в 1969 и 1979 гг.

Кроме того, анализ всей кривой блеска 3C 345 (1965 - 1993 гг.) и ее отдельных сегментов показал, что, несмотря на некоторое "плавание" фазы максимума около среднего значения, период, в среднем, сохраняется для всего промежутка наблюдений в целом. В то же время, с начала 70-х годов в миллисекундном радиоджете 3C 345 наблюдалось образование семи сверхсветовых компонент. В этой ситуации модель "маяка" не объясняет существования единого периода в оптических изменениях блеска.

Для проверки сделанных предположений о характере оптической переменности 3C 345 дальнейший мониторинг этого объекта необходимо проводить с достаточно высокой частотой наблюдений для выявления изменений блеска на шкале порядка нескольких суток.

Данная работа была частично выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-17237).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Penston M.V., Cannon R.D. // Roy. Observ. Bull. 1970. V. 159. P. 85.
- Kinman T.D., Lamla E., Ciurla T. et al. // Astrophys. J. 1968. V. 152. P. 357.
- Бабаджанянц М.К. // Астрон. циркуляр. 1971. № 614. С. 3.
- Pica A.J., Pollock J.T., Smith A.G. et al. // Astron. J. 1980. V. 85. P. 1442.
- Sillanpaa A., Haarala S., Korhonen T. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1988. V. 72. P. 347.
- Schramm K.J., Borgeest U. // Proc. Hamburg Conf. on "Gravitational Lensing". Lecture Notes in Physics 406 / Eds Kayser R. et al. Berlin: Springer-Verlag, 1992. P. 173.
- Zensus J.A. // Proc. Workshop "BL Lac Objects". Lecture Notes in Physics 334 / Eds Maraschi L. et al. Berlin: Springer-Verlag, 1989. P. 3.
- Babadzhanyants M.K., Belokon' E.T. // Observational Evidence of Activity in Galaxies. IAU Symp. № 121 / Eds Khachikian E.Ye. et al. Dordrecht: Reidel D., 1987. P. 305.
- Impey C. // Superluminal Radio Sources / Eds Zensus J.A., Pearson T.J. Cambridge: Cambridge University Press, 1987. P. 233.
- Бабаджанянц М.К., Белоконь Е.Т. // Астрофизика. 1984. Т. 21. С. 217.
- Бабаджанянц М.К., Белоконь Е.Т. // Астрофизика. 1985. Т. 23. С. 459.
- Белоконь Е.Т. // Астрофизика. 1987. Т. 27. С. 429.
- Белоконь Е.Т. // Астрон. журн. 1991. Т. 68. С. 1.
- Бабаджанянц М.К., Белоконь Е.Т. // Астрон. журн. 1993. Т. 70. С. 241.
- Babadzhanyants M.K., 'Belokon' E.T. // Variability of Blazars / Eds Valtaoja E., Valtonen M. Cambridge: Cambridge University Press, 1991. P. 305.
- Babadzhanyants M.K., Belokon' E.T. // Multi-wavelength Continuum Emission of AGN / Eds Courvoisier T.L.-L., Blecha A. Dordrecht: Kluwer Acad. Publ. 1994. P. 390.
- Бабаджанянц М.К., Белоконь Е.Т. // статья подготовлена к печати.
- Goldsmith D.W., Kinman T.D. // Astrophys. J. 1965. V. 142. P. 1693.
- Smith P.S., Balonek T.J., Heckert P.A., Elston R. // Astrophys. J. 1986. V. 305. P. 484.
- Angel J.R.P., Stockman H.S. // Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1980. V. 8. P. 321.
- Biretta J.A., Moore R.L., Cohen M.H. // Astrophys. J. 1986. V. 308. P. 93.
- Бабаджанянц М.К., Гаген-Торн В.А., Конецкая Е.Н. и др. // Тр. Астрон. обсерв. ЛГУ. 1973. Т. 29. С. 72.
- Бабаджанянц М.К., Винокуров С.К., Гаген-Торн В.А., Семенова Е.В. // Тр. Астрон. обсерв. ЛГУ. 1974. Т. 30. С. 69.
- Бабаджанянц М.К., Винокуров С.К., Гаген-Торн В.А., Семенова Е.В. // Тр. Астрон. обсерв. ЛГУ. 1975. Т. 31. С. 100.
- Бабаджанянц М.К., Белоконь Е.Т., Денисенко Н.С., Семенова Е.В. // Астрон. журн. 1985. Т. 62. С. 672.
- Angione R.J. // Astron. J. 1971. V. 76. P. 412.
- Webb J.R., Smith A.G., Leacock R.J. et al. // Astron. J. 1988. V. 95. P. 374.
- Kidger M.R., de Diego J.A. // Astron. and Astrophys. 1990. V. 227. L. 25.
- Kidger M.R. // Astron. and Astrophys. 1989. V. 226. P. 9.
- Barbieri C., Romano G., di Serego S., Zambon M. // Astron. and Astrophys. 1977. V. 59. P. 419.
- Kidger M.R., Beckman J.E. // Astron. and Astrophys. 1986. V. 154. P. 288.
- Babadzhanyants M.K., Belokon' E.T., Denisenko N.S., Semenova E.V. // Soviet Astronomy. 1985. V. 29. P. 394.
- Pollock J.T., Pica A.G., Smith A.G. et al. // Astron. J. 1979. V. 84. P. 1658.

34. Kidger M.R., Takalo L. // Astron. and Astrophys. 1990. V. 239. L. 9.
35. Schramm K.-J., Borgeest U., Camenzind M., Wagner S.J. et al. // Astron. and Astrophys. 1993. V. 278. P. 391.
36. Camenzind M., Krockenberger M. // Astron. and Astrophys. 1992. V. 255. P. 59.
37. Blandford R.D., Königl A. // Astrophys. J. 1979. V. 231. P. 34.

## Optical Monitoring of the Superluminal Quasar 3C 345 from 1984 - 1991

M. K. Babadzhanyants, E. T. Belokon', and N. G. Gamm

This article continues a series of publications containing results of a program of optical monitoring of OVV quasars, blazars, and similar objects (the Petersburg Quasar Monitoring Program), which has been conducted on the Byurakanskii station of the St. Petersburg Astronomical Institute since 1968. Results of long-term monitoring of the quasar 3C 345 from 1984 - 1991 are presented. The observations were conducted in the *B* band, and consist of 365 brightness estimates obtained over the course of 219 nights. The character of the optical variability of 3C 345 on time scales from 10's of years to 10's of minutes is discussed. In 1991, the appearance of a new large amplitude slow-outburst is noted (the characteristic time for brightness variation is of order a year). This outburst is similar to outbursts in 1967 - 1968, 1970 - 1972, 1976 - 1977, and 1982 - 1983, which were associated with the emergence of superluminal components in the milliarcsecond radio jet of 3C 345. The 1991 outburst suggests the emergence from the core of a new superluminal component. Analysis of the full known optical brightness curve for 3C 345 (1965 - 1993) shows the possible existence of a (quasi-)period of 700 days, which implies the appearance of a new brightness maximum in the 1994 observing season.

УДК 524.68-85

## КРАСНЫЕ КАРЛИКИ В КОРОНАХ ГАЛАКТИК В РОЛИ МАСНО-ОБЪЕКТОВ

© 1995 г. Б. В. Комберг, Д. А. Компанеец, В. Н. Лукаш

Астрокосмический центр ФИАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 01.08.94 г.

Показано, что обнаруженные три случая микролинзирования звезд в БМО могут быть согласованы с моделью короны нашей Галактики, состоящей из звезд с массой больше минимального предела для красных карликов ( $M > 0.08M_{\odot}$ ). Такой вывод о природе МАСНО-объектов (massive compact halo objects) сделан на основании как оценки оптической толщины по ним в предположении изотермического распределения их плотности в короне Галактики, так и по ограничениям на яркость в фильтре  $K$  корон некоторых близких к нам галактик типа "edge on". Высказанное предположение не противоречит и данным о величине фона на 2.2 мкм в направлении, перпендикулярном к плоскости Галактики.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

После обнаружения в 1979 г. первого среди квазаров кандидата в "макролинзы" – речь идет о двойном квазаре Q0956 + 561A, B [1] – интерес к этой проблеме не ослабевает. К настоящему времени известно уже больше двух десятков квазаров, показывающих в оптическом диапазоне несколько изображений, разнесенных в пределах 1" - 10" и имеющих близкие значения красных смещений компонент [2]. Обнаружены 5 кандидатов в макролинзы и в радиодиапазоне – кольца Эйнштейна. Особо следует отметить эффекты макролинзирования на массивных центральных галактиках богатых скоплений, приводящих к появлению протяженных светящихся дуг [3, 4]. В некоторых случаях макролинзованные эффекты могут сопровождаться и микролинзированием на отдельных звездах [5]. В литературе довольно подробно проанализированы как теоретические, так и наблюдательные аспекты данной проблемы [6 - 10], включая и вопросы, которые, так или иначе связаны с проблемой скрытой массы в коронах галактик и(или) в скоплениях галактик.

В 1986 г. Пачинский [11] предложил наблюдательную программу, рассчитанную на обнаружение в оптическом диапазоне МАСНО-объектов (massive compact halo objects), которые могли бы обеспечить как скрытую массу, необходимую для объяснения наблюдаемой кривой вращения Галактики, так и микролинзование далеких звезд, принадлежащих или центральной области БМО [6], или балджу нашей же Галактики [12]. Так как по упрощенным оценкам Пачинского оптическая толщина по МАСНО-объектам может достигать не-

скольких единиц на  $10^{-7}$ , то для обнаружения эффекта микролинзирования предлагалось наблюдать за переменностью нескольких миллионов звезд в течение нескольких лет.

Наблюдения по программе Пачинского, проводимые двумя независимыми группами [13, 14], блестяще подтвердили теоретические предсказания. Примерно за год непрерывных наблюдений  $\sim 2 \times 10^6$  звезд в БМО в [13] была обнаружена одна симметричная по времени вспышка у звезды с  $m_v = 19.6$  продолжительностью  $\sim 34^d$  с одинаковой в фильтрах  $B$  и  $R$  амплитудой  $\sim 2^m 1$ . В работе [14] были обнаружены более слабые ( $\sim 1''$ ) вспышки продолжительностью  $\sim 27 - 30^d$  у двух звезд с  $m_v \leq 22 - 20$ . Авторы работ полагают пространственную плотность МАСНО-объектов вдоль радиуса короны Галактики постоянной, а  $M_{\text{гало}} \geq 3 M_{\text{диска}}$ . При этом в приложении к космологии [15] получается  $\Omega_{\text{МАСНО}} \approx 0.017 h^{-1}$ , что примерно в 5 - 6 раз выше, чем  $\Omega_{\text{звезд}}$ , и неплохо совпадает с ограничением на барионную плотность ( $\Omega_b = \approx 0.015 h^{-1}$ ), полученную из данных по первичному нуклеосинтезу.

Авторы работ [13, 14] на основании продолжительности вспышек микролинзирования и в предположении средней скорости МАСНО-объектов в короне  $\sim 250$  км/с оценивают массу этих объектов в пределах  $0.03 - 0.5 M_{\odot}$  (средняя масса  $m_A = \approx 0.12 M_{\odot}$ ) и видимую величину  $m_v = 24$ . По их мнению на роль МАСНО-объектов годятся коричневые карлики (bd), т.е. объекты с массами ниже предела загорания водорода (массивные

"юпитеры", которые занимают диапазон масс от  $3 \times 10^{-2}$  до  $10^{-7} M_{\odot}$ ). В этом случае [13] пространственная плотность  $\bar{n}_{bd}$  в короне может быть легко оценена:

$$M_G^{\text{гало}} = 3M_G^{\text{диск}},$$

$$\bar{n}_{bd} = \frac{M_G^{\text{гало}}}{\frac{4}{3}\pi R_{\text{гало}}^3 m_{bd}^{\text{min}}} \approx \frac{3 \times 10^{-4} M_{\odot}}{m_{bd}^{\text{min}}} \text{ pc}^{-3}.$$

Принимая  $m_{bd}^{\text{min}} = 3 \times 10^{-2} M_{\odot}$ , получаем для гало Галактики  $\bar{n}_{bd} \approx 10^{-2} \text{ pc}^{-3}$ . Обычные же маломассивные звезды – красные карлики с  $m \geq 0.1 M_{\odot}$  – отвергаются в [13] на том основании, что при крутой функции масс для звезд первого поколения ( $dN/dm \propto m^{-4}$  [16]) доля красных карликов в известной из наблюдений локальной плотности  $\rho_0$  будет мала, так как интеграл  $\rho_0 = \int_{m_{\text{min}}}^{m_{\text{max}}} \frac{dn}{dm} m dm$  набирается при  $m = m_{\text{min}}$ . Следует отметить, что в приведенных выше оценках предполагается, что функция масс звезд с тем же наклоном продолжается в область маломассивных гипотетических объектов. В связи с этим при  $m_{\text{min}} \approx 10^{-5} M_{\odot}$  оптическая толщина по красным карликам ( $m \sim 0.1 M_{\odot}$ ) будет всего  $5 \times 10^{-9}$ , т.е. в 100 раз меньше, чем дают наблюдения [13]. Напомним, что пространственное распределение МАСНО-объектов предполагается в [13] однородным в масштабе расстояния от нашей Галактики до БМО.

В настоящей работе мы показываем, что для объяснения наблюдаемых данных по микролинзированию звезд в БМО гипотеза о присутствии в короне нашей Галактики коричневых карликов не обязательна. Можно обойтись маломассивными звездами типа красных карликов. Действительно, если  $m_{\text{min}} = 0.08 M_{\odot}$  [17], то вклад в  $\rho_0$  красных карликов будет определяющим. В этом случае масса в короне Галактики набирается, в основном, за счет звезд с  $m \geq 8 \times 10^{-2} M_{\odot}$ ,  $T = 2300 \text{ K}$  и максимумом излучения в фильтре  $K$  (2.2 мкм) [18, 19].

Для выяснения вопроса о возможности использования красных карликов в качестве МАСНО-объектов надо в реалистической модели их распределения по короне Галактики оценить по ним оптическую толщину ( $\tau$ ) и проверить величину предполагаемого фона в фильтре  $K$  в направлении, перпендикулярном к плоскости Галактики.

## 2. ОЦЕНКА ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИ

Согласно [16, 18], для объяснения наблюдаемых кривой вращения Галактики и локальной плотности вблизи Солнца ( $\rho_0 = 8 \times 10^{-3} M_{\odot}/\text{pc}^3$ )

распределение плотности объектов вдоль радиуса  $R$  короны может быть записано в "изотермическом" виде:

$$n(R) = n_0 \frac{a^2 + r_0^2}{a^2 + r_0^2 + R^2 - 2Rr_0 \cos \alpha}, \quad (1)$$

где  $n_0 = \rho_0/m_A$ ,  $r_0 = 8.5 \text{ кпс}$ ,  $a$  = радиус "ядра" короны),  $\alpha$  – угол между направлениями на область наблюдения и центр Галактики (ЦГ). Значение величины  $a$  довольно неопределенное ( $a \sim 2 - 8 \text{ кпс}$ ), однако при наблюдении в направлении БМО, находящегося под углом  $\alpha = 82^\circ$  к центру Галактики, неопределенность величины  $a$  малосущественна.

Оптическая толщина по микролинзированию  $\tau$  определяется интегралом

$$\tau = \int_0^{R_0} n(R) \pi R_e^2 dR, \quad (2)$$

где  $R_0 = 55 \text{ кпс}$  – расстояние до БМО,  $R_e^2 = 2r_s \frac{R(R_0 - R)}{R_0}$  – радиус Эйнштейна,  $r_s = 2Gm_A/c^2$ ,  $m_A$  – масса объектов, служащих гравитационными линзами. Подставляя выражение (1) в (2), имеем:

$$\tau = \frac{2\pi r_s n_0}{R_0} (a^2 + r_0^2) \int_0^{R_0} \frac{R(R_0 - R)}{R^2 + a^2 + r_0^2} dR.$$

При  $a = 2 \text{ кпс}$  получаем  $\tau = 8.25 \times 10^8 n_0 (\text{pc}^{-3}) r_s$  (пс) и при  $n_0 \sim 0.1 \text{ pc}^{-3}$ ,  $m_A \sim 0.1 M_{\odot}$  для усиления яркости в  $\geq 1.34$  раза, соответствующего прицельному расстоянию  $\leq R_e$  получаем:  $\tau = 6.6 \times 10^{-7}$ .

Следует заметить, что в зависимости от ориентации на небесной сфере области наблюдения по отношению к направлению на ЦГ (т.е. в зависимости от  $\alpha$ ) значение  $\tau$  может изменяться более, чем в 5 раз [7]. А при наблюдениях в направлениях, близких к диску Галактики, влияние звезд диска в микролинзировании может быть большим, чем влияние звезд гало [20].

При наших предположениях масса короны внутри сферы с радиусом  $R_0$  составляет

$$M_{\text{кор}} = \rho_0 (a^2 + r_0^2) 4\pi R_0 \approx 4 \times 10^{11} M_{\odot}.$$

Однако, на самом деле, корона может быть гораздо протяженнее и масса  $M_{\text{кор}} \propto R_0$  может быть гораздо больше. Например, если исходить из оценок размеров корон галактик по наблюдаемой вероятности появления в спектрах далеких квазаров систем линий поглощения металлов, то  $R_0 \approx 150 \text{ кпс}$  и  $M_{\text{кор}}^{tot} \approx 10^{12} M_{\odot}$ . При таких массивных звездных (или, в более общем виде, барионных)

коронах у нормальных галактик пространственная их плотность не может превышать  $\sim 10^{-2}$  Мпс<sup>-3</sup>, чтобы не противоречить значению  $\Omega_b \sim 0.015h^{-1}$ .

### 3. ОГРАНИЧЕНИЯ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ КОРОН В S-ГАЛАКТИКАХ, ПОВЕРНУТЫХ К НАМ РЕБРОМ

Было бы весьма актуальным вопрос о природе массивных корон в S-галактиках разрешить не теоретическим, а наблюдательным путем, например, наблюдая в фильтре  $K$  близкие галактики, повернутые к нам ребром (edge-on). В работе [21] такие наблюдения были проведены для Sb-галактики в скоплении Дева NGC 4565. Авторы провели фотометрию в фильтре  $K$  с диафрагмой  $\sim 1'$  нескольких областей над плоскостью этой галактики типа "edge-on". Они пришли к выводу, что требуемую из данных по кривой вращения этой галактики величину  $(M/L)_K \geq 38$  не удается объяснить за счет короны, состоящей из красных карликов ( $m = 0.085 M_\odot$ ,  $M_K = 9.9$ ) с  $(M/L)_K = 34$ . Правда, нам этот вывод кажется не вполне убедительным.

В работе [22] на основании аналогичных дан-

ных из [23 - 25] по  $M_*/L_K = \begin{cases} > 100 \text{ для } M87, \\ > 64 \text{ для NGC 5907} \end{cases}$

делается вывод о невозможности объяснения таких величин с помощью корон, состоящих из красных карликов, имеющих  $M/L_K < 60$ . Этот вывод также не слишком надежен, так как случай gE-галактики в скоплении Дева следует разобрать особо. Это связано с тем, что скрытая масса скопления может иметь природу, отличную от скрытой массы галактик, и это приводит к тому, что в результате акреции центральная галактика скопления может иметь значительно большую скрытую массу, чем обычная галактика.

Согласно наблюдениям [26], светимость красных карликов в  $K$ -диапазоне значительно меняется в зависимости от величины  $M - M_c$ , где  $M_c$  — масса, соответствующая загоранию водорода в звезде. Для звезд с массой  $M = 0.08M_\odot$  величина  $(M/L)_K \sim 100$ . Таким образом, результаты наблюдений позволяют лишь исключить существование большого количества относительно массивных красных карликов в коронах галактик.

### 4. ОГРАНИЧЕНИЯ ПО ФОНУ НА 2.2 МКМ

По нашему мнению, скорее всего, ограничение на плотность красных карликов в короне Галактики можно получить по данным о фоне на 2.2 мкм в направлении, перпендикулярном плоскости Галактики. Пусть корона Галактики состоит из красных карликов спектральных типов M5 - M8 ( $m_A \sim 0.1 M_\odot$ ,  $T = 2300$  К,  $\lambda_{\max} = 0.508/T = 2.2$  мкм,

$M_K \sim 8 - 10$  [19, 21]). Тогда с расстояния  $R_0/2$  такой карлик будет иметь звездную величину в фильтре  $K$  не менее 25<sup>м</sup>. Так как  $m_K = 0$  соответствует потоку  $\sim 4 \times 10^{-14}$  Вт/(см<sup>2</sup> мкм), то  $m_K = 25$ , будет соответствовать в 10<sup>10</sup> раз меньшему потоку, т.е.  $\sim 4 \times 10^{-24}$  Вт/(см<sup>2</sup> мкм). При этом светимость такого красного карлика в фильтре  $K$  составит  $L_{m_K=25} \approx 3.25 \times 10^{23}$  Вт/мкм\*. А светимость в  $K$  всей короны будет равна  $L_{2.2 \text{ мкм}}^{\text{кор}} \approx 1.3 \times 10^{36}$  Вт/мкм. Для Галактики Андромеды, к примеру, полный поток от такой короны получается  $\sim 2.4 \times 10^{-14}$  Вт/(см<sup>2</sup> мкм), т.е. она должна выглядеть примерно как туманность с  $m_K^{\text{tot}} = 0$  (без учета излучения в этом диапазоне от диска M31).

Однако, чтобы оценить фоновое излучение от красных карликов короны нашей Галактики вблизи Солнца, нам надо задать величину  $L_{m_K}$  от одного красного карлика и закон распределения их по короне; тогда можно записать:

$$\Phi_{2.2 \text{ мкм}} \left( \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \text{ мкм ср}} \right) = L_{m_K=25} n_0 \frac{1}{4\pi} \int_0^{\sqrt{R_0^2 - r_0^2}} \frac{a^2 + r_0^2}{a^2 + r_0^2 + k^2} dR =$$

$$= L_{m_K=25} n_0 \sqrt{a^2 + r_0^2} \arctg \frac{R}{\sqrt{R_0^2 - r_0^2}} \Big|_0^{\sqrt{R_0^2 - r_0^2}}$$

или при  $n_0 = 0.1 \text{ pc}^{-3}$  и  $a = 2 \times 10^3 \text{ pc}$ ;  $r_0 = 8.5 \times 10^3 \text{ pc}$

$$\Phi_{2.2 \text{ мкм}} = \frac{L_{m_K=25} 10^3 n_0 \sqrt{a^2 + r_0^2}}{16 (3 \times 10^{18})^2} =$$

$$= 1.75 \times 10^{-12} \text{ Вт / (см}^2 \text{ мкм ср)}.$$

Полученный фон оказался в  $\sim 10$  раз ниже, чем наблюденный фон от зодиакального свечения и в  $\sim 20$  раз ниже других источников, природа которых не совсем ясна (см., например, [27]).

Таким образом, видно, что красные карлики типов M5 - M8 в отношении фона в полосе  $K$  не противоречат нашему предположению об их связи с МАСНО-объектами. Причем здесь не поможет увеличение размеров короны за  $R > R_0$ , так как интеграл в фоне набирается на внутренних областях короны, а не на внешних. При  $n = \text{const}$ , как это предполагалось в [13], для короны с  $R_{\text{halo}} = 10R_0 = 550 \text{ кпс}$  ожидаемый фон от красных

\* В работе [26] приводится зависимость  $\lg(L/L_\odot) - \lg T_e$  для карликов разной массы от  $0.2M_\odot$  до  $< 0.09M_\odot$ . Из этой зависимости следует, что при  $m \sim 0.1 M_\odot$  красные карлики могут иметь  $T_e = 3 \times 10^3$  К и  $L/L_\odot = 10^{-3}$  или  $L = 10^{23}$  Вт/мкм.

карликов  $\Phi = \pi L_{\text{МАСНО}} / 4\pi R^2 \int_0^R 4\pi R^2 dR = \pi L_{\text{МАСНО}} R$  сравнивается с наблюдаемым.

Нетрудно показать, что наблюдаемый на 2.2 мкм в перпендикулярном к плоскости Галактики направлении фон ( $\sim 3 \times 10^{-11}$  Вт/(см<sup>2</sup> мкмср)) не может быть объяснен суммой потоков в этом диапазоне от корон других галактик на расстояниях, соответствующих  $z = 1$ . Действительно, так как

$\Phi = \frac{1}{4\pi} \int_{1\text{Mpc}}^R L_{1\text{Mpc}} R^{-2} R^2 dR$ , то для объяснения наблюдаемого фона  $\Phi$  надо иметь суммарный поток от галактик с расстояния  $R^*_{\text{Mpc}} \geq \Phi 4\pi / L_{1\text{Mpc}}$ . Подставляя  $\Phi = 3 \times 10^{-11}$  Вт/(см<sup>2</sup> мкмср) и  $L_{1\text{Mpc}} = (10^{-2}/1\text{Mpc}^3) 1.3 \times 10^{36}$  Вт/мкм, получаем

$$R^* \geq \frac{3 \times 10^{-11} \times 10 (3 \times 10^{24})^2}{10^{36} \times 10^{-2}} \approx \\ \approx \frac{3 \times 10^{-10} \times 10^{49}}{10^{34}} = 3 \times 10^5 \text{ Mpc}$$

Так как такое  $R^*$  больше размеров Вселенной на сегодня, то наблюдаемый на 2.2 мкм фон, по-видимому, обусловлен более яркими в этом диапазоне звездами диска Галактики.

Однако в данном вопросе пока ясности нет. Более того, появились все-таки интересные аргументы в пользу возможной космологической природы этого фона. Дело в том, что в работе [28] делается очень важный, хотя и сугубо предварительный вывод о возможных эффектах микролинзирования на межгалактических МАСНО-объектах (см. также [25]). Ввиду особой важности этой проблемы к ней имеет смысл вернуться после тщательной перепроверки наблюдательных данных о долговременной переменности далеких квазаров как в оптическом, так и в радиодиапазонах.

## 5. ВЫВОДЫ

Таким образом, нами показано, что корона Галактики, состоящая из звезд с массами больше минимального предела ( $M \geq 0.08 M_\odot$ ) для красных карликов, согласуется с наблюдаемой частотой микролинзовых вспышек в БМО при следующих предположениях:

1. Функция масс звезд в короне не продолжается сильно ниже  $M = 0.08 M_\odot$ .

2. Распределение звезд в короне является изотермическим, по крайней мере, до 50 кпс – расстояния до БМО. Наши предположения также не противоречат как наблюдаемым отношениям  $(M/L)_k \leq 60$ , полученным для корон нескольких

ближних S-галактик типа "edge-on", так и данью о величине фона на 2.2 мкм в направлении, перпендикулярном к плоскости Галактики.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-2929) и, частично, Международного научного фонда (граф № MEZ 000).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Walsh D., Carswell R.F., Weymann R.J. // Nature. 1977. V. 279. P. 381.
- Surdej J. Toulouse Workshop on Gravitational Lensing Eds Y. Mellier, B. Fort, G. Soucail. 1990.
- Lynds R., Petrosian V. // Astrophys. J. 1989. V. 336. P. 1.
- Tyson J.A., Valdes F., Wenk R.A. // Astrophys. J. 1990. V. 349. L1.
- Wambsganss J., Paczynski B., Schneider P. Preprint MPA. № 519. 1990.
- Turner E.L., Ostriker J.P., Gott J.R. // Astrophys. J. 1984. V. 284. P. 1.
- Griest K. // Astrophys. J. 1991. V. 366. P. 412.
- Reffsdal S., Surdej J. Preprint ESO. № 952. 1993.
- Блиох П.В., Минаков А.А. Гравлинзы. Киев: Наукова Думка, 1989.
- Blandford R.D., Kochanek C.S., Kovner I., Narayan R. // Science. 1989. V. 245. P. 824.
- Paczynski B. // Astrophys. J. 1986. V. 304. P. 1.
- Paczynski B. // Astrophys. J. 1991. V. 371. L63.
- Alcock C., Akerlof C.W., Allsman R.A. et al. // Nature. 1993. V. 365. P. 621.
- Auborg E., Bazeyle P., Brehin S. et al. // Nature. 1993. V. 365. P. 623.
- Hogan C.J. // Nature. 1993. V. 365. P. 602.
- De Rujula A., Jetzer P.H., Masso E. // Astron. and Astrophys. 1992. V. 254. P. 99.
- Henry T.J., McCarty D.W. // Astrophys. J. 1993. V. 106. P. 773.
- Комберг Б.В., Новиков И.Д. // Письма в "Астрон. журн.". 1975. V. 1. P. 3.
- Baillon P., Bouquet A., Giraud-Heraud Y., Kaplan J. // Astron. and Astrophys. 1993. V. 277. P. 1.
- Krauss L.M., Small T.A. // Astrophys. J. 1991. V. 378. P. 22.
- Boughn S.P., Saulson P.R., Seldner M. // Astrophys. J. 1984. V. 250. L15.
- Kerins E.J., Carr B.J. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1994. V. 266. P. 775.
- Boughn S.P., Saulson P.R. // Astrophys. J. 1983. V. 265. L55.
- Strutskie M.F., Shure M.A., Beckwith S. // Astrophys. J. 1985. V. 299. P. 303.

25. Barnaby D., Thronson H.A. // Astron. J. 1994. V. 107. P. 1717.
26. Jones H.R.A., Longmore A.J., Jamesen R.F., Mountain C.M. Preprint № 25. Edinburg Astron. 1993.
27. Matsumoto T., Akila M., Murakami H. // Astrophys. J. 1988. V. 332. P. 575.
28. Hawkins M.R.S. // Nature. 1993. V. 336. P. 242.
29. Schneider P. // Astron. and Astrophys. 1993. V. 279. P. 1.

## Red Dwarves in the Coronae of Galaxies as MACHOs

B. V. Komberg, D. A. Kompaneets, and V. I. Lukash

It is shown that three detected cases of microlensing of stars in the LMC may be in agreement with a model in which the corona of our Galaxy consists of stars with mass greater than the minimal limit for red dwarves ( $M > 0.08M_{\odot}$ ). Such an inference about the nature of MACHOs (MAssive Compact Halo Objects) was made on the basis of estimates of the optical depth of these objects under the assumption of an isothermal distribution of their density in the corona of the Galaxy, and limits for the brightness in the  $K$  filter for the coronae of several nearby "edge-on" galaxies. This suggestion is consistent with data on the magnitude of the background at  $2.2 \mu\text{m}$  in the direction perpendicular to the plane of the Galaxy.

УДК 524.5

## КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ ПАРАМЕТРАМИ РАССЕЯНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ И МЕРОЙ ЭМИССИИ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ФОНА

© 1995 г. А. В. Пынзарь

Физический институт им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия

Поступила в редакцию 28.06.94 г.

Получена эмпирическая зависимость величины уширения импульсов пульсаров вследствие межзвездного рассеяния ( $\tau$ ) от меры эмиссии галактического фона (EM). Для диффузного газа вне рукавов Галактики и в стороне от зон НП  $\tau \propto EM^2$ , а для газа в рукавах и областях НП  $\tau \propto EM^3$ . Предполагается, что параметры турбулентности разреженного газа вне спиральных рукавов и вне зон НП мало меняются с направлением и расстоянием в Галактике и поэтому зависимость  $\tau \propto EM^2$  сводится к зависимости  $\tau \propto z^2$ , где  $z$  – протяженность среды от наблюдателя до пульсара. Для ионизованного газа рукавов и зон НП параметры турбулентности сильно зависят от электронной концентрации газа и мало зависят от расстояния. Зависимость  $\tau(EM)$  может использоваться для поисков механизмов генерации турбулентности ионизованного газа, исследования его параметров и распределения в Галактике, а также для оценок расстояний до пульсаров.

Известно, что ионизованный газ в межзвездной среде (МЗС) сконцентрирован в облака, размеры и электронную концентрацию которых определяют, используя совместные данные о мере дисперсии пульсаров (DM) и мере эмиссии галактического фона (EM) [1, 2]. Основное требование, которое при этом должно соблюдаться – это чтобы основной вклад в EM и DM создавался одинаковыми и теми же областями ионизованного газа. Поскольку  $EM = \int_0^R N_e^2 dl$ , а  $DM = \int_0^L N_e dl$ , где  $N_e$  – электронная концентрация, а  $L$  и  $R$  – соответственно расстояния до пульсара и до края Галактики в направлении на пульсар, то для определения параметров облаков ионизованного газа используются самые далекие пульсары.

Однако, далеких пульсаров не так уж много. Кроме того, по далеким пульсарам получаются слишком усредненные данные (по большому расстоянию) о параметрах газа. Для более детального исследования МЗС в данном направлении желательно использовать, кроме далеких пульсаров, все пульсары, которые расположены вблизи этого направления, но на различных расстояниях от наблюдателя.

Однако, мы не знаем значений меры эмиссии ионизованного газа, расположенного между наблюдателем и пульсаром, поскольку определяемая из наблюдений теплового излучения фона Галактики мера эмиссии обусловлена вкладом всего столба электронов, простирающегося от наблюдателя до края Галактики.

В настоящей работе разрабатывается методика определения меры эмиссии ионизованного газа, расположенного между наблюдателем и

пульсаром, т.е. того же самого газа, который определяет и меру дисперсии пульсара.

Идея метода заключается в следующем. Известно, что межзвездное рассеяние приводит к увеличению видимых угловых размеров компактных радиоисточников, мерцаниям и уширениям импульсов пульсаров. Известно также, что угол межзвездного рассеяния ( $\theta_p$ ) коррелирует с мерой эмиссии галактического фона [3]. Поскольку параметры рассеяния излучения пульсаров – уширение импульсов ( $\tau$ ) и радиус частотной корреляции ( $f_v$ ) – связаны с углом рассеяния ( $\tau \propto \theta_p^2$ ,  $f_v \propto 1/\theta_p^2$ ), то можно ожидать, что существует корреляция  $\tau$  и  $f_v$  с мерой эмиссии фона для тех пульсаров, в направлениях которых вклад в EM,  $\tau$  и  $f_v$  дают одни и те же электроны. Это должно наблюдаться для тех пульсаров, которые либо расположены на периферии Галактики, либо, если и погружены в межзвездную среду, то для них основной вклад в меру эмиссии фона дают те же самые электроны, что и в мере дисперсии пульсара (например, если на луче зрения к пульсару расположена зона НП, определяющая основной вклад в EM и  $\tau$  в данном направлении).

Используя зависимость  $\tau(EM)$  для далеких пульсаров можно определять значения EM для пульсаров, расположенных на любых расстояниях от наблюдателя, если для них измерены значения  $\tau$ .

Для построения зависимости параметров рассеяния излучения пульсаров от меры эмиссии галактического фона использованы измерения  $\tau$  и  $f_v$ , разных авторов на различных частотах, приведенные

в [4 - 7] и цитируемой в этих работах литературе. Данные о  $\tau$  и  $f_v$ , приведены, как это сделано в [4], к  $\tau_{300} = \tau$  ( $v = 300$  МГц), используя соотношение  $2\pi f_v \tau = 1.5$  [6] и  $\tau \propto v^{-4.4}$  [5]. Частота 300 МГц выбрана по той причине, что большинство измерений  $f_v$  и  $\tau$  сделано на частотах 160, 320 и 408 МГц [4], кроме измерений параметров рассеяния нескольких десятков пульсаров с большими мерами дисперсии, которые сделаны на частотах  $\geq 600$  МГц [8].

Значения меры эмиссии галактического фона в направлениях пульсаров взяты из [1, 9] или получены по данным измерений теплового излучения фона Галактики в радиоконтиниуме на частотах 2.7, 5 и 10 ГГц [10 - 18], в оптическом (в линии  $H_\alpha$ ) [19] и инфракрасном [20 - 21] диапазонах волн. Методика определения меры эмиссии по этим данным изложена в [3] и цитируемой в этой работе литературе.

Выделение тепловой составляющей яркостной температуры фона ( $T_x$ ) в радиоконтиниуме на частотах 2.7, 5 и 10 ГГц проводилось путем вычитания из наблюдаемого значения  $T_x$  нетепловой составляющей, которая определялась по спектру нетеплового излучения в данном направлении на пульсар. Спектральный индекс ( $\beta$ ) нетеплового спектра определялся на той же долготе, что и пульсар, но на более высокой широте (например, если широта пульсара  $|b| = 0^\circ - 1^\circ$ , то широта, где определялось значение  $\beta$  равнялась  $1.5^\circ - 2^\circ$ ). Значение  $\beta$  в зависимости от долготы изменялось в пределах 2.9 - 3.1 ( $T_x \propto v^{-\beta}$ ).

Широта, на которой определялось значение  $\beta$  определялась по отсутствию теплового излучения в инфракрасном диапазоне [20, 21] или по большому значению  $\beta$ , равному 2.9 - 3.1.

Общий спектр фона (нетепловой плюс тепловой) строился по данным на частотах 408 МГц [22], 2.7 ГГц [12, 15 - 18], 5 ГГц [10, 13, 14] и 10 ГГц [11]. Нетепловой спектр строился по данным на частоте 408 МГц [22] и спектральному индексу  $\beta$ , измеренному на более высокой, чем пульсар широте. При этом предполагалось, что спектральный индекс  $\beta$  одинаков на данной долготе на всех широтах от  $0^\circ$  до  $|b| = 1.5^\circ - 3^\circ$ . Правильность такой методики определения тепловой составляющей фона проверялась по данным в инфракрасном диапазоне [20, 21] и данным измерений интенсивности фона в рекомбинационной линии водорода  $H166\alpha$  [23, 24].

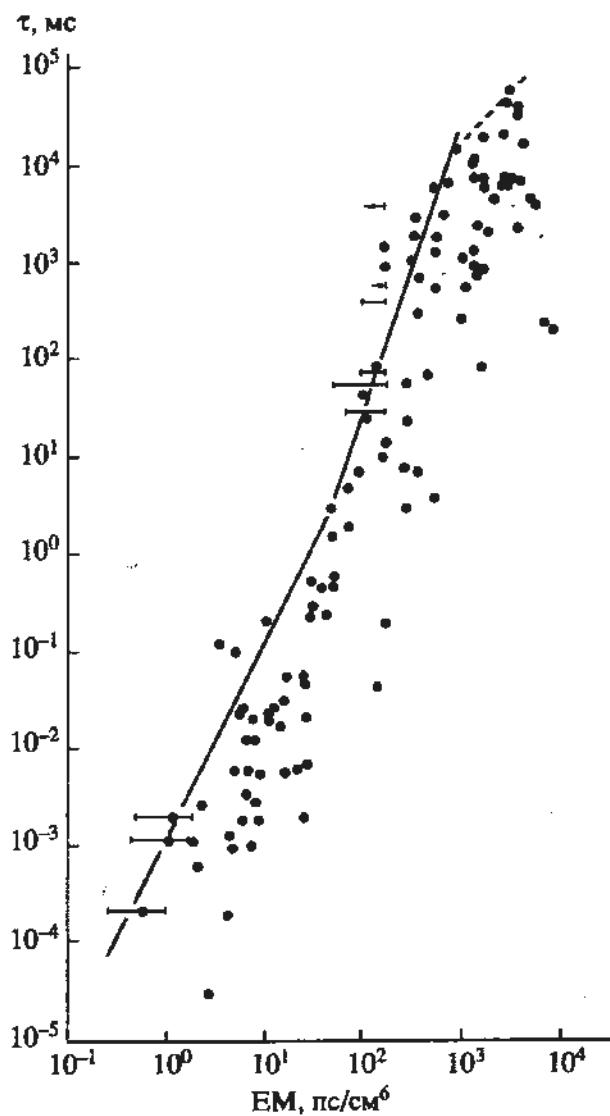
Полученная зависимость величины уширения импульсов пульсаров на частоте 300 МГц от меры эмиссии фона приведена на рисунке.

Как видно из рисунка, одному и тому же значению меры эмиссии соответствует несколько значений  $\tau_{300}$ , принадлежащих пульсарам, расположенным на различных расстояниях от наблюдателя. Наибольший интерес для данного значения

$\tau_{300}$  представляет максимальное значение  $\tau_{300,\max}$ . Предполагается, что вклад в него дают те же самые области ионизованного газа, что и в ЕМ для данного направления. Верхняя огибающая точек на рисунке проведена именно по значениям  $\tau_{300,\max}$  для соответствующих значений ЕМ в данном направлении.

Для простоты записи в дальнейшем вместо  $\tau_{300,\max}$  будем употреблять обозначение  $\tau_m$ .

Из рисунка видно, что при значениях  $\tau_m > 10^4$  мс и ЕМ  $> 1000$  пс/см<sup>6</sup> зависимость  $\tau_m(\text{EM})$  заметно уплощается. Вполне вероятно, что это "насыщение" происходит из-за эффекта селекции, связанного с тем, что мы не видим пульсары с большими значениями  $\tau$  из-за чрезмерного уширения импульсов благодаря межзвездному рассеянию [26]. Те шесть пульсаров со значениями  $\tau \approx 10^4 - 6 \times 10^4$  мс и мерой эмиссии фона ЕМ  $> 1000$  пс/см<sup>6</sup> в



Зависимость величины уширения импульсов пульсаров на частоте 300 МГц ( $\tau$ ) от меры эмиссии галактического фона в направлениях на пульсары (EM). В направлениях некоторых пульсаров приведены ошибки EM.

направлениях на них, по-видимому, расположены где-то посередине между наблюдателем и краем Галактики (за край Галактики берется самый далекий спиральный рукав в направлении на пульсар). Согласно [6] пять из шести пульсаров расположены на расстояниях от 6.3 до 9.7 кпс, а расстояние до самого внешнего рукава в направлениях на них в 2 - 3 раза больше [25]. Переход на более высокие частоты вряд ли поможет обнаружить много пульсаров с большими значениями уширения импульсов и мер дисперсии. Это связано с тем, что такие пульсары расположены вблизи плоскости Галактики, где доля теплового фона значительна и поэтому спектр галактического излучения чаще положе, чем спектр пульсара, особенно если учесть, что у значительного числа пульсаров есть излом спектра на высоких частотах [29]. Уплощение зависимости  $\tau_m(E)$  для  $E \gg 1000$  пс/см<sup>6</sup> можно объяснить также тем, что эти пульсары находятся в НП-областях или непосредственно за ними. В этом случае для описания эффекта рассеяния пульсара используется модель тонкого экрана (27).

$$\tau = \frac{(L-r)r}{2cL} \theta_p^2, \quad (1)$$

где  $L$  и  $r$  - расстояния от пульсара до наблюдателя и экрана, соответственно, а  $c$  - скорость света. Поскольку пульсар находится вблизи экрана, то  $r \ll L$  и поэтому

$$\tau = \frac{r}{2c} \theta_p^2. \quad (2)$$

Так как  $r$  на 1 - 2 порядка меньше  $L$ , то значения  $\tau$  намного меньше, чем если бы экран был на половине пути между пульсаром и наблюдателем, когда  $r = L/2$ , а

$$\tau = \frac{L}{8c} \theta_p^2. \quad (3)$$

Точно такая же ситуация наблюдается, когда область НП находится вблизи наблюдателя, а пульсар расположен на очень далеком расстоянии от нее, т.е.  $L-r \ll L$ . Из шести пульсаров, использованных для построения зависимости  $\tau_m(E)$ , к трем луч зрения проходит через ОВ-ассоциации: пульсар PSR 1758-23 ( $L = 13.6$  кпс [6] виден сквозь Sgr OB1 ( $d = 1.6$  кпс), пульсары 1815-14 ( $L = 8.14$  кпс [6]) и 1817-13 ( $L = 9.7$  кпс [6]) видны сквозь Ser OB1 ( $d = 2.2$  кпс). Не исключено, что луч зрения на пульсар пересекает зону Стремгрена какой-нибудь ОВ-звезды данной ОВ-ассоциации, а поскольку пульсары расположены много дальше, чем эти ОВ-ассоциации, то согласно формуле (1) у таких пульсаров занижены значения  $\tau$  из-за того, что при  $L-r \ll L$  из (1) имеем

$$\tau = \frac{(L-r)}{2c} \theta_p^2. \quad (4)$$

В верхней левой части рисунка обращают на себя внимание данные для пяти пульсаров с большими значениями  $\tau$  при малых  $E$ . Расчеты показали, что не могут быть такие большие значения  $\tau$  при таких малых значениях  $E$ . Поскольку эти пульсары расположены на широтах 1°6' - 3°5', то интенсивность фона в этих направлениях действительно мала ( $E = 100 - 200$  пс/см<sup>6</sup>) [20]. Можно предполагать, что большие значения  $\tau = 400 - 3500$  мс обусловлены тем, что либо эти пульсары расположены в компактных НП-областях, либо на луче зрения к пульсарам расположены зоны НП, тем более, что пульсар 1630-44 наблюдается сквозь зону Стремгрена звезды μNor, а в направлениях пульсаров 1817-18, 1323-58, 1303-66 расположены ОВ-ассоциации Set OB1 и Cen OB1.

Поскольку значения  $E$  в направлениях этих пульсаров получены из данных, слаженных диаграммой направленности 0°8' [20], то наличие компактных (размером в несколько угловых минут зон НП на луче зрения к пульсарам (или расположение пульсаров внутри таких зон НП) приведет к исчезновению корреляции между  $\tau_m$  и  $E$ .

Как видно из рисунка, верхняя огибающая точек зависимости значений уширения импульсов пульсаров от меры эмиссии фона  $\tau_m(E)$  может быть аппроксимирована следующей кусочно-степенной функцией:

$$\tau_m \approx 10^{-2} \left( \frac{EM}{2.8} \right)^2 \text{ мс для } EM \leq 50 \text{ пс/см}^6 \quad (5)$$

и

$$\tau_m \approx 10^3 \left( \frac{EM}{300} \right)^3 \text{ мс для } EM > 100 \text{ пс/см}^6. \quad (6)$$

Поскольку уширение импульсов пульсаров тесно связано с углом рассеяния и геометрией среды (протяженная среда между наблюдателем и пульсаром, слой конечной толщины или тонкий фазовый экран на произвольном расстоянии между наблюдателем и пульсаром), то анализ зависимости  $\tau_m(E)$  проведен совместно с анализом зависимости угла рассеяния от меры эмиссии  $\theta_p((EM)^{1/2})$ . Последняя зависимость получена автором в работе [3]. После опубликования этой работы появились новые измерения углов рассеяния [28], поэтому зависимость  $\theta_p((EM)^{1/2})$  после небольшой коррекции может быть аналитически представлена для частоты 100 МГц в виде

$$\theta_p(v = 100 \text{ МГц}) = 0.1 \frac{(EM)^{1/2}}{4} \text{ угл. сек} \quad (7)$$

для значения  $EM \leq 50$  пс/см<sup>6</sup> и

$$\theta_p(v = 100 \text{ МГц}) = 1 \left( \frac{(EM)^{1/2}}{16} \right)^3 \text{ угл. сек} \quad (8)$$

для  $EM > 100$  пс/см<sup>6</sup>.

Анализ показал, что значения  $E \leq 50$  пс/см<sup>6</sup> относятся к областям ионизованного газа вне рукавов Галактики (между рукавами и на высоких галактических широтах), а значения  $EM > 100$  пс/см<sup>6</sup>, — к рукавам и зонам НП [2].

Для значений  $EM \leq 50$  пс/см<sup>6</sup> поведение зависимости  $\tau_m(EM) \propto EM^2$  хорошо согласуется с теорией. Действительно, межзвездную среду вне рукавов в стороне от зон НП можно считать статистически однородной. В этом случае  $\tau \propto z\theta_p^2$  [27], где  $z$  — толщина слоя ионизованного газа в направлении на пульсар, а  $\theta_p$  — угол рассеяния, обусловленный этим газом.

Существование корреляции между  $\tau_m$  и  $EM$ , а также между  $\theta_p$  и  $EM$  [3] свидетельствует о связи средних характеристик ионизованного газа МЗС с параметрами неоднородностей, ответственных за рассеяние, т.е.  $\langle \Delta N_e^2 \rangle = A \langle N_e^2 \rangle$  ( $A \leq 1$ ), где  $\langle N_e^2 \rangle$  и  $\langle \Delta N_e^2 \rangle$  — соответственно средний квадрат электронной концентрации и средний квадрат флуктуаций электронной концентрации. Поскольку

$\theta_p^2 \propto \frac{\langle \Delta N_e^2 \rangle z}{a}$  [27], где  $a$  — характерный размер флуктуаций электронной концентрации, то

$$\theta_p^2 \propto \frac{A \langle N_e^2 \rangle z}{a} = \frac{A}{a} EM,$$

где  $EM = \langle N_e^2 \rangle z$  — мера эмиссии того же самого газа, который является ответственным за рассеяние ( $\theta_p$ ) и уширение импульсов пульсаров ( $\tau$ ). Аналогично для  $\tau_m$  имеем

$$\tau_m \propto z\theta_p^2 \propto z \frac{A}{a} EM.$$

Поскольку для значений  $EM \leq 50$  пс/см<sup>6</sup> наблюдения дают  $\theta_p^2 \propto EM$  (см. (7) и [3]), а  $\tau_m \propto EM^2$  (рисунок), то из этих двух зависимостей вытекает, что

выражение  $\frac{A}{a} \langle N_e^2 \rangle$  мало меняется в зависимости от направления в Галактике и расстояния от наблюдателя. Поэтому наблюдаемые зависимости  $\theta_p^2 \propto EM$  и  $\tau_m \propto EM^2$  означают на самом деле зависимость от расстояния:

$$\theta_p^2 \propto \text{const} z,$$

$$\tau_m \propto \text{const} z^2.$$

Действительности, судя по разбросу данных на зависимостях (5) и (7) (см. [3] и рисунок), величина  $\langle N_e^2 \rangle$  не является константой, но ее изменения малы и не искажают зависимости (5) и (7).

Иная картина наблюдается для газа рукавов и зон НП. В этом случае среду нельзя считать статистически однородной, поскольку между наблюдателем и ближайшими рукавами (кроме местного рукава), между наблюдателем и зонами НП находится диффузный газ, о котором говорилось выше. Параметры этого газа отличаются от параметров газа областей НП, расположенных, в основном, в рукавах. По данным автора вне рукавов электронная концентрация равна  $0.05 - 0.3$  см<sup>-3</sup>, размер областей, занимаемых этим газом, составляет  $300 - 600$  пс, коэффициент заполнения  $0.1 - 0.5$  [2]. В то же время диффузный газ спиральных рукавов имеет электронную концентрацию  $0.5 - 5$  см<sup>-3</sup>, общую протяженность по лучу зрения  $40 - 150$  пс и фактор заполнения  $0.01 - 0.1$  [2]. Шкала высот газа ( $h_e$ ) в спиральных рукавах, определенная автором по широтной зависимости угла рассеяния, увеличивается с расстоянием ( $R$ ) от центра Галактики. Для рукава Щита ( $R = 5$  кпс)  $h_e = 80$  пс, для рукава Стрельца ( $R = 7 - 8$  кпс)  $h_e = 150$  пс, для рукава Персея ( $R = 10$  кпс)  $h_e = 250$  пс. Для газа вне рукавов оценки автора дают  $h_e = 800$  пс. Как видно из этих данных, для газа вне рукавов размеры областей, занимаемые ионизированным газом, который определяет меру дисперсии близких пульсаров ( $DM \leq 30$  пс/см<sup>3</sup>) и меру эмиссии  $EM < 50$  пс/см<sup>3</sup>, соизмеримы с расстояниями до пульсаров. Поэтому для этого газа можно принять модель протяженной статистически однородной среды, для которой  $\theta_p^2 \propto EM$  и  $\tau_m \propto EM^2 \propto z^2$ . По мнению автора диффузная среда в спиральных рукавах представляет собой слившиеся старые превращавшиеся области НП [2]. И хотя они образуют диффузный фон, в который погружены яркие, наблюдаемые каждая в отдельном рукаве, области НП, этот фон резко отличается по своим свойствам от диффузного газа вне рукавов, параметры которого были приведены выше. Кроме электронной концентрации, суммарного размера по лучу зрения, фактора заполнения и шкалы высот, диффузный газ в рукавах резко проявляет себя в зависимостях  $\theta_p^2 \propto EM^3$  и  $\tau_m \propto EM^3$  и  $\tau \propto DM^4$  (см. зависимость  $\tau(DM)$  в [4], из которой мы определили для  $DM > 50$  пс/см<sup>3</sup>,  $\tau_{300} = 0.316 \left(\frac{DM}{100}\right)^4$  мс).

Поскольку области, занимаемые по лучу зрения этим газом, сравнимы с размерами зон Стремгрена для ОВ-звезд [2], т.е. почти на  $1.5 - 2$  порядка меньше расстояний до пульсаров, излучение которых проходит через этот газ, то для описания эффектов рассеяния в этом газе можно использовать модель тонкого фазового экрана. В связи с этим в формулах для угла рассеяния ( $\theta_p$ ) и уширения импульсов пульсаров ( $\tau$ ) вместо толщины

слоя  $z$  будет фигурировать расстояние до пульсара ( $L$ ) и толщина экрана  $\Delta L$  [27]:

$$\theta_p^2 \propto \frac{\langle \Delta N_e^2 \rangle \Delta L}{a} = \frac{A \langle N_e^2 \rangle \Delta L}{a} = \frac{A}{a} EM, \quad (9)$$

$$\tau_m \propto L \theta_p^2 = L \frac{A}{a} EM. \quad (10)$$

Из этих формул видно, что угол рассеяния не зависит от расстояния вообще, а значение уширения импульса пропорционально расстоянию. Однако, анализ расстояний до пульсаров [6] показывает, что в то время как расстояния до пульсаров изменяются в 3 - 5 раз, уширение импульсов изменяются на 6 порядков. Таким образом, зависимости  $\theta_p^2 \propto EM^3$  и  $\tau_m \propto EM^3$  определяются не расстояниями до пульсаров, и не электронной концентрацией (она входит в выражение для  $\theta_p^2$ ,  $\tau_m$  (9, 10) и EM в одинаковой степени ( $\langle N_e^2 \rangle$ ), а изменением параметров  $A$  и  $a$ . Существующая теория рассеяния пока не может объяснить эти зависимости ((6) и (8)). Поскольку с увеличением меры эмиссии от 100 до 4000 пс/см<sup>6</sup> (рисунок) расстояния до пульсаров изменяются только в 3 - 5 раз, то увеличение EM обусловлено увеличением  $\langle N_e^2 \rangle$ . Это означает переход к более плотным областям ионизованного газа, а значит и более компактным областям, если эти области - зоны Стремгrena. Поэтому резкое увеличение  $\tau_m$  с ростом EM означает, вероятно, зависимость величин  $A$  и  $a$  в формулах (9) и (10) от концентрации ( $A \propto N_e^k$  ( $k > 1$ ),  $a \propto N_e^{-m}$  ( $m > 1$ )).

Таким образом, анализ зависимостей  $\tau(EM)$  и  $\theta_p(EM^{1/2})$  могут пролить свет на природу механизма образования неоднородностей межзвездной плазмы. Кроме того, эти зависимости имеют и практическое значение. Их можно использовать для исследования распределения ионизованного газа в Галактике [2] и оценок расстояний до пульсаров.

Последнее рассмотрим подробнее. Для тех направлений в Галактике, где нет наблюдаемых областей III можно предположить, что среда является статистически однородной. В этом случае с помощью зависимости  $\tau(EM)$  по измеренным значениям  $\tau$  определяется значение меры эмиссии ионизированного газа, расположенного между наблюдателем и пульсаром ( $EM_{PSR}$ ). Зная значение меры эмиссии фона в направлении на пульсар ( $EM$ ), определяемое всем столбом газа от наблюдателя до края Галактики, и размер Галактики в данном направлении ( $R$ ) и предполагая, что статистические свойства среды одинаковы на всем протяжении от наблюдателя до края Галактики, можно определить расстояние до пульсара ( $L$ ) из

отношения  $\frac{EM}{EM_{PSR}} = R/L$ . Используя данные о  $L$ ,  $E_{PSR}$  и мере дисперсии пульсара (DM), можно определить электронную концентрацию ( $N_e$ ), протяженность области ( $l_e$ ) в направлении на пульсар с данной электронной концентрацией и фактор заполнения ( $f_e$ ) для электронов с концентрацией  $N_e$  [1, 2]:

$$N_e = EM_{PSR}/DM,$$

$$l_e = DM^2/EM_{PSR},$$

$$f_e = \langle N_e \rangle / N_e,$$

где  $\langle N_e \rangle = DM/L$ .

В том случае, когда среда не является статистически однородной, задача определения вышеуказанных данных параметров газа усложняется. Например, если пульсар находится высоко над плоскостью Галактики, нужно задать закон изменения концентрации с расстоянием от плоскости. Если луч зрения пересекает рукава, то следует знать шкалы высот газа в рукавах и вне рукавов и закон изменения электронной концентрации с расстоянием от плоскости и от центра Галактики. Подробнее эти вопросы будут рассмотрены в отдельной работе.

Автор выражает благодарность В.И. Шишову за внимание к работе и полезные замечания. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-2976).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reynolds R.J. // *Astrophys. J.* 1977. V. 216. P. 433.
2. Пынзарь А.В. // Астрон. журн. 1993. Т. 70. С. 480.
3. Пынзарь А.В. // Письма в "Астроном. журн.". 1991. Т. 17. С. 249.
4. Alurkar S.K., Slee O.B., Bobra A.D. // *Austral. J. Phys.* 1986. V. 39. P. 433.
5. Cordes J.M., Weisberg J.M., Borlauff V. // *Astrophys. J.* 1985. V. 288. P. 221.
6. Taylor J.H., Manchester R.N., Lyne A.G. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1993. V. 88. P. 529.
7. Пынзарь А.В., Шишов В.И. // Астрон. журн. 1980. Т. 57. С. 1187.
8. Clifton T.R., Lyne A.G., Jones F.W. et al. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1992. V. 254. P. 177.
9. Reynolds R.J., Roesler F.L., Scherb F. // *Astrophys. J.* 1974. V. 192. P. L53.
10. Altenhoff W.J., Downes D., Pauls T., Schraml J. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1978. V. 35. P. 23.
11. Handa T., Sofue Y., Nakai N. et al. // *Publ. Astron. Soc. Japan.* 1987. V. 39. P. 709.
12. Reich W., Furst E., Steffen P. et al. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1984. V. 58. P. 197.
13. Haynes R.F., Caswell J.L., Simons L.W. // *Austral. J. Phys. Astrophys. Suppl.* 1978. V. 45. P. 1.

14. Altenhoff W.J., Downes D., Goad L. et al. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1970. V. 1. P. 319.
15. Thomas B.M., Day G.A. // Austral. J. Phys. Astrophys. Suppl. 1969. № 11. P. 3.
16. Day G.A., Thomas B.M., Goss W.M. // Austral. J. Phys. Astrophys. Suppl. 1969. № 11. P. 11.
17. Thomas B.M., Day G.A. // Austral. J. Phys. Astrophys. Suppl. 1969. № 11. P. 19.
18. Beard M., Thomas B.M., Day G.A. // Austral. J. Phys. Astrophys. Suppl. 1969. № 11. P. 27.
19. Reynolds R.J. // Astrophys. J. 1984. V. 282. P. 191.
20. Broadbent A., Haslam C.G.T., Osborne J.L. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1989. V. 237. P. 381.
21. Haslam C.G., Osborne J.L. // Nature. 1987. V. 327. P. 211.
22. Haslam C.G.T., Salter C.J., Stoffel H., Wilson W.E. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1982. V. 47. P. 1.
23. Hart L., Pedlar A. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1976. V. 176. P. 547.
24. Lockman F.J. // Astrophys. J. 1976. V. 209. P. 429.
25. Georgelin Y.M., Georgelin Y.P. // Astron. and Astrophys. 1976. V. 49. P. 57.
26. Clifton T.R., Lyne A.G. // Nature. 1986. V. 320. P. 43.
27. Williamson I.P. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1972. V. 157. P. 55.
28. Fey A.L., Spangler S.R., Cordes J.M. // Astrophys. J. 1991. V. 372. P. 132.
29. Malofeev V.M., Gil J.A., Jessner A. et al. // Astron. and Astrophys. 1994. V. 285. P. 201.

## Correlation Between the Scattering Parameters for Pulsars and the Emission Measure of the Galactic Background

A. V. Pynzar<sup>\*</sup>

An empirical dependence of the broadening of pulsar pulses due to interstellar scattering ( $\tau$ ) on the emission measure of the galactic background (EM) is obtained. For diffuse gas outside the arms of the Galaxy and of HII regions,  $\tau \propto EM^2$ ; while for gas in the arms and in HII regions,  $\tau \propto EM^3$ . We suggest that the turbulence parameters in the rarified gas outside the spiral arms and HII regions change little with direction and distance in the Galaxy; therefore the dependence  $\tau \propto EM^2$  leads to the dependence  $\tau \propto z^2$ , where  $z$  is the extent of the medium from the observer to the pulsar. For the ionized gas in the arms and HII regions, the turbulence parameters depend strongly on the electron density in the gas and little on distance. The relationship  $\tau(EM)$  may be used to search for mechanisms for the generation of turbulency in the ionized gas, to study its parameters and distribution in the Galaxy, and also to estimate the distances to pulsars.

УДК 524.527.77

## О ПЕРЕМЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ВОДЯНОГО МАЗЕРА В S128

© 1995 г. И. И. Берулис\*, Е. Е. Лехт\*\*, Э. Мендоса-Торрес\*\*\*

\* Физический институт им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия

Технологический университет, Каунас, Литва

\*\* Астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

\*\*\* Институт астрофизики, оптики и электроники, Тонантицинтла, Мексика

Поступила в редакцию 29.07.94 г.

Представлен каталог спектров мазерного излучения  $H_2O$ -источника S128, полученных в период 1981 - 1994 гг. Наблюдения выполнены на радиотелескопе РТ-22 Радиоастрономической станции Физического института им. П.Н. Лебедева в Пущино. Найдены два компонента переменности полного потока: долгопериодический и вспышечный. Обнаружена антикорреляция полных потоков между двумя частями спектра, разделенных скоростью  $-73$  км/с. Скорости этих участков спектра соответствуют скоростям двух, по-видимому, сталкивающихся облаков. Обсуждаются возможные причины эволюции полного потока, средневзвешенной лучевой скорости и основных параметров отдельных эмиссионных пиков.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Имеющиеся в настоящее время результаты многолетних регулярных наблюдений мазерных источников в линии 1.35 см, связанных с областями активного звездообразования, позволяют перейти на качественно иную ступень исследования процессов, происходящих на ранней стадии звездообразования. Для ряда мазерных источников найден циклический характер переменности излучения  $H_2O$  [1]. Характерные времена повторяемости активных фаз составляют 4 - 10 лет [2, 3], что хорошо согласуется с теоретическими исследованиями Иорке и Крюгеля [4] и Гарлика [5].

Согласно современным представлениям, причиной переменности мазерного излучения могут быть изменения светимости центральной звезды вследствие нестационарной акреции вещества на нее. При интерпретации результатов наблюдений также важно знать, может ли сама акреция как-то влиять на мазерные конденсации, изменения в них условия для накачки мазера  $H_2O$  или какие-либо физические параметры самой среды в конденсациях? Эти проблемы рассмотрены, например, в работе Лехта [6].

Мазерное излучение  $H_2O$  в направлении S128 связано со сложной областью, где идет процесс звездообразования. В S128 обнаружено два близких мазерных источника [7, 8]. Расположены они севернее очень компактной ( $\sim 3''$ ) области НП (S128N) на  $\sim 12''$ . К югу на  $60''$  от S128N находится более протяженная НП-область S128. Обе области НП и мазеры  $H_2O$  расположены между двумя облаками СО с лучевыми скоростями  $-74$  и  $-72.8$  км/с вдоль границы их раздела. Кроме того, мазерные источники, по всей вероятности, располага-

ются далеко от ионизационного фронта. Облачо  $-74$  км/с имеет большой градиент лучевой скорости. Очень сложная картина распределения СО в этой области звездообразования допускает другое предположение: возможно, имеет место прямое столкновение двух облаков, имеющих лучевые скорости  $-74$  и  $-71.5$  км/с [8]. Это взаимодействие облаков могло положить начало процессу звездообразования в S128.

В настоящей работе мы изучали эволюцию мазерного излучения  $H_2O$  на протяжении длительного времени и попытались связать ее с процессом звездообразования в сложной области S128. Наблюдения проводились в направлении  $\alpha_{1950} = 21^h30^m37^s$  и  $\delta_{1950} = 55^\circ40'36''$ , т.е., согласно Хашкиу и Хоу [8], принимаемое нами излучение было суперпозицией обоих мазерных источников  $H_2O$ , находящихся вблизи компактной области НП.

### 2. НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения на волне 1.35 см были выполнены на 22-м радиотелескопе Радиоастрономической станции Физического института им. П.Н. Лебедева в Пущино (Россия) в период 1981 - 1994 гг. Использовался мазерный усилитель бегущей волны. Шумовая температура системы была около 200 К. Ширина диаграммы направленности 22-м антенны на 22 ГГц составляет  $2.6'$ . Наблюдения проводились методом "наведение-наведение" с использованием симметричной диаграммной модуляции, при этом антenna наводилась на источник сначала одним рупором, а затем другим. В первой стадии наблюдений включался калибраторский сигнал от шумового генератора. В качестве первого гетеродина использовался клистронный

генератор, стабилизированный системой фазовой автоподстройки частоты. Первичным стандартом частоты служил кварцевый синтезатор частоты.

Анализ сигнала осуществлялся с помощью 96-канального анализатора спектра фильтрового типа со спектральным разрешением 7.5 кГц, или 0.101 км/с по лучевой скорости. Достаточная полоса анализа (около 20 км/с) обеспечивалась в два этапа путем перестройки первого гетеродина. Время записи каждой спектограммы составляло 15 - 20 мин. Средний интервал между двумя последовательными сеансами наблюдений был около 1.5 мес. Наблюдения источника S128 проводились на достаточно близких позиционных углах, что позволило избежать заметных изменений угла между плоскостями поляризации облучателя антенны и излучения источника (в случае линейно поляризованного излучения).

Антennaя температура в 1 К для точечного источника с неполяризованным излучением соответствует плотности потока 25 Ян.

Обработка наблюдений выполнена в Национальном институте астрофизики, оптики и электроники (Тонантцинтла, Мексика).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Спектры мазерного излучения  $H_2O$  источника S128 представлены на рис. 1а - 1и). По форме спектра S128 напоминает источник ON1. Его спектр по характеру излучения, как и в случае ON1, можно разделить на две части:  $V_{LSR} < -73$  км/с и  $V_{LSR} > -73$  км/с. Лучевая скорость около -73 км/с отдает переменную часть спектра от достаточно стабильной части и совпадает с границей раздела двух облаков CO [8]. С другой стороны, согласно поляризации всех спектров (рис. 2) и среднему спектру (рис. 3), имеется другая возможность. Спектр можно разделить, например, на три части: -80 - -75.5, -75.5 - -73 и -73 - -69 км/с. Кроме того, в среднем спектре имеется также эмиссионная деталь на лучевой скорости -67.8 км/с с потоком 5 Ян. Так как эта деталь не видна на отдельных спектрах, появление ее на среднем спектре показывает, что существует стабильное, но достаточно слабое излучение на лучевой скорости -67.8 км/с.

Наш дальнейший анализ результатов наблюдений будет проведен для отдельных частей спектра и для всего спектра в целом.

#### Долгопериодический компонент

На рис. 4 нанесены кривые переменности полного потока. Переменность всего спектра  $H_2O$  (или S<sub>1</sub>) можно представить в виде суперпозиции двух компонентов: долгопериодического со

сложным характером переменности и вспышечного.

Долгопериодическая составляющая имеет два минимума с интервалом между ними ~7 лет и один достаточно четко выраженный максимум (1986 г.). Отношение потока в максимуме к потоку в минимуме составляет всего лишь 2.1, что сближает его с некоторыми более менее стабильными (по величине полного потока) источниками, например ON1 и G43.8-0.1 [2, 6]. Принимая во внимание средний спектр, кривую изменений полного потока можно также представить суперпозицией полных потоков трех частей спектра (рис. 4).

Для первой группы эмиссионных деталей ( $V_{LSR} < -75.5$  км/с) с 1981 до середины 1988 г. наблюдалась почти синусоидального вида вариации полного потока относительно уровня 200 Ян км/с. В дальнейшем значение полного потока медленно росло с ~20 до 130 Ян км/с. Во второй группе ( $-75.5 < V_{LSR} < -73$  км/с) изменения полного потока происходили достаточно плавно с характерным временным интервалом между максимумами и минимумами 5 - 6 лет. Для третьей группы ( $V_{LSR} > -73$  км/с) колебания полного потока происходили с более быстрым чередованием максимумов и минимумов. Отношение амплитуды в максимуме к минимуму составляло от двух до трех раз (рис. 4).

#### Вспышечный компонент

Вспышки в S128 имели очень нерегулярный характер. Серия из трех вспышек происходила в 1985 - 1987 гг. с интервалом между вспышками около года. Амплитуда каждой последующей вспышки уменьшалась. Самая сильная из них, и вообще самая сильная за все время с 1981 по 1994 г., была в октябре 1985 г. на  $V_{LSR} = -77.3$  км/с с потоком 1730 Ян. Две вспышки подряд произошли в период с конца 1992 г. по начало 1993 г. в другой части спектра, причем амплитуда второй, наоборот, была больше. Не исключено, что имела место и третья вспышка (основанием может служить достаточно большое значение потока в марте 1994 г.). Однако ввиду отсутствия наблюдений в интервале май 1993 - февраль 1994 г. можно сделать только предположение об этом, хотя аналогия возможна, с той лишь разницей, что амплитуда третьей вспышки в этой серии должна быть наибольшей.

#### Средневзвешенная лучевая скорость

Для исследования долгопериодических процессов, происходящих в источнике, удобно ввести средневзвешенную лучевую скорость, определяемую выражением

$$\bar{V}_0 = \sum F_i V_i dV / \sum F_i dV,$$

(a)

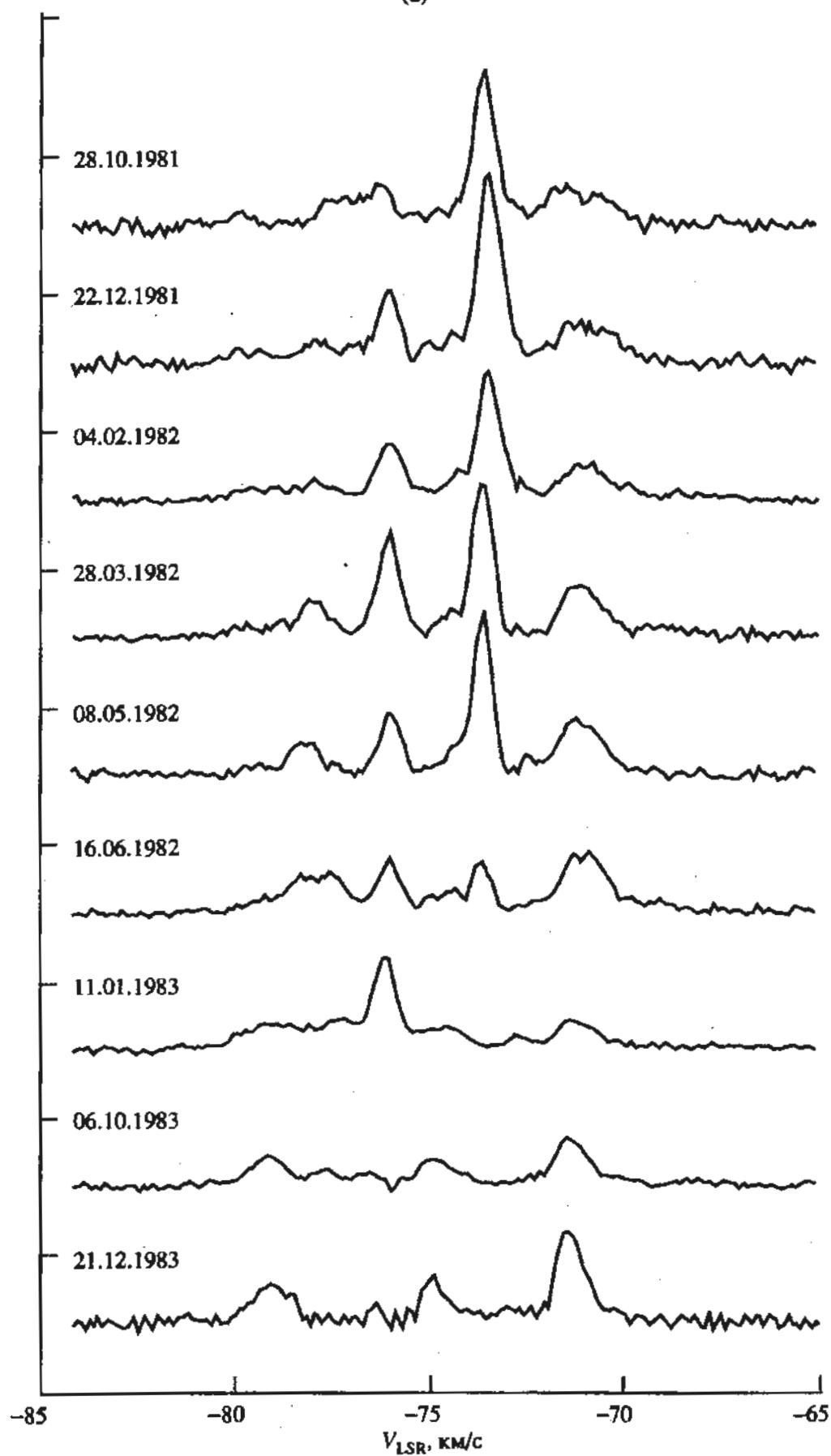


Рис. 1. Спектры мазерного излучения H<sub>2</sub>O источника S128. Одно деление по оси ординат на всех графиках соответствует 300 Ян.

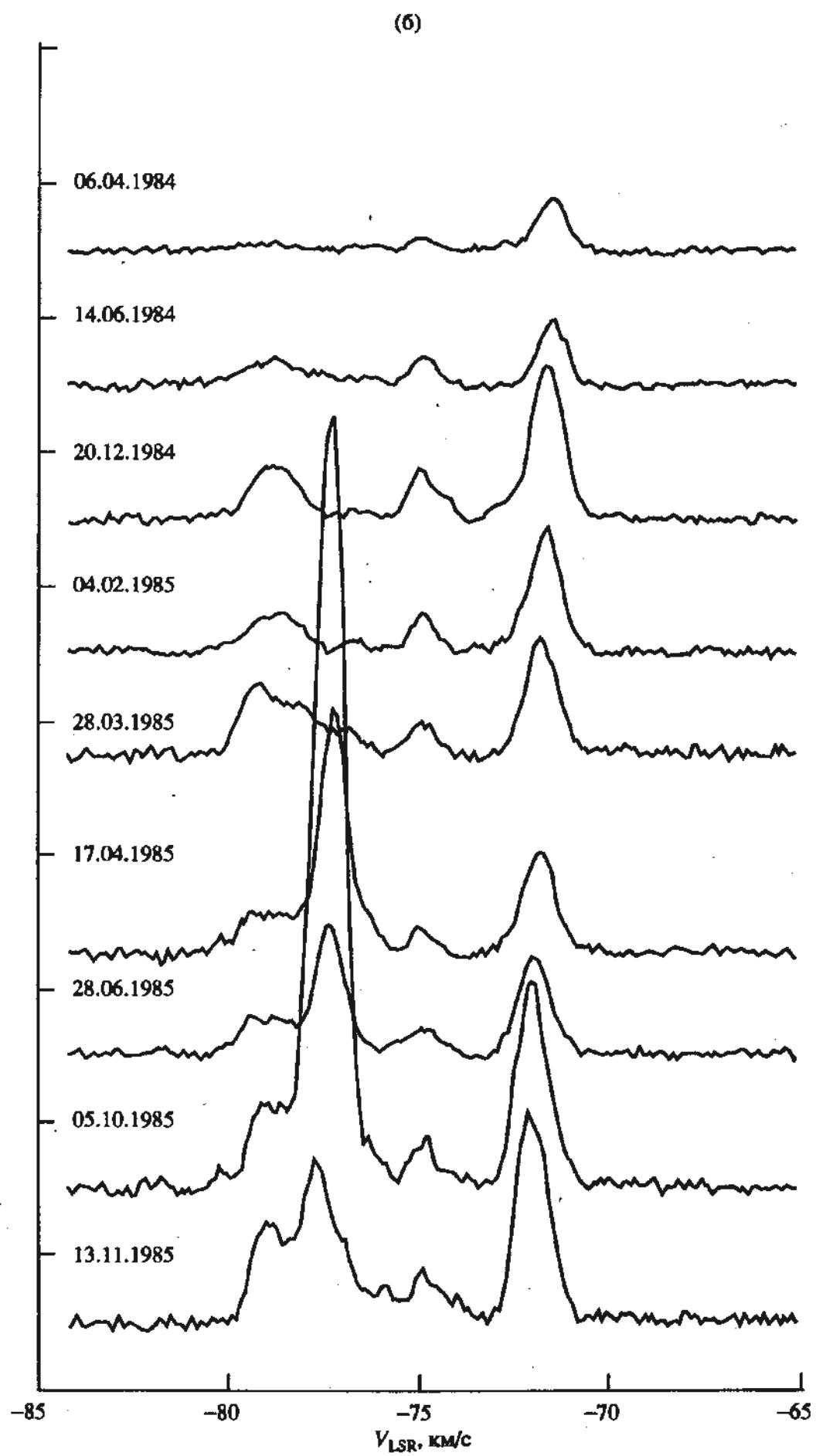


Рис. 1. Продолжение.

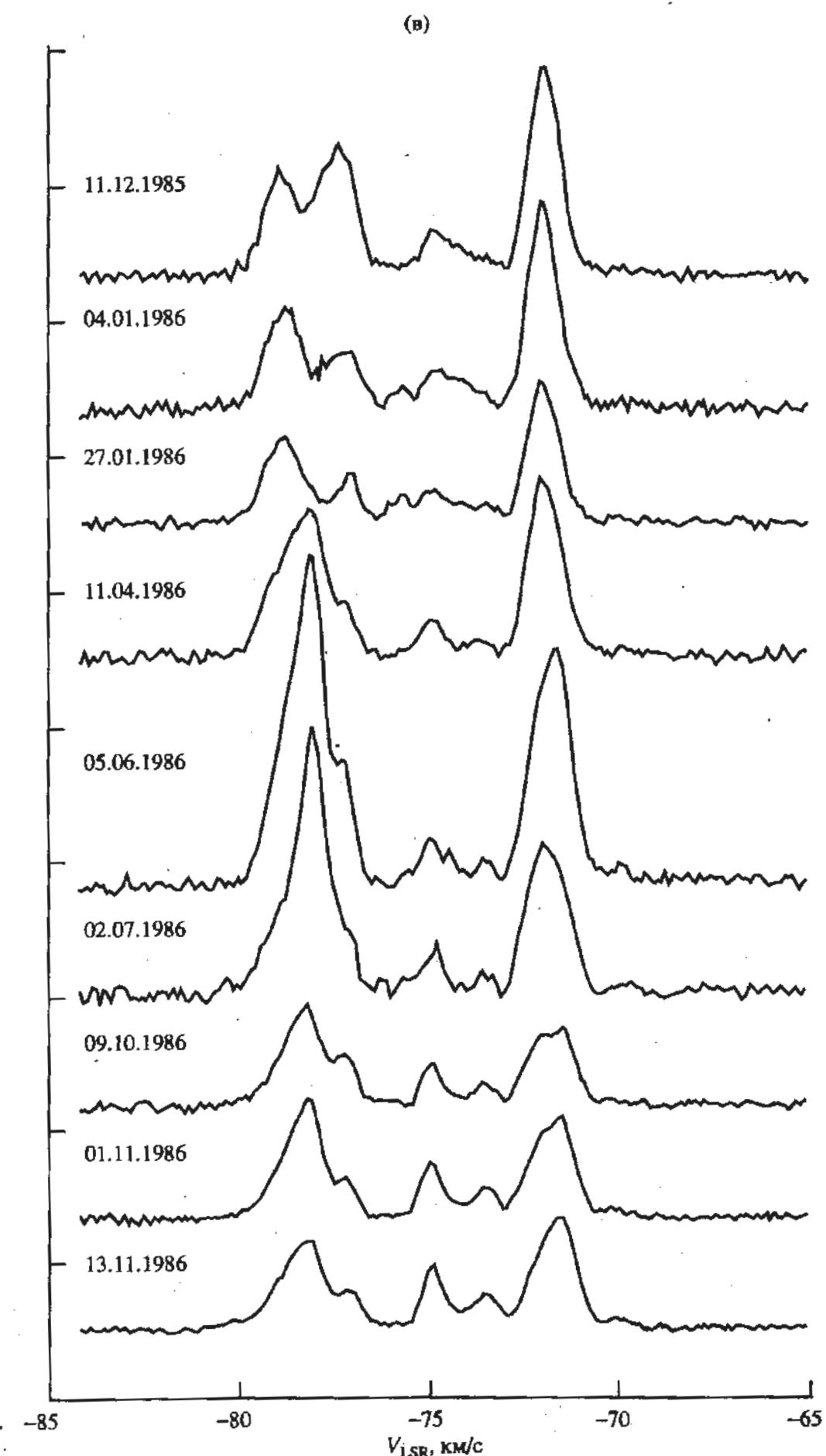


Рис. 1. Продолжение.

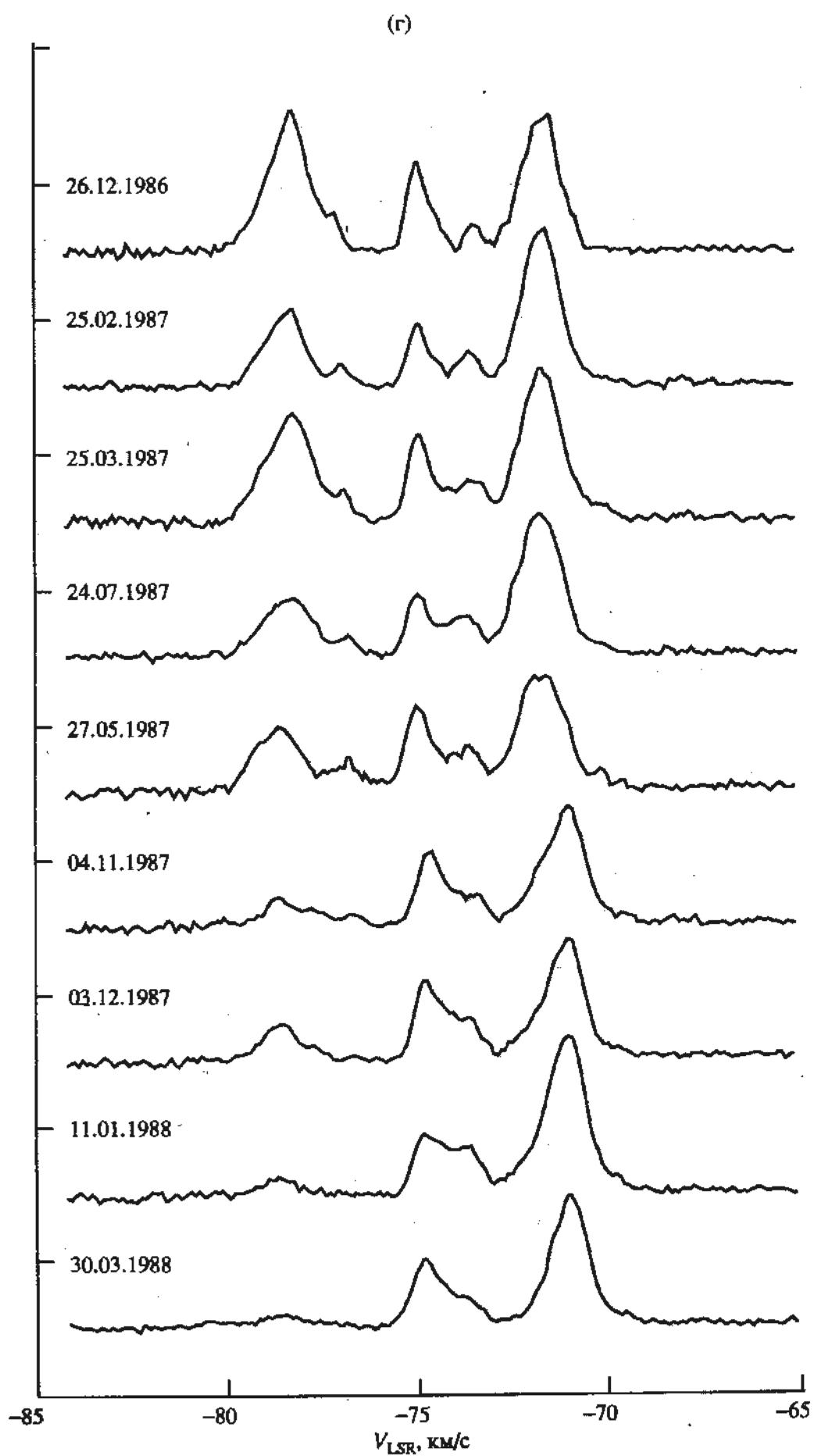


Рис. 1. Продолжение.

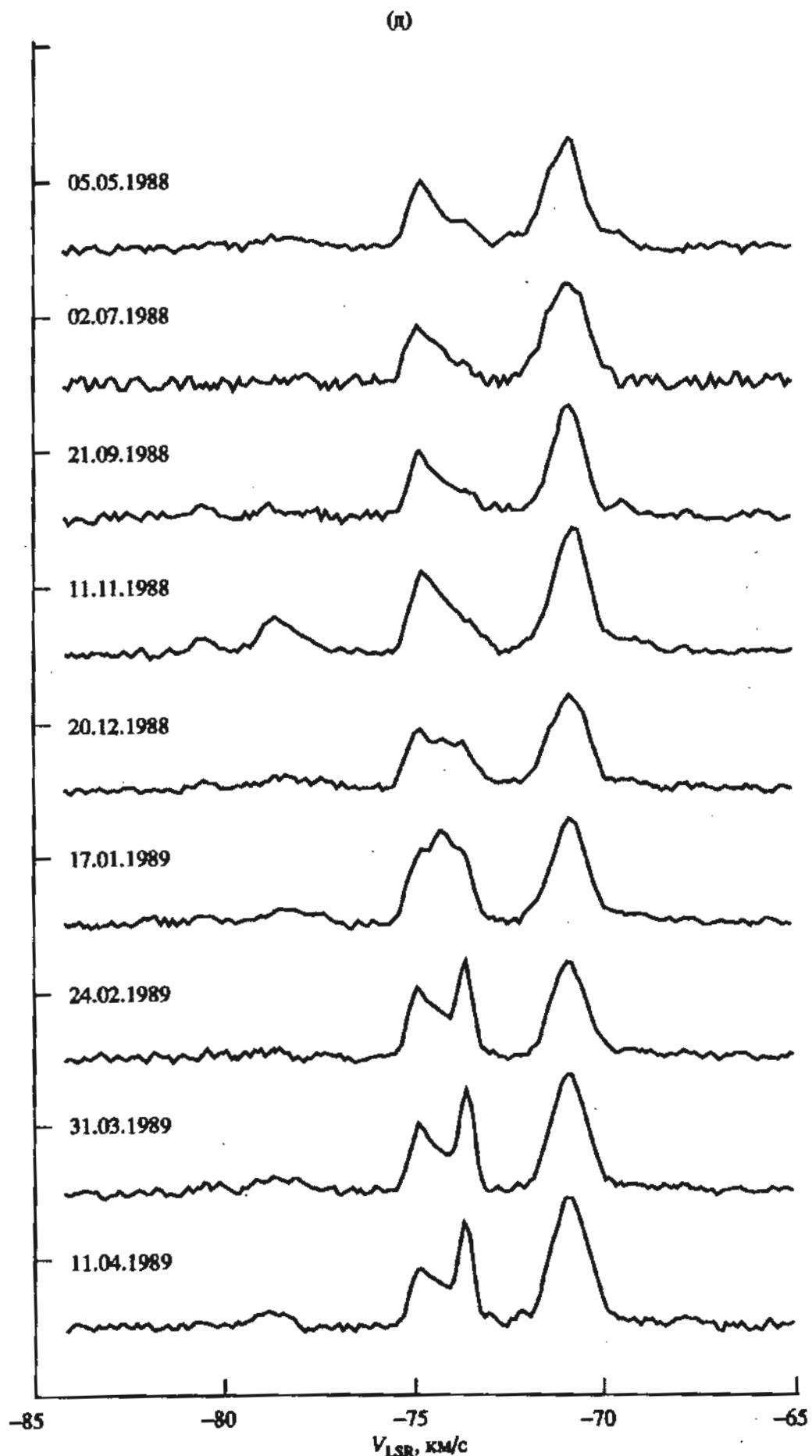


Рис. 1. Продолжение.

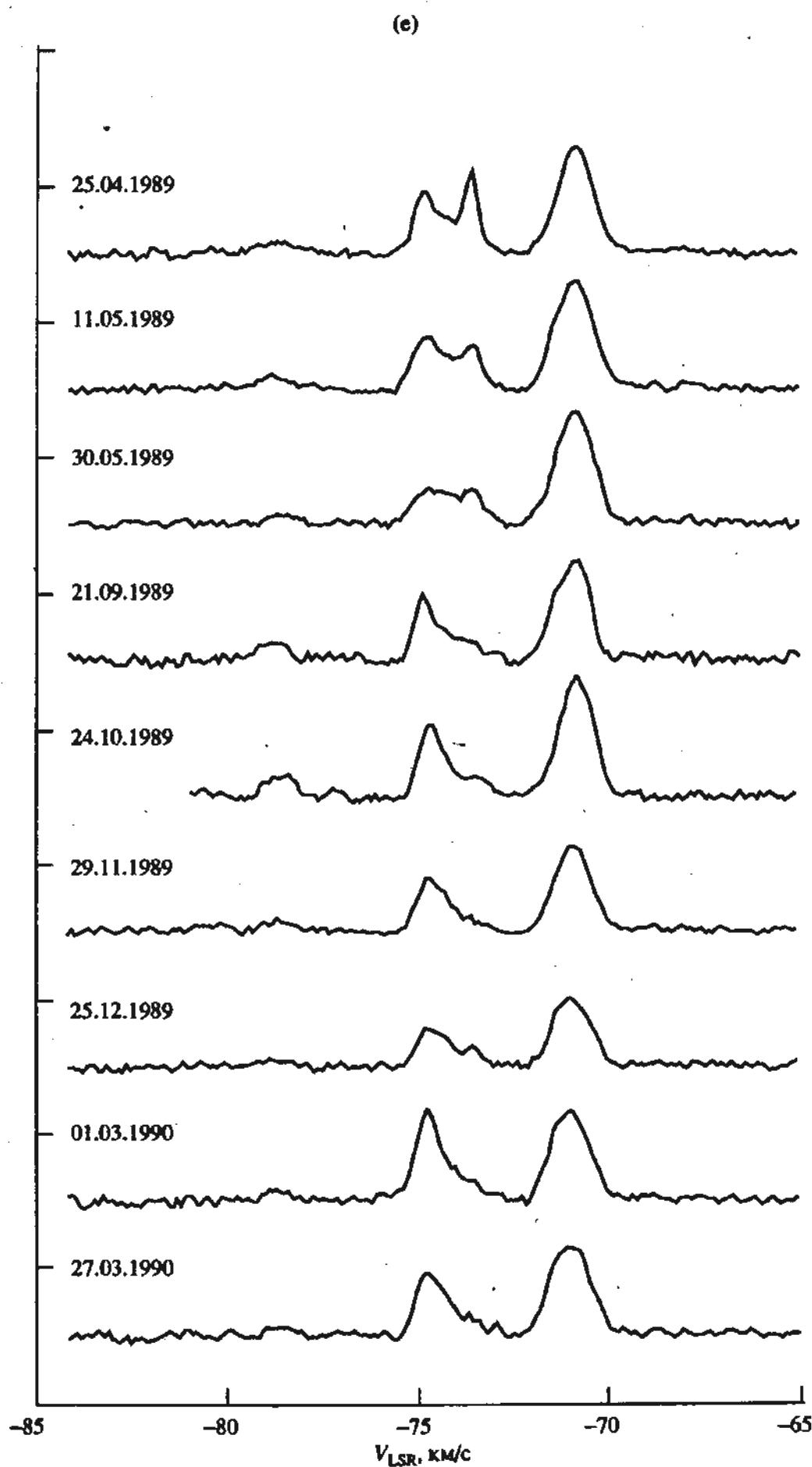


Рис. 1. Продолжение.

(ж)

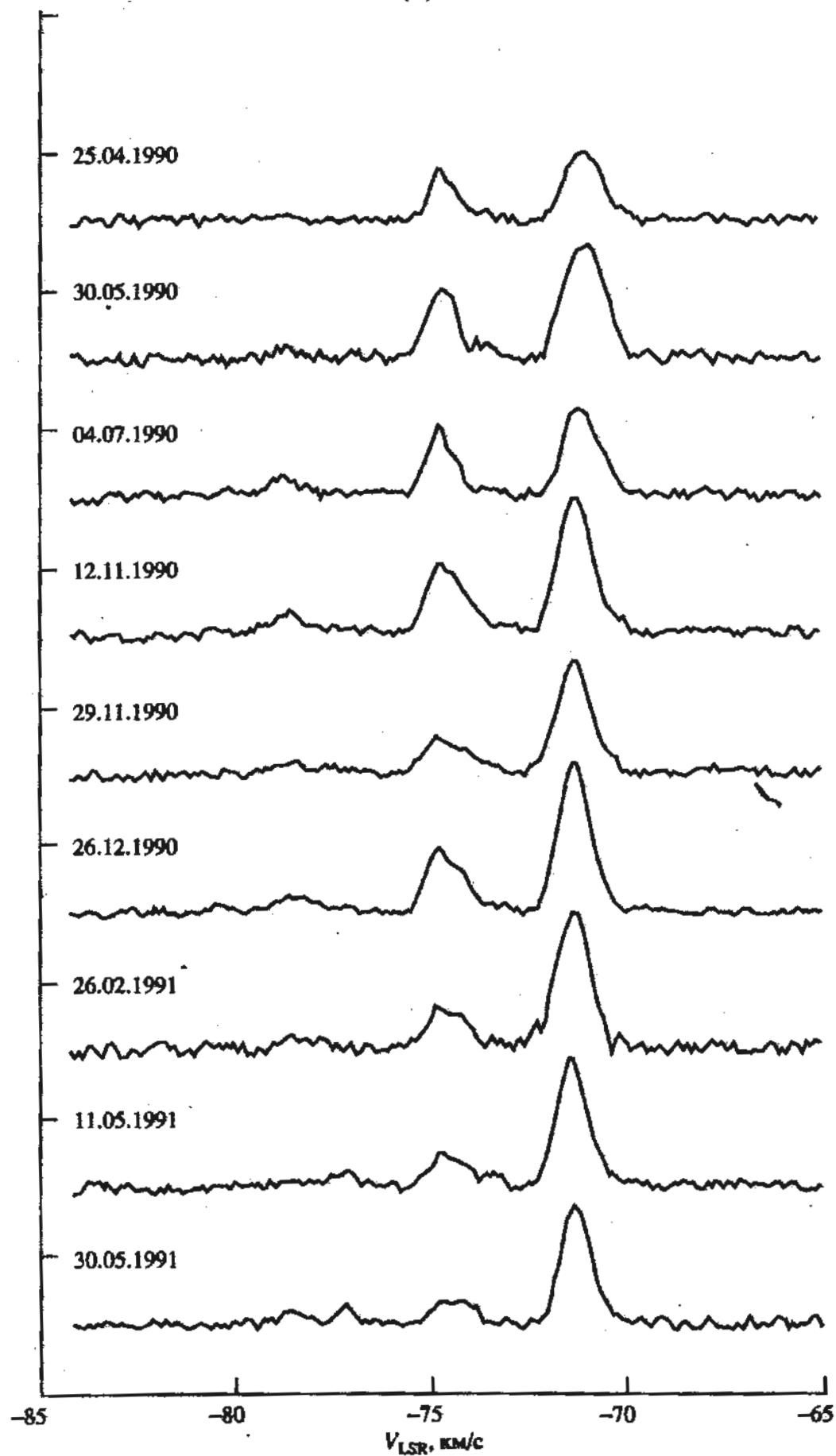


Рис. 1. Продолжение.

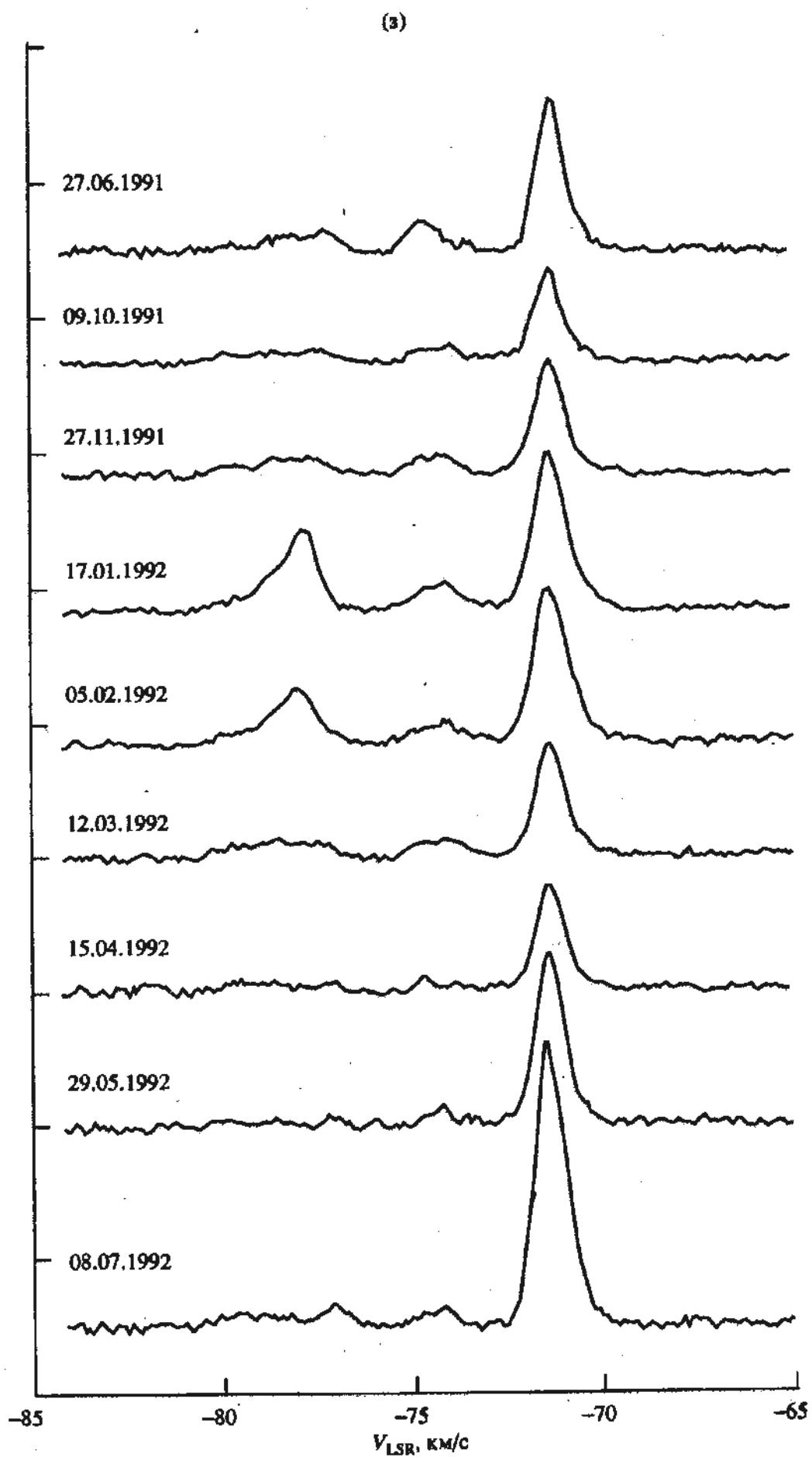


Рис. 1. Продолжение.

(и)

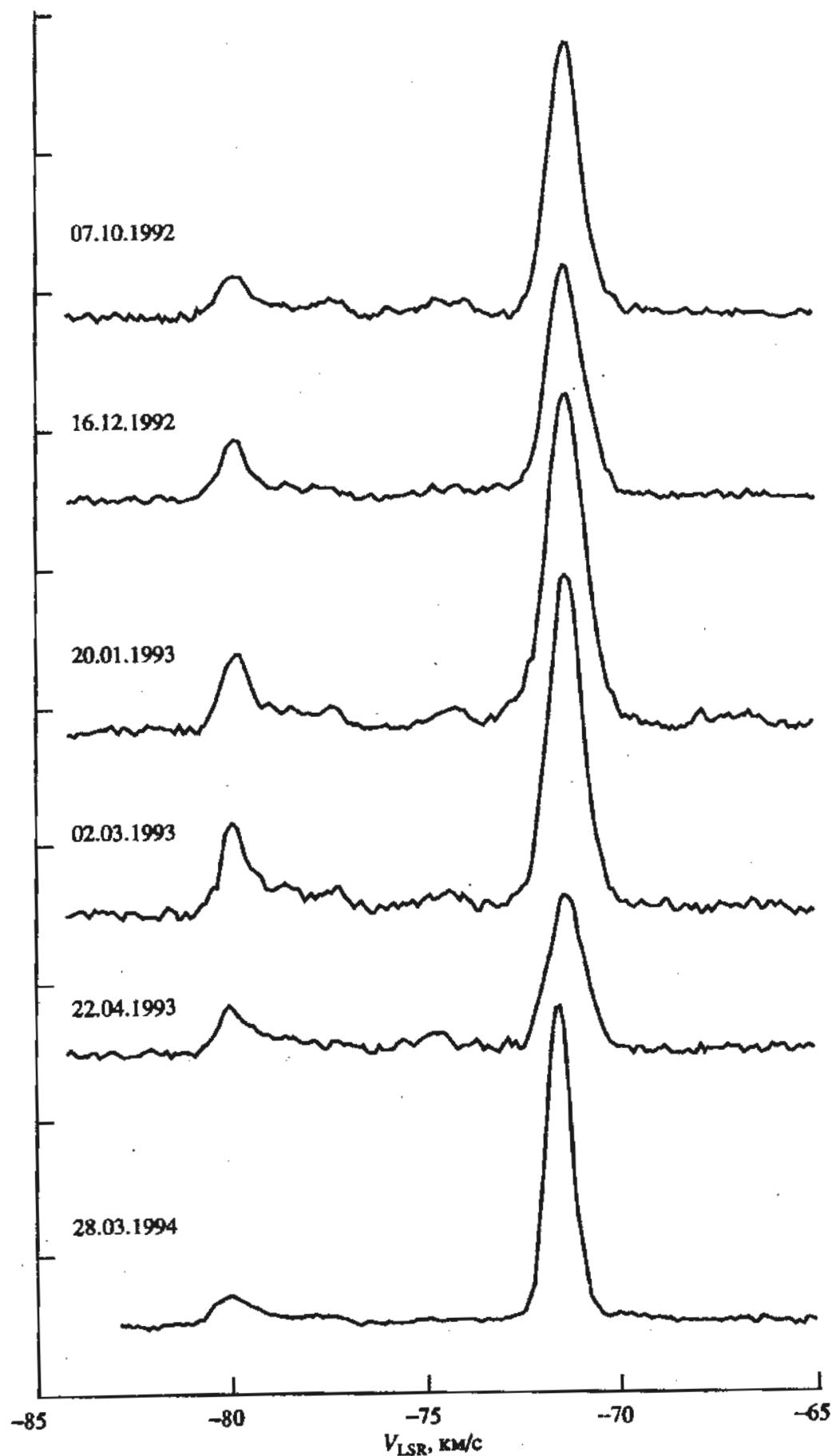


Рис. 1. Окончание.

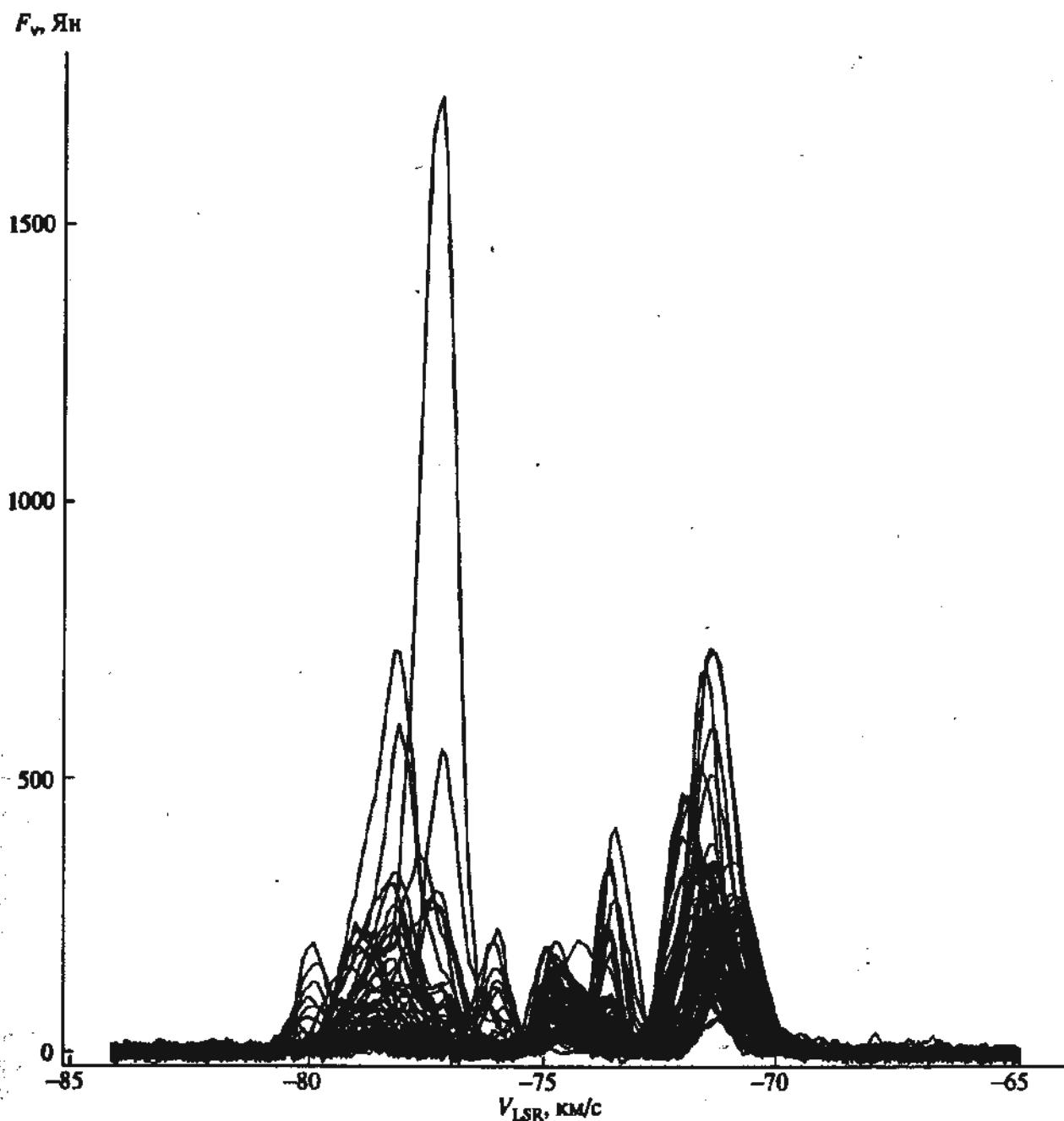


Рис. 2. Суперпозиция всех спектров H<sub>2</sub>O за период 1981 - 1994 гг.

$F_v$  — значение потока на лучевой скорости  $V_1$ . Уширение по спектру проводилось с шагом 0.101 км/с.

Изменения средневзвешенной лучевой скорости (рис. 5) были получены для всех трех выделенных нами групп деталей ( $\bar{V}_1$ ,  $\bar{V}_2$  и  $\bar{V}_3$ ), для всего спектра H<sub>2</sub>O ( $\bar{V}_0$ ) и для некоторой комбинации смежных групп ( $\bar{V}_{1,2}$ ). Для первой группы наблюдался сложный характер изменений  $\bar{V}_1$  с довольно большой амплитудой. Наибольшая величина вариаций достигала 2.3 км/с при ширине этой группы спектра 5 км/с. Во второй группе (центральная часть спектра) в течение одного года величи-

на  $\bar{V}_2$  упала с  $-73.6$  до  $-74.6$  км/с, а затем происходили небольшие ее колебания в пределах 0.7 км/с на среднем уровне  $-74.5$  км/с. В третьей группе происходили почти синусоидального характера изменения  $\bar{V}_3$  с максимальным размахом около 1 км/с. Начиная с середины 1991 г. ее значения были более или менее постоянными на уровне  $-71.3$  км/с.

Изменения средневзвешенной лучевой скорости всего спектра имеют довольно сложный вид. В связи с этим рассмотрение вариаций  $\bar{V}_1$ ,  $\bar{V}_2$  и  $\bar{V}_3$  нам кажется вполне естественной процедурой, так как  $\bar{V}_2 = f_2(t)$  и  $\bar{V}_3 = f_3(t)$  имеют достаточно простой вид.

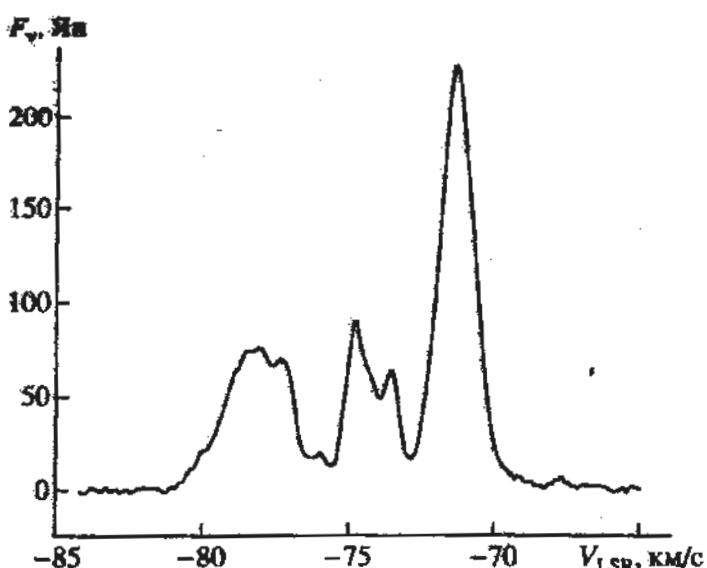


Рис. 3. Средний спектр за период 1981 - 1994 гг.

#### *Отдельные эмиссионные пики*

Анализ спектров, полученных за длительный интервал времени, показал отсутствие достаточно изолированных эмиссионных пиков в S128. Это не позволило проследить с достаточной точностью за изменениями ширины линии отдельных пиков, что было бы очень важно знать для определения режима работы мазера (насыщенный или ненасыщенный). Разделение на отдельные пики (где это было возможно) проводилось путем вписывания гауссовых профилей.

Как отмечалось выше, мазерное излучение  $\text{H}_2\text{O}$ , наблюдаемое нами на протяжении более 10 лет, было сосредоточено в трех участках спектра, причем основное излучение наблюдалось в интервалах  $-80$  -  $-77$ ,  $-75.5$  -  $-73.5$  и  $-72.5$  -  $-70$  км/с (рис. 2). В первом интервале спектра временами насчитывалось от одного до четырех эмиссионных пиков; в центральном интервале, когда было излучение, почти всегда наблюдались три эмиссионных пика на вполне определенных лучевых скоростях ( $-74.9$ ,  $-74.2$  и  $-73.5$  км/с). Иногда здесь происходили небольшие вспышки мазерного излучения. Третий интервал спектра был самым стабильным, но в некоторые периоды времени его структура была довольно сложной (рис. 6).

Все это достаточно четко прослеживается на среднем спектре, полученном за период 1981 - 1994 гг. (рис. 3). Несмотря на очень сильную для S128 вспышку в конце 1985 г. на скорости  $-77.3$  км/с, наибольшая амплитуда в среднем спектре приходится на другую часть спектра - самую стабильную. По форме эта часть спектра напоминает одиночную, но достаточно широкую эмиссионную деталь (1.4 км/с на уровне 0.5). Временами здесь реально было от двух до четырех пиков излучения (рис. 6). Принимая во внимание получен-

ную форму среднего спектра, можно предположить, что их излучение пиков является взаимозависимым.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ

Более чем 10-летние наблюдения мазерного излучения  $\text{H}_2\text{O}$  источника S128 показали удивительное свойство эмиссионных деталей сосредотачиваться в спектре в трех достаточно близких, но изолированных группах (рис. 2 и 3). Лучевые скорости двух групп точно совпадают со скоростями, видимо, сталкивающихся облаков. В случае, если эти группы принадлежат разным мазерным источникам  $\text{H}_2\text{O}$ , то можно предположить, что мазерные источники генетически связаны с разными облаками. Наиболее стабильная группа коррелирует по скорости с облаком  $-71.5$  км/с, не имеющем большого градиента скорости. Наоборот, достаточно переменное излучение центральной группы коррелирует (по скорости) с облаком  $-74$  км/с, в котором имеется большой градиент скорости.

Иная картина наблюдается при делении спектра только на две части относительно лучевой скорости около  $-73$  км/с. В этом случае изменения средневзвешенной лучевой скорости каждого участка спектра ( $\bar{V}_{1,2}$  и  $\bar{V}_3$ ) имеют достаточно регулярный характер (рис. 5). До середины 1991 г. обе кривые были близки к синусоидам с одинаковыми периодами и фазами, но с различными амплитудами. В дальнейшем  $\bar{V}_3$  оставалась постоянной, а  $\bar{V}_{1,2}$  продолжала падать.

Такое деление спектра удобно для анализа излучения с разным характером переменности. Введем параметр, соответствующий разности полных потоков рассматриваемых частей спектра (кривая  $S_2$  на рис. 4). Достаточно четко вписывается наклонная прямая (на рис. 4 показана штриховой линией), на которую накладываются три аномалии, совпадающие по времени с периодами активности всего мазера S128. В 1981 - 1982 и 1985 - 1986 гг. наиболее интенсивной была левая часть спектра, а с 1989 г. - правая. Таким образом, наблюдается плавный переход активности мазера из левой части спектра ( $V_{\text{LSR}} < -73$  км/с) в правую ( $V_{\text{LSR}} > -73$  км/с). Это показывает, что наблюдается антикорреляция полных потоков двух участков спектра, которая может быть следствием пространственного разделения эмиссионных деталей при едином центре активности. Дрейф на  $0.6$  -  $0.7$  км/с ( $V_{\text{LSR}} = -72$  и  $-71.4$  км/с) в период 1984 - 1985 гг. и на  $0.5$  км/с ( $V_{\text{LSR}} = -71.4$  и  $-70.8$  км/с) в период 1990 г. был вызван изменением соотношения потоков этих спектрально близких компонентов. Следовательно, реального дрейфа одиночных

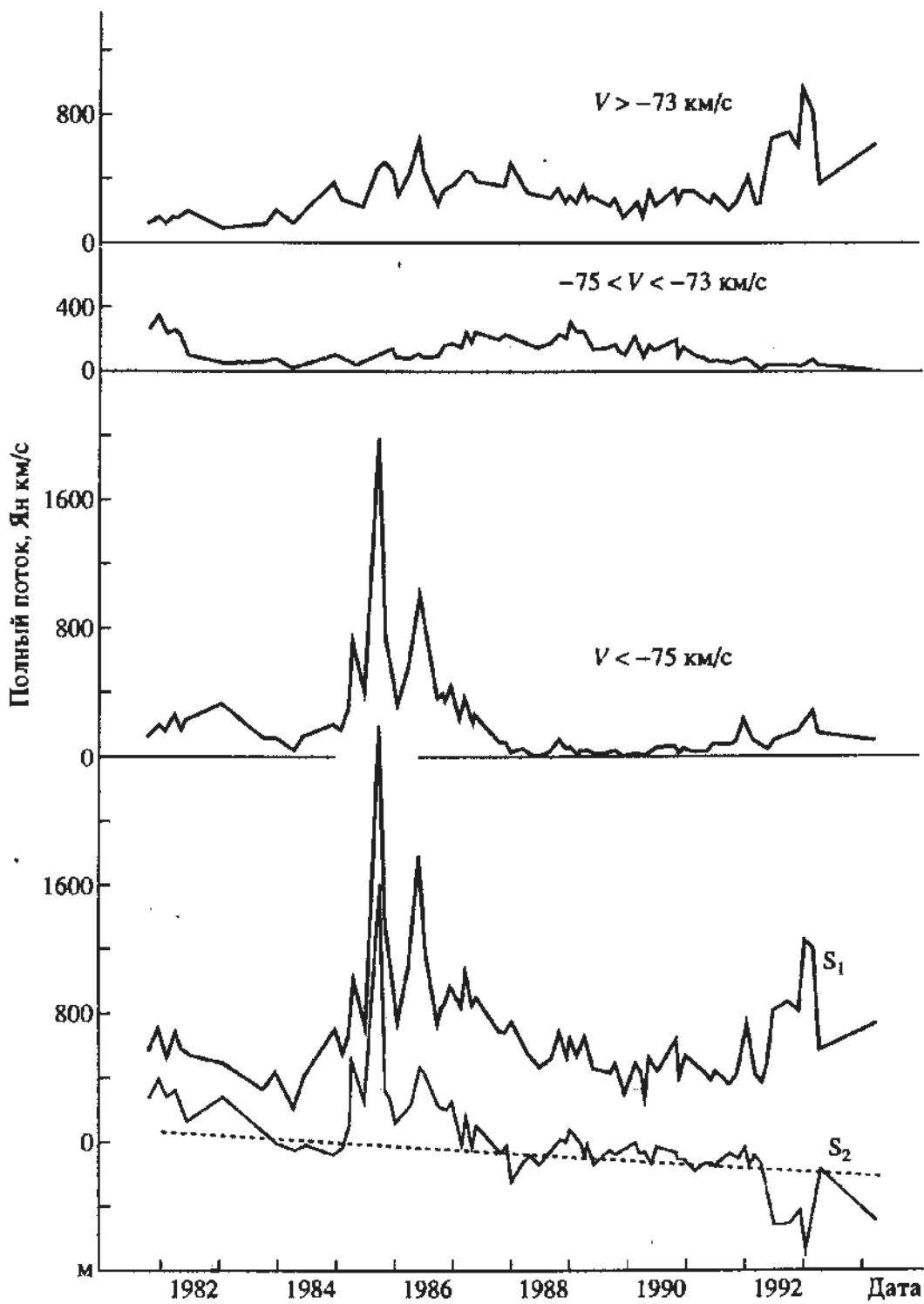


Рис. 4. Переменность полного потока (принтегрированного по скорости с шагом 0.101 км/с) в различных участках спектра: а –  $V_{\text{LSR}} > -73.5$ , б –  $-75 < V_{\text{LSR}} < -73.5$ , в –  $V_{\text{LSR}} < -75$  км/с, с – для всего спектра (кривая  $S_1$ ) и для разницы полных потоков между двумя участками спектра с границей раздела  $-73.5$  км/с (кривая  $S_2$ ). Штриховая линия, вписанная в кривую  $S_2$ , показывает существование плааного характера изменения соотношения полных потоков между этими двумя участками спектра.

деталей по лучевой скорости в указанном участке спектра нами не обнаружено. Видимый дрейф максимума излучения почти совпадает с кривой изменений средневзвешенной лучевой скорости  $\bar{V}_3$ . Можно предположить, что мазерные конденсации, излучение которых формирует данный участ-

ок спектра, образуют некоторую упорядоченную структуру, возбуждаемую единым центром. Причиной возбуждения скорее всего является ударная волна, распространяющаяся от звезды. Согласно [9], скорость ударной волны не должна превышать 15 км/с. При последовательном

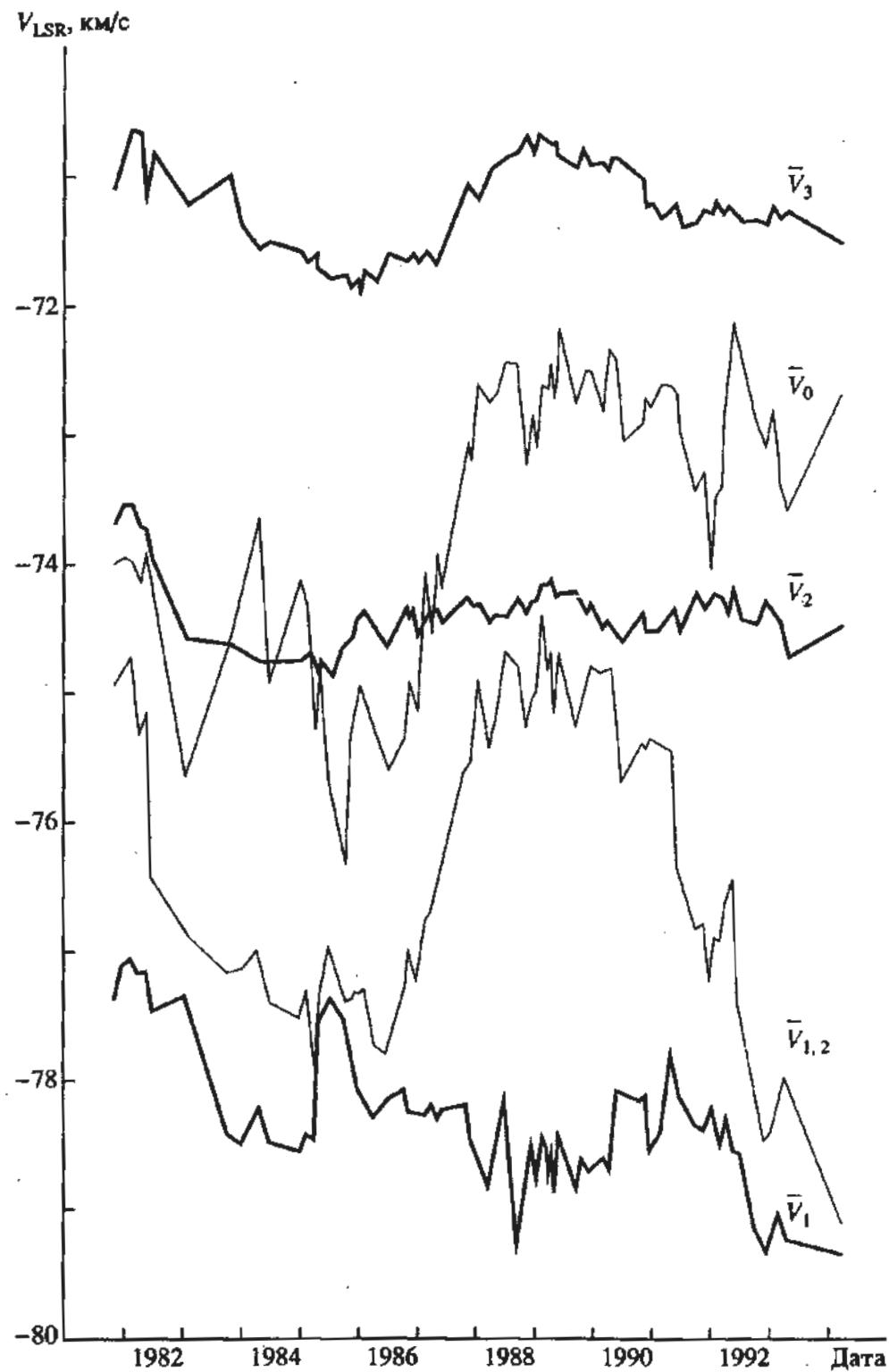
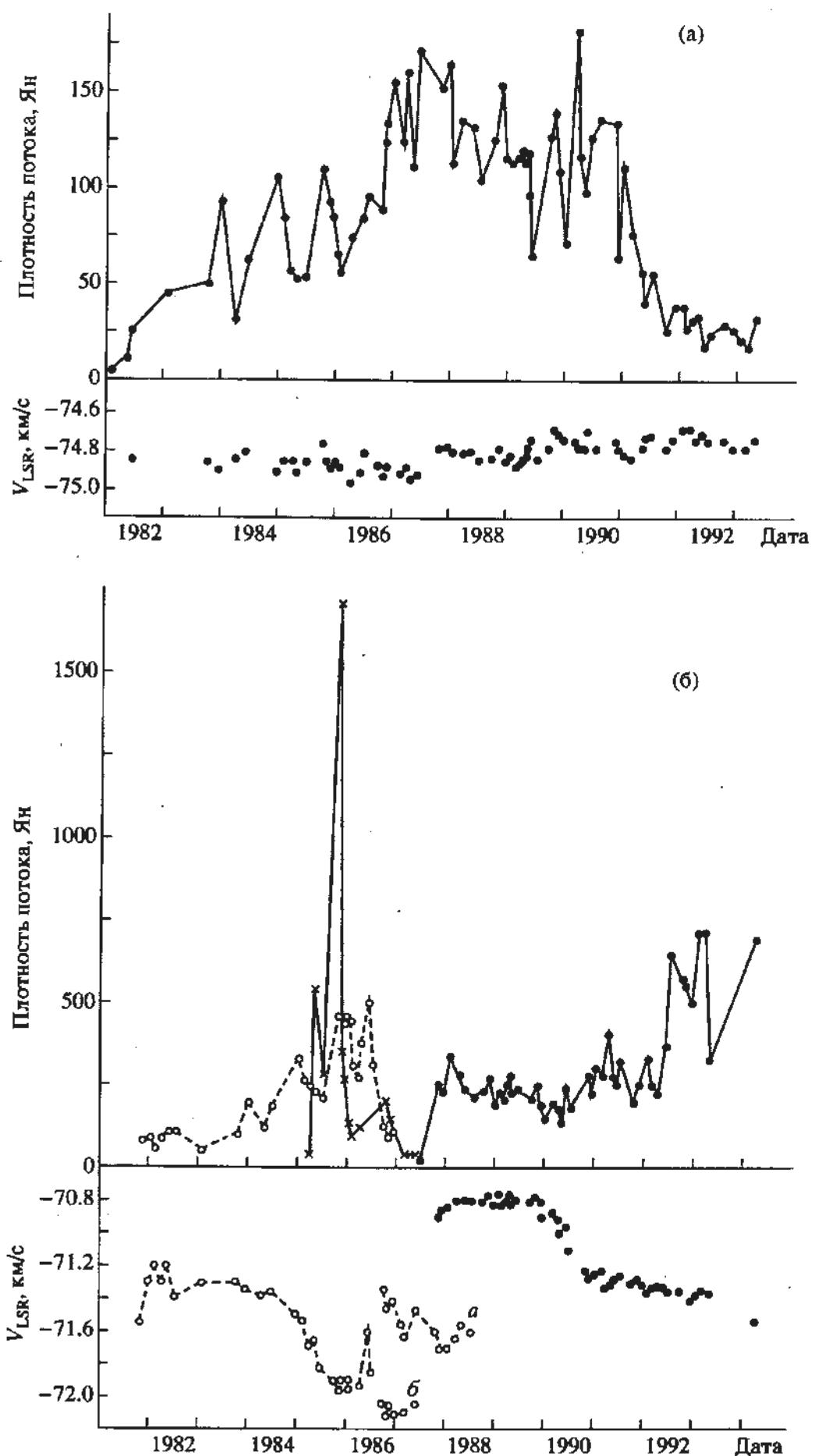


Рис. 5. Переменность средневзвешенной лучевой скорости для различных участков спектра:  $\bar{V}_1$  для  $V_{\text{LSR}} < -75$  км/с,  $\bar{V}_2$  для  $-75 < V_{\text{LSR}} < -73.5$ ,  $\bar{V}_3$  для  $V_{\text{LSR}} > -73.5$ ,  $\bar{V}_{1,2}$  для  $V_{\text{LSR}} < -73.5$  и  $\bar{V}_0$  для всего спектра.

возбуждении мазерных конденсаций ( $\Delta t \sim 2$  г) разница между минимальным и максимальным расстояниями от звезды до этих конденсаций составит  $\sim 2 \times 10^{14}$  см. Это значение является вполне приемлемым для модели, когда мазерные конденсации данного участка спектра образуют фрагмент оболочки в источнике S128 H<sub>2</sub>O.

В других частях спектра (от -80 до -76 и от -76 до -73 км/с) нами также были выделены достаточно интенсивные и стабильные по лучевой скорости детали. Они имеют сильные вариации потока.

Таким образом, в отличие от ряда других источников, в S128 нами не найден ни один эмиссионный пик, имеющий сколь-нибудь существенный дрейф

Рис. 6. Эволюция некоторых параметров двух эмиссионных пиков мазерного излучения  $\text{H}_2\text{O}$  источника S128.

по лучевой скорости. Не исключено, что это является следствием эффекта проекции для модели, когда мазерные конденсации располагаются вдоль границы раздела двух облаков.

Причиной наблюдаемого характера переменности могут быть ударные волны, возникающие вдоль фронта раздела двух облаков. В этом случае эти волны будут также последовательно проходить через мазерные конденсации, создавая в них благоприятные условия для мазерного излучения  $H_2O$ .

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Очень сложная структура области S128, где компактная область НII и мазерный источник  $H_2O$  расположены вдоль границы раздела двух (видимо, сталкивающихся облаков) и существенно различный характер переменности мазерного излучения разных частей спектра (с границей раздела по скорости  $-73$  км/с) позволяют сделать следующее предположение. Мазерные конденсации, формирующие весь спектр  $H_2O$  в S128, скорее всего не образуют обычную оболочечную структуру, свойственную большинству мазеров, связанных с областями звездообразования. Видимо, сильное влияние на расположение мазерных конденсаций оказывает фактор взаимодействия облаков, в результате чего возможно сильное отклонение от оболочечной структуры. Отсутствие сведений о наблюдениях S128 на VLA и VLBI не позволяет оценить размеры такой возможной структуры.

В принципе, мазерные конденсации в S128 могут располагаться в двух близких гнездах с единой возбуждающей звездой. Каждое гнездо может быть связано в большей степени с одним из облаков и в меньшей степени с другим. Наблюданная нами антикорреляция потоков двух частей спектра, которые мы отождествляем с этими гнездами, скорее всего подтверждает нашу модель.

Авторы выражают благодарность сотрудникам Радиоастрономической станции Физического института им. П.Н. Лебедева в Пущино за большую помощь в проведении наблюдений, а Е. Лехт и Э. Мендоса-Торрес благодарят также CONACYT (Мексика) за финансовую поддержку.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Лехт Е.Е., Пащенко М.И., Сороченко Р.Л.* // Тез. докл. XV Всесоюзн. конф. "Галактич. и внегалактич. радиоастрономия". Харьков, 1983. С. 214.
2. *Лехт Е.Е., Мендоса-Торрес Э., Сороченко Р.Л.* // Астрон. журн. 1995. Т. 72. С. 39.
3. *Lekht E.E., Mendoza-Torres E., Sorochenko R.L.* // Astrophys. J. 1994, in press.
4. *Yorke H.W., Krügel E.* // Astron. and Astrophys. 1977. V. 54. P. 183.
5. *Garlick A.R.* // Astron. and Astrophys. 1978. V. 68. P. 113.
6. *Лехт Е.Е.* // Астрон. журн. 1995. Т. 72. С. 31.
7. *Ho P.T.P., Haschick A.D., Israel F.P.* // Astrophys. J. 1981. V. 243. P. 526.
8. *Haschick A.D., Ho P.T.P.* // Astrophys. J. 1985. V. 293. P. 200.
9. *Cochran W.D., Ostriker J.P.* // Astrophys. J. 1977. V. 211. P. 392.

## Variability in the Emission of the Water Maser S128

I. I. Berulis, E. E. Lecht, and E. Mendosa-Torres

A catalog of spectra of maser emission from the  $H_2O$  source S128 obtained in the period 1981 - 1994 is presented. The observations were carried out on the RT-22 radio telescope of the Pushchino Radio Astronomy Station of the Lebedev Institute of Physics. Two variability components to the total flux were found: long-periodic and bursting. An anticorrelation between the total fluxes of two portions of the spectrum separated by velocity  $-73$  km/s was discovered. The velocities of these portions of the spectrum may correspond to the velocities of two apparently colliding clouds. Possible origins for the evolution of total flux, the mean weighted radial velocity, and the fundamental parameters of individual emission peaks are discussed.

# ВЛИЯНИЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ МЕЖЗВЕЗДНОЙ ПЛАЗМЫ НА ОТКЛИК РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРА

© 1995 г. В. И. Шишов, В. М. Малофеев, А. В. Пынзарь, Т. В. Смирнова

Физический институт им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия

Поступила в редакцию 22.03.94 г.

Рассмотрено влияние рассеяния радиоизлучения на неоднородностях межзвездной плазмы, а также дифракционных и рефракционных межзвездных мерцаний радиоизлучения на среднее значение и средний квадрат амплитуды отклика радиоинтерферометра. Получены выражения для среднего квадрата амплитуды отклика интерферометра в режиме слабых и сильных мерцаний. Показано, что в режиме слабых мерцаний независимо от размера источника, а в режиме сильных мерцаний для источников достаточно малых размеров средний квадрат амплитуды отклика интерферометра равен квадрату амплитуды исходной функции видности. Приведены наблюдательные данные по параметрам рассеяния и мерцаний излучения, влияющие на отклик интерферометра.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Обычно принято считать, что рассеяние на неоднородностях межзвездной среды просто приводит к увеличению угловых размеров источников потере информации о собственных угловых размерах источников. Однако, в ряде случаев рассеянное излучение сохраняет частично когерентные свойства, связанные с модуляцией турбулентной средой, и мы имеем возможность разделить собственные угловые размеры и добавку, склоненную средой [1, 2]. Ниже более подробно обсуждаются флюктуационные свойства отклика интерферометра на излучение, прошедшее через турбулентную межзвездную плазму.

Поскольку в дальнейшем необходимо различать процедуры усреднения, связанные со статистиками одного излучения и турбулентной среды, то будем более точные определения отклика интерферометра и его различных моментов.

При отсутствии турбулентной модулирующей среды отклик интерферометра в момент времени  $t$  определяется следующим образом:

$$(p_1, p, f, t) = \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau}^{t+\tau} dt E(p_1, t) E^*(p_1 + p, t), \quad (1)$$

$p$  – база интерферометра,  $p_1$  – координата телескопа,  $E$  – напряженность поля электромагнитных волн в некоторой полосе частот от  $f$  до  $f + \Delta f$ ,  $\tau$  – постоянная времени. При

$$\tau \Delta f \gg 1 \quad (2)$$

вичина  $I(p_1, p, f, t)$  близка к теоретическому выражению функции когерентности (функции видности)

$$B_{E,0}(p, f) = E_0(p_1, f) E_0^*(p_1 + p, f), \quad (3)$$

где черта сверху означает усреднение по статистике источника, индекс "0" означает, что функция когерентности определяется только источником.

При наличии турбулентной среды величина  $I$  будет флюктуировать с характерными временами  $t_{\text{диф}}$  и  $t_{\text{реф}}$ . Время  $t_{\text{диф}}$  соответствует характерному времени дифракционных мерцаний, время  $t_{\text{реф}}$  – характерному времени рефракционных мерцаний [3, 4]. Если постоянная времени  $\tau$  меньше соответствующих характерных величин, определяемых модуляций излучения турбулентной средой, то величина  $I(p, t, f)$  будет флюктуирующей величиной. Мы будем ее называть квазиглавенным значением отклика интерферометра. Соответствующую процедуру усреднения (1) мы будем называть усреднением с короткой экспозицией.

Важнейшими статистическими характеристиками  $I$  являются среднее значение

$$\langle I(p, t, f) \rangle \quad (4)$$

и второй момент

$$\langle |I(p, t, f)|^2 \rangle. \quad (5)$$

Здесь угловыми скобками обозначено усреднение по статистике среды (по ансамблю турбулентных сред).

Процедура усреднения по статистике среды соответствует процедуре усреднения по времени вида (1) в том случае, если время усреднения много больше характерного времени рефракционных мерцаний  $t_{\text{реф}}$ . Однако это время достаточно велико (дни и месяцы) и реальное время усреднения обычно много меньше  $t_{\text{реф}}$ . Мы исследуем флюктуационные свойства величины

$$\bar{I}(p, t, f) = \frac{1}{T} \int_{t-\tau}^{t+\tau} I(p, t, f) dt \quad (6)$$

для случая, когда

$$t_{\text{диф}} \ll T < t_{\text{реф}}. \quad (7)$$

Усреднение со временем экспозиции  $T$ , удовлетворяющее неравенству (7), мы будем называть усреднением со средней экспозицией, а величину  $I$  – частично усредненным откликом интерферометра.

## 2. ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕЖЗВЕЗДНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ

Известно, что межзвездная среда состоит из трех основных компонент [5]: а) облаков холодного нейтрального газа с температурой  $T \approx (100 - 300)$  К и концентрацией частиц  $N = 10 \text{ см}^{-3}$ , б) облаков горячего газа с электронной температурой  $T_e = 10^4$  К и концентрацией электронов  $N_e = (0.03 - 0.3) \text{ см}^{-3}$  (эти облака занимают около 10% объема межзвездного пространства), в) диффузного газа с температурой  $T = 10^6$  К и концентрацией электронов  $N_e = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ .

Неоднородности электронной концентрации, которые ответственны за модуляцию радиоволн, связаны с облаками горячего газа – компонентой (б).

Неоднородности характеризуются квадратичным пространственным Фурье-спектром флюктуаций электронной концентрации:

$$\Phi_{N_e}(\mathbf{q}) = \left\langle \left| \int d^3 \mathbf{r} \exp[-i(\mathbf{qr})] N_e(\mathbf{r}) \right|^2 \right\rangle, \quad (8)$$

где  $\mathbf{q}$  – пространственная частота.

Вид спектра  $\Phi_{N_e}(\mathbf{q})$  является дискуссионным. В литературе часто используется простейшая модель чисто степенного спектра [6, 7]:

$$\Phi_{N_e}(\mathbf{q}) = C_{N_e} q^{-n}. \quad (9)$$

Однако, комплексный анализ наблюдательных данных по межзвездным мерцаниям пульсаров указывает на то, что спектр имеет более сложный вид, а лучшее согласие теории и наблюдений получается для модели кусочно-степенного спектра турбулентности [4, 8]:

$$\Phi_{N_e} = \begin{cases} C q^{n_1}, & q < 1/l \\ C_1 q^{n_2}, & q > 1/l \end{cases} \quad (10)$$

$$C_1 = C l^{n_1 - n_2},$$

где  $C$  – параметр, характеризующий уровень турбулентности,

$$\begin{aligned} n_1 &\approx 3.5, \\ n_2 &\approx 4.5, \\ l &= (3 - 7) \times 10^{11} \text{ см}. \end{aligned} \quad (11)$$

Следует однако отметить, что, хотя качественно спектр  $\Phi_{N_e}(\mathbf{q})$  в настоящее время определен достаточно надежно, величины  $n_1$ ,  $n_2$  и  $l$  нуждаются в дополнительном уточнении.

## 3. РАССЕЯНИЕ РАДИОВОЛН

### Средний отклик интерферометра

Среднее значение отклика интерферометра в случае удаленного радиоисточника можно представить в виде [9]:

$$\langle I(\mathbf{p}) \rangle = B_0(\mathbf{p}) B_E(\mathbf{p}), \quad (12)$$

где  $B_0(\mathbf{p})$  – функция когерентности поля, определяемая исходным распределением яркости по источнику,  $B_E$  – фактор, определяемый рассеянием в турбулентной среде и соответствующий функции когерентности точечного источника с одиничным потоком после рассеяния излучения в турбулентной среде. Функция  $B_E$  может быть представлена в виде [9]

$$B_E(\mathbf{p}) = \exp \left[ -\frac{1}{2} D_s(\mathbf{p}) \right], \quad (13)$$

где  $D_s$  – структурная функция флюктуаций фазы, вычисленная в линейном геометрооптическом приближении. При  $\rho < l$  (напомним, что  $l \approx (3 - 7) \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ )  $D_s(\mathbf{p})$  представимо в виде

$$D_s(\mathbf{p}) = \frac{1}{2} (k \rho \theta_0)^2, \quad (14)$$

где  $\theta_0$  – среднеквадратичный угол рассеяния, а  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число.

Угол  $\theta_0$  связан с параметром турбулентной плазмы соотношением [4]

$$\theta_0^2 = BA(\lambda/\lambda_0)^4 CR/l^{4-n}, \quad (15)$$

где  $\lambda$  – длина радиоволны,  $R$  – толщина рассеивающего слоя среды,

$$\begin{aligned} A &= 3.5 \times 10^{-19} \text{ см}^6, \\ \lambda_0 &= 30 \text{ см}, \end{aligned} \quad (16)$$

$B$  – численный коэффициент. В случае сферической волны и статистически однородной среды

$$B_{\text{оф}} = 4\pi \left( \frac{1}{4-n_1} + \frac{1}{n_2-4} \right). \quad (17)$$

В случае плоской волны и статистически однородной среды

$$B_{\text{пл}} = 3B_{\text{оф}}. \quad (18)$$

Величина  $\theta_0$  является функцией длины волны и галактических координат и зависит от распределения среды между наблюдателем и источником.

Если видимый угловой размер источника  $\Phi_{1/2}$  (по половинной интенсивности) полностью обусловлен межзвездным рассеянием, то  $\Phi_{1/2} = \theta_{1/2} = 1.67\theta_0$ . Мы проанализировали данные по углам рассеяния и в таблице приводим список из 8 источников, для которых имеются измерения видимых угловых размеров (углов рассеяния) более чем на двух частотах. В столбцах таблицы приведены: 1 – название источника, 2 –  $\Phi_{1/2} = \theta_{1/2}$  на частоте 1 ГГц; 3 – значение показателя степени  $\alpha$  зависимости  $\Phi_{1/2}(v) \propto v^{-\alpha}$ , 4 – ссылки на работы, откуда взяты данные.

Среднее значение показателя степени  $\alpha$  по всем этим источникам равно

$$\alpha = 2.00 \pm 0.06, \quad (19)$$

что соответствует спектру вида (10) неоднородностей МЗП.

Величина угла рассеяния в большой степени зависит от галактических координат, что указывает на сильную зависимость электронной концентрации и, возможно, параметров неоднородностей от направления в Галактике. Углы рассеяния в любом направлении в Галактике можно оценить, пользуясь зависимостями угла рассеяния

Таблица 1

Источник	$\theta_{1/2}(v = 1 \text{ ГГц})$ , мсек дуги	$\alpha$	Ссылка
1	2	3	4
2005 + 403	$79.5 \pm 10.4$	$1.94 \pm 0.15$	10
2013 + 370	$46.4 \pm 9.6$	$2.00 \pm 0.2$	10
2021 + 317	$25.7 \pm 2.6$	$2.08 \pm 0.13$	10
2023 + 336	$67.6 \pm 14.3$	$1.97 \pm 0.29$	10
2048 + 313	$64.7 \pm 11.0$	$2.19 \pm 0.18$	10
2050 + 364	$9.3 \pm 2.5$	$1.8 \pm 0.2$	10
PSR 0531 + 21	1	$2.05 \pm 0.25$	11
Sgr A	1500	$2.00 \pm 0.10$	12

от некоторых хорошо известных параметров межзвездной среды, например, меры эмиссии (ME), меры дисперсии (DM) и яркостной температуры ( $T_g$ ) фона Галактики. Анализ этих зависимостей проведен в работах [13 - 15]. На рис. 1а приведена зависимость угла рассеяния галактических источников (пульсаров) от меры дисперсии галактического фона ( $\theta_{1/2,\Gamma}(DM)$ ). Данные о  $\theta_{1/2,\Gamma}$

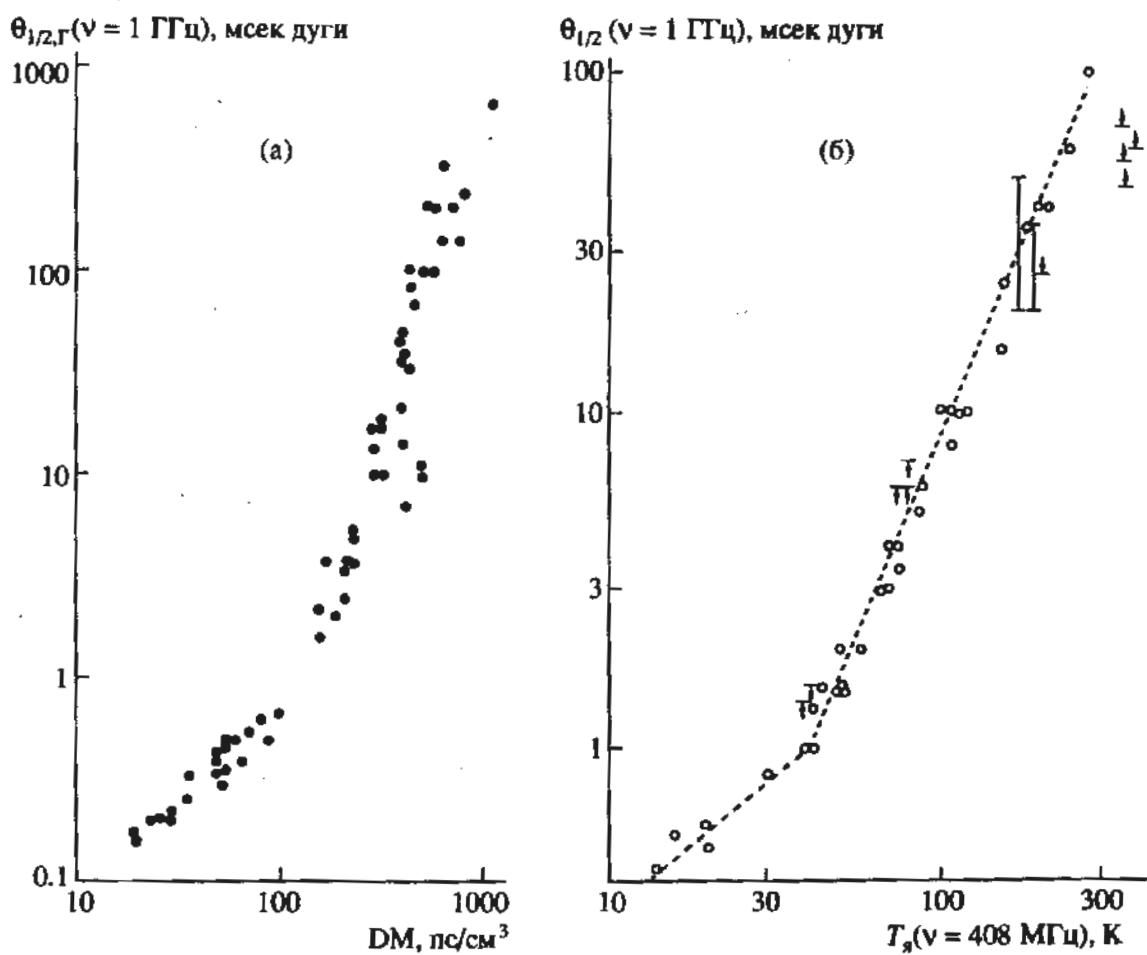


Рис. 1. Зависимость углов рассеяния галактических источников на частоте 1 ГГц от меры дисперсии (а) и зависимость углов рассеяния внегалактических источников на частоте 1 ГГц от яркостной температуры фона на частоте 408 МГц (б).

взяты из измерений угловых размеров пульсаров [11, 16 - 17] и вычислены по измерениям уширений импульсов и радиусов частотной корреляции пульсаров [18 - 20]. Как видно из рис. 1а, зависимость становится более крутой при больших DM ( $> 100$ ). Она достаточно хорошо может быть аппроксимирована кусочно-степенной функцией:  $\theta_{1/2, \Gamma}$  зависит от меры дисперсии и частоты как

$$\theta_{1/2, \Gamma} = 0.24 \left( \frac{DM}{30 \text{ (пс/см}^3)} \right)^{0.8} \times \\ \times \left( \frac{v}{1 \text{ (ГГц)}} \right)^2 \text{ мсек дуги}$$

для  $DM = 20 - 100 \text{ пс/см}^3$ , (20)

$$\theta_{1/2, \Gamma} = 10 \left( \frac{DM}{300 \text{ (пс/см}^3)} \right)^{3.5} \times \\ \times \left( \frac{v}{1 \text{ (ГГц)}} \right)^2 \text{ мсек дуги}$$

для  $DM > 150 \text{ пс/см}^3$ .

Более крутой вид зависимости  $\theta_{1/2}(DM)$  при  $DM > 100 \text{ пс/см}^3$  означает, что для направлений в Галактике с большими значениями DM среда не является статистически однородной. Вопрос о том, каковы свойства этой среды, является в настоящее время дискуссионным.

Для оценок углов рассеяния в случае внегалактических источников можно использовать данные о мере эмиссии и яркостной температуре галактического фона.

Зависимости угла рассеяния внегалактических источников от температуры фона на частоте 408 МГц (рис. 1б) и меры эмиссии [14, 15] можно аппроксимировать следующими выражениями:

$$\theta_{1/2} = 1 \left( \frac{T_s}{40 \text{ (К)}} \right)^{0.8} \left( \frac{v}{1 \text{ (ГГц)}} \right)^2 \text{ мсек дуги}$$

для  $T_s = 10 - 40 \text{ К}$ , (21)

$$\theta_{1/2} = 8.5 \left( \frac{T_s}{100 \text{ (К)}} \right)^{2.3} \left( \frac{v}{1 \text{ (ГГц)}} \right)^2 \text{ мсек дуги}$$

для  $T_s > 40 \text{ К}$ ,

$$\theta_{1/2} = 0.8 \left( \frac{(ME)^{1/2}}{3} \right)^{0.8} \left( \frac{v}{1 \text{ (ГГц)}} \right)^2 \text{ мсек дуги}$$

для  $ME = 1 - 40 \text{ пс/см}^6$ ,

$$\theta_{1/2} = 70 \left( \frac{(ME)^{1/2}}{30} \right)^3 \left( \frac{v}{1 \text{ (ГГц)}} \right)^2 \text{ мсек дуги}$$

для  $ME > 150 \text{ пс/см}^6$  ( $ME$  в  $\text{пс/см}^6$ ).

#### 4. ФЛУКТУАЦИИ КВАЗИМГНОВЕННОГО ОТКЛИКА ИНТЕРФЕРОМЕТРА

Флуктуации  $I(\rho)$  мы будем характеризовать вторым моментом (5). Пусть  $J_0(\theta)$  – исходное распределение яркости по источнику, где  $\theta$  – угловая координата. Мы можем представить  $\langle |I(\rho)|^2 \rangle$  в виде

$$\langle |I(\rho, \rho_1)|^2 \rangle = \int d^2\theta_1 d^2\theta J_0(\theta_1) J_0(\theta_1 + \theta) \times \\ \times \langle G(\rho_1, \theta_1) G^*(\rho_1 + \rho, \theta_1) \times \\ \times G^*(\rho_1, \theta_1 + \theta) G(\rho_1 + \rho, \theta_1 + \theta) \rangle,$$

где  $G(\rho, \theta)$  – поле сферической волны от точечного источника, расположенного в направлении  $\theta$ . Четвертый момент полей четырех сферических волн с разнесенными центрами исследовался в работе [21]. Следуя этой работе, представим  $G(\rho, \theta)$  в виде

$$G(\rho, \theta) = E_{\text{оф}}(\rho, \theta) G_0(\rho, \theta), \quad (24)$$

где  $G_0$  – поле сферической волны в отсутствие случайно-неоднородной среды. В параболическом приближении имеем

$$G_0(\rho, \theta) = \frac{1}{R} \exp \left[ -\frac{ik}{2R} (\rho - R\theta)^2 \right], \quad (25)$$

где  $R$  – расстояние от источника до наблюдателя,  $E_{\text{оф}}$  – комплексная амплитуда поля, обусловленная турбулентной средой. Момент  $\langle |I(\rho)|^2 \rangle$  может быть выражен через четвертый момент комплексной амплитуды поля  $E_{\text{оф}}$ :

$$\langle |I(\rho)|^2 \rangle = \int d^2\theta J_1(\theta) \exp [-ik\rho\theta] M_E(\rho, \theta), \quad (26)$$

где

$$M_E(\rho, \rho_1, \theta) = \langle E(\rho_1, \theta_1) E^*(\rho_1 + \rho, \theta_1) \times \\ \times E^*(\rho_1, \theta_1 + \theta) E(\rho_1 + \rho, \theta_1 + \theta) \rangle, \quad (27)$$

$$J_1(\theta) = \int d^2\theta_1 J_0(\theta_1) J_0(\theta_1 + \theta). \quad (28)$$

Исследование решений уравнения для  $M_E$  было приведено в [21], применительно к задаче вычисления характеристик флуктуаций интенсивности. Мы можем использовать результаты этой работы с некоторой модификацией, связанной с тем, что в [21] исследовалось поведение  $M_E$  применительно к среде со спектром колмогоровского типа (9) при  $n < 4$ . В нашем случае спектр является более крутым, поведение четвертого момента

этого типа применительно к когерентному излучению исследовалось в работах [22 - 24].

В зависимости от соотношения параметров  $\lambda$ ,  $C_{N_e}$ ,  $R$  мы можем иметь три режима модуляции радиоволн: режим слабых мерцаний и режим сильных мерцаний, который делится на режим фокусировки излучения (режим квазинасыщения) и режим насыщения мерцаний [4]. Мы последовательно рассмотрим свойства величины  $\langle |I(p)|^2 \rangle$  для этих режимов мерцаний.

### Режим слабых мерцаний

Для спектра вида (10) при  $R < kL^2$  в режиме слабых мерцаний амплитуда волны промодулирована слабо и мы имеем в нулевом приближении

$$M_E(p, \theta) \approx 1. \quad (29)$$

Соответственно имеем

$$\langle |I(p)|^2 \rangle \approx \langle |B_0(p)|^2 \rangle. \quad (30)$$

Следует отметить, что в случае квадратичного вида функции  $D_s(p)$  фазовая модуляция не проявляется в  $\langle |I(p)|^2 \rangle$  и в ней отсутствует множитель  $\exp[-D_s(p)]$ , который присутствует в  $\langle I(p) \rangle^2$ .

Условием применимости выражения (29) служит малость индекса мерцаний

$$m^2 = \frac{\langle [I(p=0) - \langle I(p=0) \rangle]^2 \rangle}{\langle I(p=0) \rangle^2} \ll 1. \quad (31)$$

При  $R < kL^2$  индекс мерцаний определяется соотношением [4]:

$$m^2 = m_0^2 = \left(\frac{R}{R_{kp}}\right)^{\frac{n_2}{2}} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{kp}}\right)^{\frac{n_2+2}{2}}. \quad (32)$$

Условие

$$m_0^2 = 1 \quad (33)$$

определяет переход режима мерцаний от слабых к сильным. Это условие связывает величины  $R_{kp}$  и  $\lambda_{kp}$ .

Экспериментально режим слабых мерцаний исследован недостаточно. Он реализуется, в основном, в сантиметровом диапазоне волн.

### Режим фокусировки

При увеличении  $R$  или  $\lambda$  режим слабых мерцаний переходит в режим фокусировки излучения. В этом режиме мы имеем две компоненты мерца-

ний: дифракционную и рефракционную с характерными масштабами [4]

$$\begin{aligned} b_{dif} &= b_{kp} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{kp}}\right)^{-\frac{n_2-2}{6-n_2}} \left(\frac{R}{R_{kp}}\right)^{\frac{n_2-3}{6-n_2}}, \\ b_{ref} &= b_{kp} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{kp}}\right)^{\frac{4}{6-n_2}} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{\frac{3}{6-n_2}}, \\ b_{kp} &= \sqrt{R_{kp} \lambda_{kp} / 2\pi}, \end{aligned} \quad (34)$$

где  $\lambda_{kp}$  и  $R_{kp}$  определяются соотношением (33).

В случае, если угловой размер источника

$$\Phi_0 \leq \frac{b_{dif}}{R}, \quad (35)$$

и размер базы интерферометра

$$p \geq b_{ref}, \quad (36)$$

величины  $M_E$  и  $\langle |I(p)|^2 \rangle$  определяются соотношениями (29) и (30). Таким образом для источников достаточно малых угловых размеров сохраняется возможность измерять амплитуду функции видимости. Эта возможность реализуется в том случае, когда время экспозиции  $t$  и полоса частот  $\Delta f$  регистрации удовлетворяют неравенствам [4]:

$$\begin{aligned} t < t_{dif} &= \frac{b_{dif}}{V}, \\ \frac{\Delta f}{f} &< \frac{\Delta f_0}{f} = \frac{k b_{dif}}{R \theta_0}, \end{aligned} \quad (37)$$

где  $V$  – скорость движения дифракционной картины относительно луча зрения,  $\Delta f_0$  – полоса декорреляции излучения. Для источников с размерами

$$\theta_0 > \Phi_0 > \frac{b_{dif}}{R} \quad (38)$$

$I(p)$  является малой величиной и мы теряем возможность восстанавливать распределение яркости по источнику.

### Режим насыщенных мерцаний

Режим насыщенных мерцаний реализуется при выполнении неравенства

$$R \theta_0 > l. \quad (39)$$

Используя результаты работы [21] мы получаем в нулевом приближении

$$M_E(p, \theta) \approx \exp [-D_s(p)] + \exp \left[ - \int_0^R dR' D(\theta R') \right], \quad (40)$$

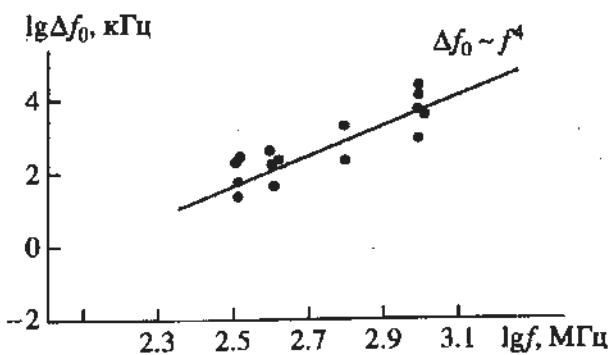


Рис. 2. Зависимость полосы декорреляции  $\Delta f_0$  от частоты в логарифмическом масштабе для четырех пульсаров с  $DM = 30$  пс/см<sup>3</sup>. Прямая соответствует зависимости  $\Delta f_0 \propto f^4$ .

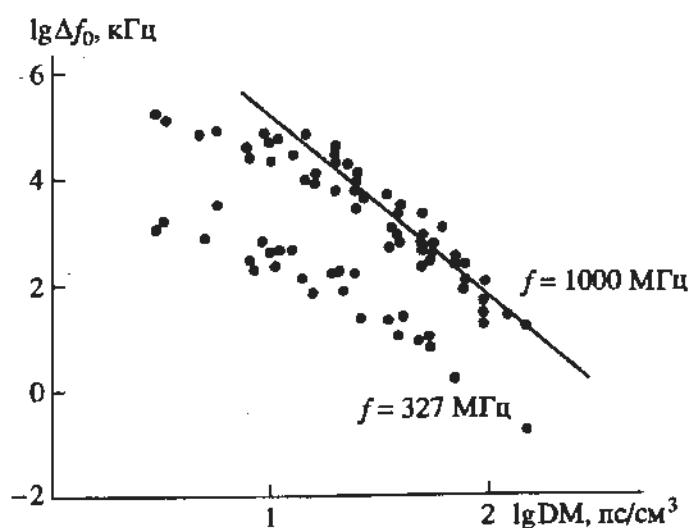


Рис. 3. Зависимость полосы декорреляции  $\Delta f_0$  от меры дисперсии в логарифмическом масштабе для двух выбранных частот: 1000 МГц (вверху) и 327 МГц (внизу). Приведена прямая, соответствующая зависимости  $\Delta f_0 \propto DM^{-3.5}$ .

где  $D(\mathbf{p})$  – градиент структурной функции фазы:

$$D(\mathbf{p}) = \frac{d}{dR} D_s(\mathbf{p}). \quad (41)$$

После подстановки (40) в (26), получаем

$$\langle |I(\mathbf{p})|^2 \rangle = \langle |I(\mathbf{p})| \rangle^2 + \\ + \int d^2\theta \exp(i\mathbf{k}\mathbf{p}\theta) J_1(\theta) \exp \left[ - \int_0^R dR' D(\theta(R-R')) \right]. \quad (42)$$

Соотношение (42) было получено также в [2].

В случае источника малых угловых размеров, удовлетворяющего неравенству

$$\Phi_0 < \frac{1}{kR\theta_0} \quad (43)$$

при  $\rho > \rho_0 = 1/k\theta_0$  величина  $\langle |I(\mathbf{p})|^2 \rangle$  определяется соотношением (30) и мы можем восстановить функцию видности источника.

Для источников промежуточных размеров

$$\frac{1}{kR\theta_0} < \Phi < \theta_0 \quad (44)$$

$\langle |I(\mathbf{p})|^2 \rangle$  является малой величиной и мы не имеем возможности восстанавливать распределение яркости.

Для измерения функции видности источника необходимо выполнение условий малости времени экспозиции  $t$  и полосы частот приемника

$$\tau < t_{\text{лиф}} \approx \frac{1}{k\theta_0 V}, \quad (45)$$

$$\frac{\Delta f}{f} < \frac{\Delta f_0}{f} = \frac{c}{f R \theta_0^2}.$$

### Наблюдательные данные

Данные по характеристикам дифракционных мерцаний получены только по наблюдениям пульсаров. Из большого количества данных (около 50 статей) мы отобрали только те, которые можно было свести воедино по унифицированной методике. Полоса декорреляции  $\Delta f_0$  определялась как половина ширины частотной автокорреляционной функции на уровне 1/2 от максимума. Для зависимости  $\Delta f_0$  от частоты были выбраны пульсары с  $\overline{DM} \approx 30$  (интервал  $DM$  от 27 до 40 пс/см<sup>3</sup>), для которых есть измерения на трех и более частотах (рис. 2) [7, 25 - 29]. Вписывание прямой по методу наименьших квадратов в экспериментальные точки в логарифмическом масштабе дает показатель степени  $\alpha_1 = 3.7 \pm 0.6$ , что лучше согласуется с гауссовским спектром неоднородностей, для которого  $\alpha_1 = 4$ . На рис. 2 проведена зависимость с  $\alpha_1 = 4$ .

На рис. 3 для двух выбранных частот (1000 МГц и 327 МГц) приведены значения  $\Delta f_0$  в зависимости от  $DM$  в логарифмическом масштабе. Видно, что эти данные нельзя описать единым законом  $\Delta f_0 \propto DM^{-\beta_1}$ . Для пульсаров с  $DM \leq 20$  пс/см<sup>3</sup> наблюдается более слабая зависимость  $\Delta f_0(DM)^{-1.45}$ , в то время как для пульсаров с  $DM > 20$  – более сильная, чем предполагают модели:  $\beta_1 = 3.5 \pm 0.2$ . Показатель степени  $\beta$  получен путем вписывания степенной зависимости в экспериментальные точки по методу наименьших квадратов. На рис. 3 проведена прямая с  $\beta_1 = 3.5$  для данных на частоте

1000 МГц. Вся совокупность данных может быть описана эмпирической формулой:

$$\Delta f = 8.8 \left( \frac{f}{f_0} \right)^4 \left( \frac{DM}{DM_0} \right)^{-1.45} \text{ МГц},$$

$$DM \leq 20 \text{ пс}/\text{см}^3,$$

$$\Delta f = 3.8 \left( \frac{f}{f_0} \right)^4 \left( \frac{DM}{DM_0} \right)^{-3.5} \text{ МГц},$$

$$DM > 20 \text{ пс}/\text{см}^3,$$
(46)

где  $f_0 = 1 \text{ ГГц}$ ,  $DM_0 = 30 \text{ пс}/\text{см}^3$ .

Радиус временной корреляции  $t_{\text{диф}}$  определяется как половина ширины временной автокорреляционной функции по уровню 1/2 от максимума. Для построения зависимости  $\tau_0(f)$  были выбраны семь сильных пульсаров с близкими мерами дисперсии в диапазоне 23 - 40 пс/см<sup>3</sup> (в среднем ≈ 30) и с измерениями  $\tau_0$  на нескольких частотах приведенными, в основном, в работах [7, 26, 29, 30]. Несмотря на достаточно большой разброс значений средние величины  $\tau_0$  (они обозначены крестиком с ошибкой, равной σ) хорошо коррелируют с частотой и формально вписанная степенная зависимость по методу наименьших квадратов в диапазоне частот 0.32 - 2.7 ГГц дает наклон  $1.1 \pm 0.15$  (рис. 4а).

На рис. 4б приведена зависимость  $\tau_0$  от меры дисперсии для 71 пульсара. Эти значения  $\tau_0$  получены по единой методике на двух радиотелескопах на нескольких частотах, близких к частоте 1000 МГц [7]. В отличие от рис. 4а, здесь все значения приведены по уровню 1/e автокорреляционной функции. Опять наблюдается сильный разброс величины  $\tau_0$  при одной и той же мере дисперсии, поэтому для выявления зависимости  $\tau_0(DM)$  мы провели усреднение по семи интервалам мер дисперсии с длительностью интервала ( $\Delta DM$ ) таким, что  $\lg \Delta DM = 0.25$ . На рис. 4б средние величины  $\tau_0$  для каждого интервала с ошибкой среднего обозначены крестиком. Для вписывания формальной зависимости мы исходили из требования, чтобы она не выходила за пределы ошибок. В этом случае необходимо вписать по крайней мере две степенных зависимости со следующими показателями:  $-0.4 \pm 0.2$  для  $DM \leq 30$  и  $-1.6 \pm 0.5$  для  $DM > 30$ . Эмпирическую зависимость радиуса временной корреляции от частоты и меры дисперсии можно записать в виде

$$t_{\text{диф}} [\text{мин}] = 10 \left( \frac{f}{f_0} \right)^{1.1} \left( \frac{DM}{DM_0} \right)^{-0.4},$$

$$DM < 30 \text{ пс}/\text{см}^3,$$
(47)

$$t_{\text{диф}} [\text{мин}] = 10 \left( \frac{f}{f_0} \right)^{1.1} \left( \frac{DM}{DM_0} \right)^{-1.6},$$

$$DM \geq 30 \text{ пс}/\text{см}^3.$$

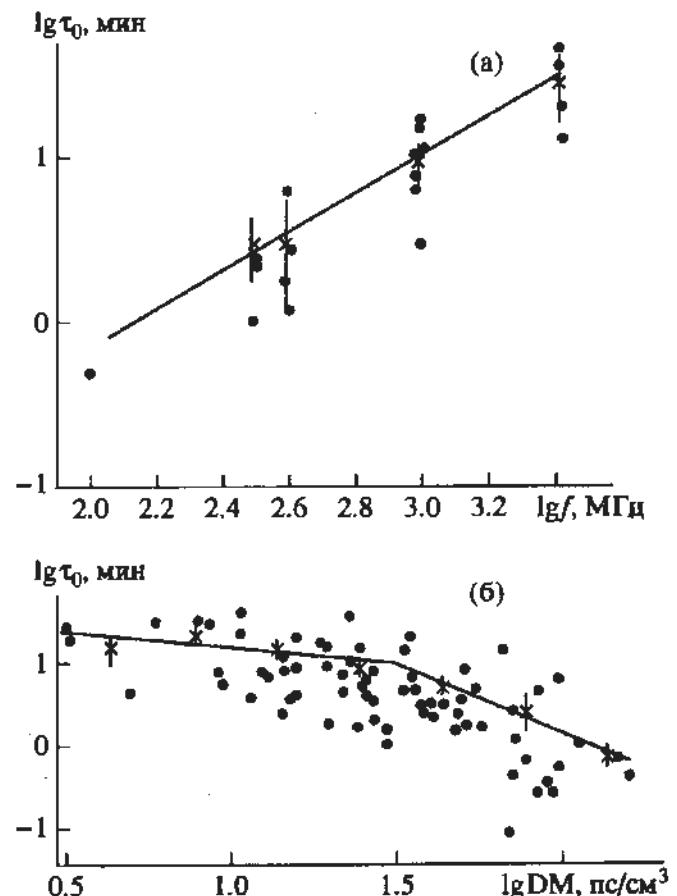


Рис. 4. а – зависимость радиуса временной корреляции  $\tau_0$  от частоты в логарифмическом масштабе для семи пульсаров с  $DM = 30 \text{ пс}/\text{см}^3$ . Крестиками обозначены средние величины на одной частоте с ошибкой, равной σ. Прямая соответствует зависимости  $\tau_0 \propto f^{1.1}$ ; б – зависимость  $\tau_0$  от меры дисперсии для 71 пульсара в логарифмическом масштабе. Крестиками обозначены средние величины  $\tau_0$  для семи интервалов  $DM$  ( $\Delta DM = 0.25$ ) с ошибкой среднего. Прямая соответствует зависимости  $\tau_0 \propto DM^{-0.4}$  до  $DM \approx 30$  и  $\tau_0 \propto DM^{-1.6}$  для более далеких пульсаров.

Соотношения (46) и (47) описывают, в основном, данные, полученные в дециметровом и метровом диапазонах волн и относятся к режиму фокусировки и режиму насыщения мерцаний.

## 5. ФЛУКТУАЦИИ ЧАСТИЧНО УСРЕДНЕННОГО ОТКЛИКА ИНТЕРФЕРОМЕТРА

Если время усреднения τ удовлетворяет неравенству (7), то дифракционная компонента флуктуаций отклика интерферометра будет подавлена. Однако в этом случае остаются флуктуации, обусловленные рефракционными мерцаниями. Эти флуктуации будут наиболее ярко выражены в режиме насыщения мерцаний, в котором характерное время рефракционных мерцаний  $t_{\text{реф}}$  на

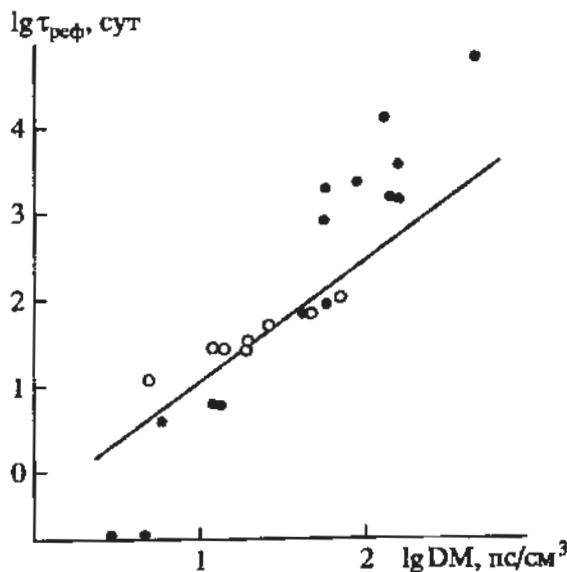


Рис. 5. Зависимость радиуса временной автокорреляционной функции  $\tau_{\text{реф}}$  от меры дисперсии по измерениям пульсаров. Кружками обозначены данные, измеренные на частоте 156 МГц, точками – приведенные к этой частоте согласно закону  $\lambda^2$  по измерениям на других частотах. Прямая соответствует закону  $\tau_{\text{реф}} \propto DM^{1.5}$ .

несколько порядков превосходит время дифракционных мерцаний  $t_{\text{диф}}$ . Ниже мы рассмотрим выражение для  $\langle |\tilde{I}|^2 \rangle$  в режиме насыщения мерцаний.

Используя ряд теории возмущений для  $M_E$ , полученный в [21] для описания крупномасштабных рефракционных мерцаний, и сохраняя в этом ряде нулевой и первый член этого ряда мы можем получить следующее выражение:

$$\begin{aligned} \langle |\tilde{I}(\rho)|^2 \rangle &= \langle |I(\rho)| \rangle^2 + m_{1, \text{реф}} \langle I(0) \rangle^2 K(\rho), \\ K(\rho) &= K_1(\rho)/K_1(\rho = 0), \\ K_1(\rho) &= \int_0^R dR' \int d^2 q \left( q \left[ \rho - q \frac{R}{k} \left( \frac{R}{R'} - 1 \right) \right] \right)^2 \Phi_{N_e} \times \\ &\quad \times \exp \left\{ - \int_0^{R'} dR'' D \left[ \frac{R''}{R} \rho - q \frac{R''}{k} \left( \frac{R}{R''} - 1 \right) \right] - \right. \\ &\quad \left. - \int_R^{R'} dR'' D \left[ \frac{R''}{R} \rho - q \frac{R''}{k} \left( \frac{R}{R''} - 1 \right) \right] \right\} \times \\ &\quad \times J_1 \left( q \frac{R}{k} \left( \frac{R}{R'} - 1 \right) \right), \end{aligned} \quad (48)$$

где  $m_{1, \text{реф}}^2$  – индекс рефракционных мерцаний. Эта величина достаточно подробно изучена в работах [4, 31]. Функция  $K(\rho)$  имеет характерный масштаб порядка  $1/k\theta_0$ , однако при  $\rho > 1/k\theta_0$  до-

статочно слабо убывает с ростом  $\rho$ . Так в случае фазового экрана

$$K(\rho) \propto \rho^2 \Phi_{N_e} \left( \frac{k\rho}{R} \right) \propto \rho^{2-n_1}. \quad (49)$$

Таким образом частично усредненный отклик интерферометра  $I(\rho)$  является флюктуирующей величиной и при  $\rho > 1/k\theta_0$  он сильно отличается от  $\langle I(\rho) \rangle$ . Режим частичного усреднения реализуется и в случае, когда угловой размер источника  $\Phi_0 \gg 1/k\theta_0 R$ .

Флюктуационный характер  $I(\rho)$  позволяет разделить угловой размер источника  $\Phi_0$  и угол рассеяния  $\theta_0$  в случае, когда эти величины соизмеримы.

Наблюдательные данные по измерениям рефракционных мерцаний пульсаров [32, 33] можно аппроксимировать эмпирическими формулами

$$\begin{aligned} m_{1, \text{реф}} &= 0.6 \left( \frac{f}{f_0} \right)^{1/2} \left( \frac{DM}{DM_0} \right)^{-1/3}, \\ t_{\text{реф}} &\approx 40 \left( \frac{f}{f_0} \right)^{-2} \left( \frac{DM}{DM_0} \right)^{1.5} \text{ сут}, \end{aligned} \quad (50)$$

где  $f_0 = 1 \text{ ГГц}$ ,  $DM_0 = 30 \text{ pc/cm}^3$ .

О рефракционных флюктуациях интенсивности начали серьезно говорить после работы Зибера [32], в которой он обнаружил зависимость между долговременными вариациями интенсивности пульсаров и мерой дисперсии. Поскольку выводы такого рода требуют очень длительных наблюдений, то кроме тех работ, что упомянуты в [32], появилась работа [33], где измерены радиусы временной корреляции для 10 пульсаров на частоте 610 МГц. Мы объединили эти данные, предварительно приведя все измерения к одному определению, а именно, использовав величину  $\tau_{\text{реф}}$ , которая изменялась как  $1/2$  ширины автокорреляционной функции временных вариаций по уровню  $1/2$  и приведя все данные к частоте 156 МГц по теоретической зависимости  $\tau_{\text{реф}} \propto \lambda^2$  (50). На рис. 5 приведена зависимость  $\tau_{\text{реф}}$  от  $DM$ . В данные, полученные на частоте 156 МГц (кружки), вписана теоретическая зависимость  $\tau_{\text{реф}} \propto DM^{1.5}$ . Стоит заметить, что опять как и для дифракционных флюктуаций, начиная с  $MD \approx 30$ , зависимость становится более сильной. Этот факт требует теоретического объяснения.

## 6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Итак, при выполнении некоторых условий отклик интерферометра будет флюктуирующей величиной и сохраняется возможность восстановить исходное распределение яркости, возмущенное турбулентной средой. В режиме слабых мерцаний амплитуда отклика интерферометра слабо возмущена турбулентной средой и соответственно равна амплитуде функции видности

исходного излучения. Режим слабых мерцаний реализуется, в основном, в сантиметровом диапазоне волн.

В режиме сильных мерцаний (режиме фокусировки и режиме насыщения) сильные флуктуации квазигновенного отклика интерферометра могут наблюдаться только для источников очень малых угловых размеров  $\phi < b_{\text{диф}}/R$ . Для этих источников сохраняется возможность измерения функции видности исходного излучения.

Рассмотрим, при каких параметрах наблюдений это можно реализовать. Используя эмпирические соотношения, полученные выше для полосы декорреляции  $\Delta f_0$  и характерного времени дифракционных мерцаний  $t_{\text{диф}}$  и неравенства (35 - 37), определим полосу приемника  $\Delta f$ , время экспозиции  $\tau$  и необходимую базу интерферометра для измерения функции видности исходного излучения. Для определенности рассмотрим пульсары. Их угловой размер  $\Phi_{\text{PSR}} = R_L/R = cP_1/2\pi R = 1.6 \times 10^{-12}$  рад, где  $R_L$  - радиус светового цилиндра,  $P_1$  - период пульсара. Для оценки мы взяли  $P_1 = 1$  с,  $R = 1$  кпс. Режим сильных мерцаний реализуется в метровом и дециметровом диапазонах волн. Пусть частота наблюдений  $f = 300$  МГц и мера дисперсии  $DM = 30$ . Тогда  $\Delta f = 30$  кГц и  $t_{\text{диф}} = 2.7$  мин. Следовательно необходимо, чтобы выполнялись условия  $\Delta f < 30$  кГц и  $\tau < 2.7$  мин. Такая узкая полоса приемника сильно снижает его чувствительность и для расширения ее необходимо наблюдать самые близкие пульсары (см. (46)). Кроме того, угловой размер источника должен быть  $\Phi_0 \leq b_{\text{диф}}/R$ . Беря скорость движения дифракционной картины  $V = V_{\text{PSR}} = (30 - 300)$  км/с, имеем  $b_{\text{диф}} = (0.5 - 5) \times 10^9$  см. У нас должно быть  $R_L = cP_1/2\pi \leq b_{\text{диф}}$ , т.е.  $P_1 < (0.1 - 1)$  с. Размер базы интерферометра должен быть  $\rho \geq b_{\text{реф}} = t_{\text{реф}}V = (3 - 30) \times 10^7$  км.

Итак, можно получить информацию о функции видности источника, однако, это требует больших времен накопления и очень больших баз интерферометра. В настоящее время таких возможностей нет.

Для источников с  $\phi \gg b_{\text{диф}}/R$  реализуется режим частичного усреднения отклика интерферометра. Величина  $\bar{I}$  подвержена рефракционным мерцаниям, которые модулируют поток и распределение яркости принимаемого излучения. Флуктуации  $\bar{I}$  можно использовать для разделения углового размера источника  $\Phi_0$  и угла рассеяния  $\theta_0$  в случае, когда  $\Phi_0$  и  $\theta_0$  близки. Следует подчеркнуть, что в режиме частичного усреднения значимая информация об источнике может быть получена при измерении на интерферометрах с базами  $\rho$  значительно превышающими масштаб когерентности поля  $\rho_0 = 1/k\theta_0$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-02-2976).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Шишов В.И. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1973. Т. 16. С. 1796.
- Zavorotny V.U. // Propagation effects in Space VLBI. Proceedings of a Workshop held at the Special Astrophysical Observatory. / Ed. Gurvits L.I. Leningrad. May 28 - 30. 1990. Arecibo: NAIC, 1993. P. 79.
- Rickett B.J. // Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1990. V. 28. P. 581.
- Шишов В.И. // Астрон. журн. 1993. Т. 70. С. 752.
- Каплан С.А., Пикельнер С.Б. Физика межзвездной среды. М.: Наука, 1979.
- Rickett B.J., Coles W.A., Burgois B. // Astron. and Astrophys. 1983. V. 235. P. 1313.
- Cordes J.M. // Astrophys. J. 1986. V. 311. P. 183.
- Rickett B.J., Lyne A.G. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1990. V. 244. P. 68.
- Гочелашвили И.С., Шишов В.И. // Волны в случайных средах. Итоги науки и техники. Радиофизика, физические основы электроники, акустика. М.: ВИНТИ, 1981.
- Fey A.L., Spangler S.R., Mutel R.L. // Astrophys. J. 1989. V. 337. P. 730.
- Mutel R.L., Broderick J.J., Carr T.D. et al. // Astrophys. J. 1974. V. 193. P. 279.
- Backer D.C. // Radio wave scattering in the interstellar medium / Eds Cordes et al. New York, 1988. P. 111.
- Пынзарь А.В. // Астрон. журн. 1993. Т. 70. С. 480.
- Пынзарь А.В., Удальцов В.А. // Астрон. журн. 1989. Т. 66. С. 897.
- Пынзарь А.В. // Письма в "Астрон. журн.". 1991. Т. 17. С. 249.
- Артиюх В.С., Пынзарь А.В., Смирнова Т.В., Удальцов В.А. // Астрон. журн. 1984. Т. 61. С. 515.
- Gwinn C.R., Cordes J.M., Bartel N.H. et al. // Astrophys. J. 1988. V. 334. P. L13.
- Altcar S.K., Slee O.B., Bobra A.D. // Austral. J. Phys. 1986. V. 39. P. 433.
- Cordes J.M., Weisberg J.M., Boriakoff V. // Astrophys. J. 1985. V. 288. P. 221.
- Пынзарь А.В., Шишов В.И. // Астрон. журн. 1980. Т. 57. С. 1187.
- Шишов В.И. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1990. Т. 33. С. 443.
- Шишов В.И. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1974. Т. 17. С. 1684.
- Шишов В.И. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1976. Т. 19. С. 91.
- Goodman J., Narayan R. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1985. V. 214. P. 519.
- Wolszczan A. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1983. V. 204. P. 591.
- Balasubramanian V., Krishnamohan S. // Astron. and Astrophys. 1985. V. 6. P. 35.

27. Roberts J.A., Ables J.G. // Monthly Notices Roy. Soc. 1982. V. 202. P. 1119.
28. Hewish A., Wolszczan A., Graham D.A. // Monthly Notices Roy. Soc. 1985. V. 213. P. 167.
29. Smith F.G., Wright N.C. // Monthly Notices Roy. Soc. 1985. V. 214. P. 97.
30. Backer D.C. // Astron. and Astrophys. 1975. V. 43. P. 395.
31. Шишов В.И. // Письма в "Астрон. журн.". 1989. Т. 15. С. 975.
32. Sieber W. // Astron. and Astrophys. 1982. V. 113. P. 311.
33. Gupta Y., Rickett B.J., Coles W.A. // Astrophys. J. 1993. V. 403. P. 183.

## Effect of Turbulent Interstellar Plasma on the Response of a Radio Interferometer

V. I. Shishov, V. M. Malofeev, A. V. Pynzar', and T. V. Smirnova

We consider the effect of radio emission scattering on interstellar plasma inhomogeneities, as well as that of diffraction and refraction interstellar scintillations, on the mean and squared amplitude of the interferometer response. The squared amplitude of the interferometer response in the cases of weak and strong scintillations is derived. It is shown to be equal to the squared amplitude of the initial visibility function. For weak scintillations, this result is not affected by the source size; for strong scintillations, this holds for sufficiently compact sources. We present observational data on the scattering and scintillation parameters that affect the interferometer response.

УДК 524.4

## ДВИЖУЩИЕСЯ СКОПЛЕНИЯ ЗВЕЗД В ОКРЕСТНОСТИ СОЛНЦА

© 1995 г. В. В. Орлов\*, И. Е. Панченко\*\*, А. С. Растворгусев\*\*\*, А. В. Яцевич\*

\*Университет, Санкт-Петербург, Россия

\*\*Университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия

\*\*\*Астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

Поступила в редакцию 20.06.94 г.

К выборке, состоящей из 1947 одиночных и кратных звезд ближайшей окрестности Солнца с известными пространственными скоростями из каталога Глизе и Ярайса, применены два алгоритма поиска движущихся скоплений: метод главных звезд в пространстве скоростей и метод иерархического скучивания. Надежно выявлено пять богатых движущихся скоплений с разностью скоростей не более 6 км/с от центрального значения и числом членов порядка 35 - 40. Менее уверенно выделяется еще семь бедных скоплений. Богатые движущиеся скопления включают около 10% всех звезд с известными пространственными скоростями.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В работе Агекяна и Белозеровой [1] показано, что по мере диссипации рассеянных скоплений все большее число звезд переходит в короны. Короны рассеянных скоплений были обнаружены и исследованы Холоповым и Артихиной (см., например, [2, 3]). Пространственные скорости звезд короны имеют близкие значения. В силу этого они образуют в пространстве скоростей плотное образование (кластер), которое размывается иррегулярными и приливными силами поля Галактики значительно медленнее, чем происходит диссипация из ядра рассеянного скопления [1]. После разрушения ядра рассеянное скопление уже не наблюдается, однако в пространстве скоростей кластер существует значительное время и образует движущееся скопление. Так как звезды диска Галактики формировались в рассеянных скоплениях, диск в значительной степени должен состоять из взаимопроникающих движущихся скоплений. Некоторые движущиеся скопления известны давно (например, скопление Большой Медведицы и поток Тельца [2]).

Для надежного выявления движущихся скоплений были использованы два различных алгоритма.

Первый из них был предложен Агекяном и Орловым [4]. Его суть заключается в следующем. Для звезд из окрестности Солнца с известными  $U$ ,  $V$ ,  $W$ -скоростями из "Каталога близких звезд" Глизе [5] ( $N = 1132$ ) выбиралось некоторое критическое расстояние  $c$  в пространстве скоростей. Составляющие скоростей звезд  $U$ ,  $V$ ,  $W$  имеют следующие ориентации:  $U$  – к центру Галактики;  $V$  – в направлении галактического вращения;  $W$  – к северному полюсу Галактики. Если расстояние от звезды  $i$  до звезды  $j$ , обозначаемое  $\Delta_{ij}$ , было

меньше  $c$ , то  $j$ -я звезда считалась спутником  $i$ -й ( $\forall i, j = 1(1)N$ ). Для каждой звезды определялись спутники и их количество  $k_i$ . Далее для каждой  $i_n$ -й звезды определялся спутник –  $i_{n+1}$ -я звезда с максимальным числом спутников. Процесс продолжался до тех пор, пока  $i_{n+1} = i_n$ . Последняя звезда считалась центром гипотетического движущегося скопления, а ее спутники – членами скопления. В [4] было выделено 9 движущихся скоплений с числом членов  $\geq 6$  при фиксированном  $c = 6$  км/с.

В основе второго алгоритма лежит известный метод кластерного анализа – метод иерархического скучивания в центроидной модификации [6]. На первом шаге работы алгоритма вычисляется множество взаимных расстояний  $\Delta_{ij}$  отдельных звезд в пространстве скоростей ( $\forall i, j = 1(1)N$ ). Звезды с расстояниями, не превышающими некоторое выбранное критическое значение ( $c$ ), объединялись в кластеры. На последующих этапах эти кластеры выступали как индивидуальные точки (центроиды) с пространственными скоростями, равными средним скоростям звезд, населяющих эти кластеры. Процесс объединения скоплений происходил путем последовательного присоединения к уже выделенным кластерам индивидуальных звезд или других кластеров, находящихся на межцентроидных расстояниях ниже критического, в порядке возрастания этих расстояний. Критическое расстояние также было взято равным 6 км/с.

Выделенные этими методами кластеры, вообще говоря, должны несколько различаться по звездному составу, что связано с различием понятия расстояния между кластером и отдельной звездой в рамках двух использованных алгоритмов. Тем не менее богатые скопления (с числом

членов порядка 30) оказались очень близкими по численности и составу, что дополнительно свидетельствует о надежности выделения богатых движущихся скоплений.

Актуальность настоящей работы определилась появлением на лазерных оптических дисках расширенной предварительной версии "Третьего каталога ближайших звезд" Глизе и Ярайсса [7], вследствие чего стало возможным уточнить полученные в работе [4] результаты на более богатой выборке звезд с известными пространственными скоростями. Объем выборки возрос с 1132 до 1947 звезд.

## 2. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Вычисление расстояний в пространстве скоростей производилось по стандартной формуле

$$\Delta_{ij} = ((U_i - U_j)^2 + (V_i - V_j)^2 + (W_i - W_j)^2)^{1/2}. \quad (1)$$

Использовались средние и дисперсии  $U$ ,  $V$ ,  $W$ -компонент, полученные по новому "Каталогу близких звезд" [7]:

$$\langle U \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i, \quad \sigma_U^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (U_i - \langle U \rangle)^2 \quad (2)$$

и т.д. Они имеют следующие значения (в км/с) для полной выборки звезд ( $N = 1947$ ):

$$\begin{cases} \langle U \rangle = -11.2, & \langle V \rangle = -23.4, & \langle W \rangle = -8.1, \\ \sigma_U = 43.5, & \sigma_V = 33.6, & \sigma_W = 26.0. \end{cases} \quad (3)$$

Чтобы выделить вероятное население диска, мы ограничили модуль пространственной скорости значением 70 км/с. По выборке  $N = 1522$  звезд с модулем гелиоцентрической пространственной скорости менее 70 км/с получаются следующие значения средних и стандартов (2):

$$\begin{cases} \langle U \rangle = -6.9, & \langle V \rangle = -15.1, & \langle W \rangle = -7.1, \\ \sigma_U = 26.8, & \sigma_V = 17.4, & \sigma_W = 15.7. \end{cases} \quad (4)$$

Выборка 1627 звезд с модулем пространственной скорости относительно центроида менее 70 км/с дает такие параметры:

$$\begin{cases} \langle U \rangle = -10.5, & \langle V \rangle = -18.2, & \langle W \rangle = -7.7, \\ \sigma_U = 27.9, & \sigma_V = 20.0, & \sigma_W = 16.2. \end{cases} \quad (5)$$

## 3. ВЫБОР ЗНАЧЕНИЯ $c$

Для выбора критического значения  $c$  использовалась следующая процедура. Для 15 пробных значений  $c = 2, 3, \dots, 16$  км/с (в работе [4] приведены три пробные значения  $c = 4, 6, 8$  км/с) было определено число спутников  $k_i$  в пространстве скоростей  $(U, V, W)$  для каждой звезды  $i$ . На ЭВМ была смоделирована выборка  $N = 1947$  объектов, распределение скоростей которых является суперпозицией

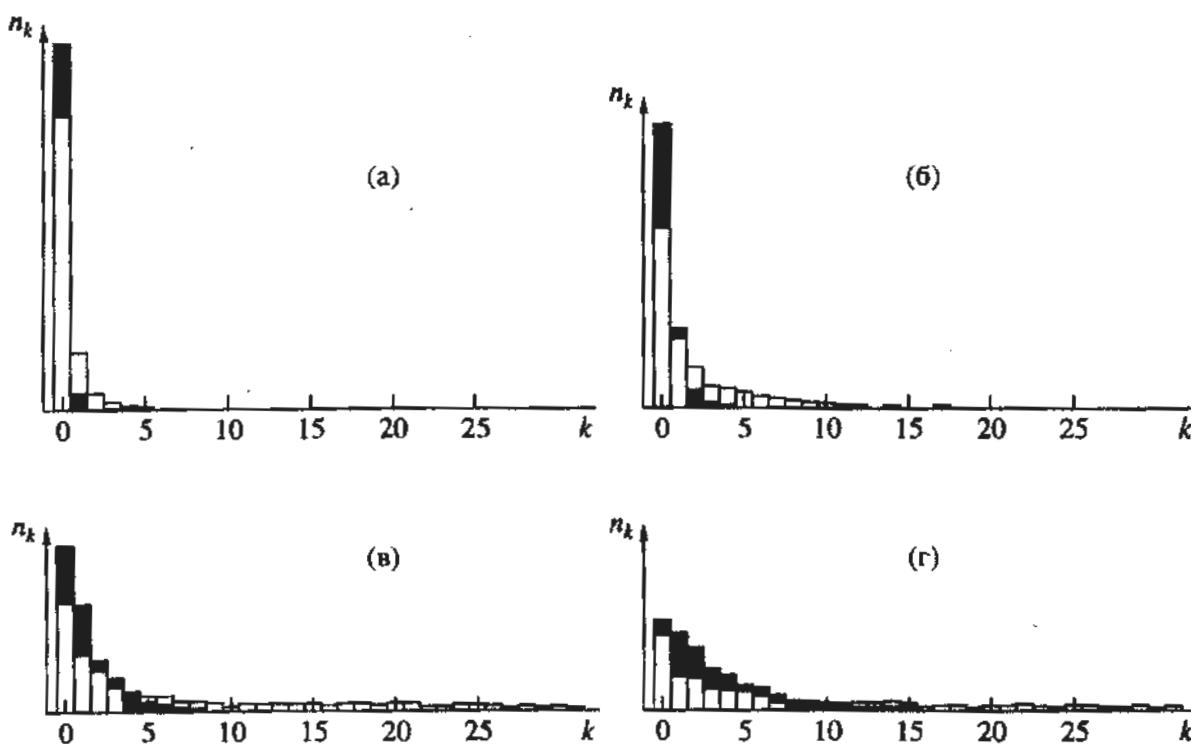


Рис. 1. Гистограммы распределений звезд по числу спутников: без штриховки – для наблюдаемой выборки, со штриховкой – для модели. Гистограммы представлены для значений  $c = 2$  (а), 4 (б), 6 (в), 8 (г) км/с.

трех независимых нормальных распределений с математическими ожиданиями и стандартами (3). По обеим выборкам строились гистограммы распределения по числу спутников  $k$ . Совмещенные гистограммы приведены на рис. 1 для  $c \in [2, 8]$  км/с с шагом 2 км/с. По горизонтальной оси отложено число спутников  $k$ , по вертикальной – нормированное к общему числу звезд  $N = 1947$  число звезд  $n$ , имеющих  $k$  спутников. Моделирование случайной выборки объектов проводилось трижды при различных последовательностях псевдослучайных чисел. Это позволило оценить погрешности  $n$ , обусловленные начальными условиями для генератора псевдослучайных чисел. Погрешности оказались малы по сравнению с различиями между наблюдаемым и модельными распределениями. Для полноты картины строилась интегральная характеристика распределений  $\Sigma(c)$ :

$$\Sigma(c) = \sum_{k=0}^M \Delta n_k / N, \quad (6)$$

где

$$\Delta n_k = \begin{cases} n'_k - n_k^0, & \text{если } n'_k > n_k^0, \\ 0, & \text{если } n'_k \leq n_k^0. \end{cases} \quad (7)$$

Здесь  $n'_k$  и  $n_k^0$  – число звезд, имеющих  $k$  спутников для данного  $c$  соответственно для моделируемой и исходной выборок. Суммирование происходит до максимального числа спутников  $M$  при данном  $c$ . Зависимость  $\Sigma(c)$  приведена на рис. 2.

На рис. 1 видно явное преобладание числа спутников высокой кратности у звезд в окрестностях Солнца, что согласуется с данными, полученными в [4], и указывает на существование движущихся скоплений в окрестности Солнца. Однако выделенность  $c = 6$  км/с, отмеченная в [4], отсутствует. Таким образом, предложенный в [4] способ оценки  $c$  не дал желаемого результата. На рис. 2 видна “ступенька” в окрестности  $c = 2 - 3$  км/с, но поскольку при  $c = 0$  величина  $\Sigma$  обращается в 0, то на участке 0 - 5 км/с должен происходить резкий рост  $\Sigma$ . Поэтому мы не можем утверждать достаточно уверенно, что  $c = 3$  км/с соответствует нужному нам критическому значению. Таким образом, по зависимости  $\Sigma(c)$  не удается оценить критическое значение  $c$ , соответствующее размеру движущегося скопления в пространстве скоростей.

Попытаемся сделать это, исходя из других соображений. С одной стороны, величина  $c$  должна определять измеряемые размеры движущегося скопления в пространстве скоростей. С другой стороны, реальные размеры скопления определяются дисперсией скоростей звезд  $\sigma_c^2$ , входящих

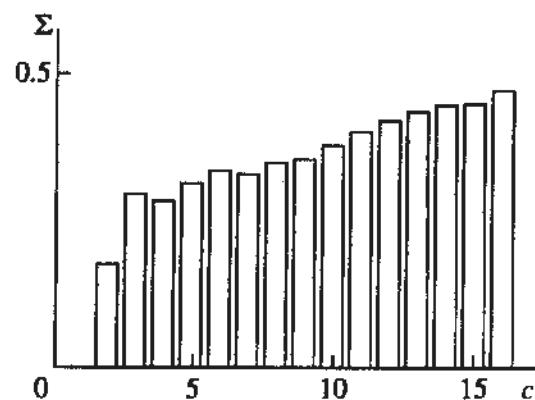


Рис. 2. Интегральная характеристика  $\Sigma(c)$ .

в это скопление. Тогда  $c$  можно найти из следующей зависимости:

$$c^2 = \sigma_c^2 + \sigma_v^2, \quad (8)$$

где  $\sigma_v$  – средняя ошибка определения величины пространственной скорости.

Принимая гипотезу Агекяна и Белозеровой [1] о связи движущихся скоплений и корон рассеянных скоплений и учитывая, что в пространстве скоростей разрушение движущегося скопления идет значительно медленнее, чем в пространстве координат [1], получим оценку дисперсии скоростей  $\sigma_c^2$  в короне рассеянного скопления. Предположим, что звезды короны имеют относительные скорости

$$V = V_0, \quad (9)$$

где  $V_0$  – критическая скорость звезды в скоплении (если  $V > V_0$ , то звезда покинет скопление, если меньше – не выйдет из него). Значение  $V_0$  можно выразить через среднеквадратическую скорость  $\bar{V}$  звезды в скоплении [8]:

$$V_0 \approx 2\bar{V}. \quad (10)$$

Воспользовавшись оценкой  $\bar{V}$  для рассеянного скопления  $\bar{V} = 0.5$  км/с [8], получим оценку  $V_0 = 1$  км/с. Поскольку

$$\sigma_c \approx \frac{1}{2} \max(\Delta V), \quad (11)$$

где  $\Delta V$  – модуль разности скоростей звезд в короне, а

$$\max(\Delta V) = 2|V_0| \quad (12)$$

(для звезд, вылетающих из скопления в противоположных направлениях), то  $\sigma_c \approx 1$  км/с.

Оценка ошибки определения пространственных скоростей звезд  $\sigma_v$  была проведена следующим образом. По формуле переноса ошибок (13) для каждой звезды была получена средняя ошибка определения модуля скорости. Модуль скорости

звезды  $V = V(V_r, \mu, \pi)$  представляет собой функцию трех переменных: лучевой скорости  $V_r$ , собственного движения  $\mu$  и параллакса  $\pi$ . Формула переноса ошибок позволяет оценить квадрат средней ошибки  $\sigma_V$  следующим образом [9]:

$$\sigma_V^2 = \left( \frac{\partial V}{\partial V_r} \right)^2 \sigma_{V_r}^2 + \left( \frac{\partial V}{\partial \mu} \right)^2 \sigma_\mu^2 + \left( \frac{\partial V}{\partial \pi} \right)^2 \sigma_\pi^2. \quad (13)$$

Поскольку

$$V = \sqrt{V_r^2 + \left( \frac{k}{\pi} \mu \right)^2}, \quad (14)$$

где масштабный коэффициент  $k = 4.738$ , то (13) эквивалентно

$$\begin{aligned} \sigma_V^2 &= (V_r^2 \sigma_{V_r}^2 + (k^2 \mu / \pi^2)^2 \sigma_\mu^2 + \\ &+ (k^2 \mu^2 / \pi^3)^2 \sigma_\pi^2) V^2. \end{aligned} \quad (15)$$

Таким образом, для каждой звезды каталога мы можем оценить среднюю ошибку модуля пространственной скорости

$$\sigma_V = \sqrt{\sigma_V^2}, \quad (16)$$

подставляя каталогные значения  $V_r, \mu, \pi$  и вычисляя модуль скорости  $V$  звезды по формуле

$$V = \sqrt{U^2 + V^2 + W^2} \quad (17)$$

или по формуле (14). Однако это возможно лишь при условии, что известны ошибки  $\sigma_V, \sigma_\mu, \sigma_\pi$  для каждой звезды. К сожалению, в [7] приведены только ошибки параллакса  $\sigma_\pi$ . Поэтому мы вычислили значения  $\sigma_\mu$  и  $\sigma_V$ , следующим образом:

$$\begin{cases} \sigma_\mu = 0.002, 0.005, 0.01, 0.02''/\text{год}; \\ \sigma_V = 1, 3, 5, 10 \text{ км/с}. \end{cases} \quad (18)$$

Для каждой пары значений (18) по формулам (15) - (17) оценивалась индивидуальная ошибка модуля скорости  $\sigma_V$  для каждой звезды. Усредняя  $\sigma_V$  по всем рассмотренным звездам, мы получили среднюю ошибку  $\bar{\sigma}_V$  модуля скорости в каталоге [7] для каждой пары значений  $\sigma_\mu$  и  $\sigma_V$ . Оказалось, что  $\bar{\sigma}_V$  слабо зависит от  $\sigma_\mu$  и медленно растет с ростом  $\sigma_V$ . Был оценен относительный вклад каждого слагаемого в формуле (15). Наибольший вклад в  $\bar{\sigma}_V$  вносит член, связанный с ошибкой параллакса. Характерные значения  $\bar{\sigma}_V$  составляют 5 - 6 км/с.

Воспользовавшись полученной оценкой  $\bar{\sigma}_V$  и заменив ошибку  $\sigma_V$  на значение средней ошибки ка-

талога  $\bar{\sigma}_V$ , получим оценку значения  $c$  согласно (8). Характерное значение  $c$  составляет 6 км/с. Выбор  $c$  определяется главным образом ошибками наблюдательных данных, а не реальным разбросом относительных скоростей звезд в движущемся скоплении. Отметим, однако, что со временем дисперсия скоростей в движущемся скоплении будет возрастать из-за приливного воздействия внешнего поля Галактики. Резкой границы между движущимся скоплением и фоном в пространстве скоростей может и не быть.

С другой стороны, к необходимости увеличения принимаемого значения критической скорости приводит предположение о том, что движущиеся скопления являются остатками гравитационно несвязанных систем, например звездных ассоциаций - членов местного звездного комплекса. Первоначальная дисперсия скоростей их членов может достигать 3 - 5 км/с [10]. Это еще на 2 - 3 км/с увеличит значение критической скорости, используемой для выделения движущихся скоплений. Приведенный анализ показывает, что выбор размеров (уровней иерархического скучивания) движущихся скоплений не является до конца объективным, хотя выбор  $c = 6$  км/с и  $c = 8$  км/с и не лишен физического смысла.

Вторым существенным параметром, определяющим выделение движущихся скоплений, является минимальное число их членов  $k_0$ . Очевидно, что некоторая часть движущихся скоплений с малой населенностью может быть связана со случаем скучиванием звезд в пространстве скоростей.

При использовании алгоритма Агекяна-Орлова после выбора  $c$  задавалось значение  $k_0$ . Оно определялось как точка перехода (пересечения гистограмм на рис. 1), когда  $n_k^0$  становилось больше  $n_k^1$ , аналогично тому, как это было сделано в работе [4].

Выбор значения  $k_0$  во втором алгоритме проводился методом численного моделирования выборок и последующего применения к модельным выборкам метода иерархического скучивания. Был смоделирован ряд выборок объемом 1627 звезд со средними и дисперсиями скоростей (5). Методом иерархического скучивания было выявлено количество кластеров в модельных выборках. Сравнение населенности модельных кластеров и скоплений, найденных этим же методом по реальной выборке, показало, что граница между возможными и вероятными кластерами для  $c = 6$  км/с проходит при  $k_0 = 16 - 18$ , а для уровня  $c = 8$  км/с при  $k_0 = 23 - 25$ . В качестве критических значений были взяты  $k_0 = 18$  и 25.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Опираясь на выбранные значения  $c$ , мы можем надежно выделить 5 богатых движущихся скоплений в окрестности Солнца. Еще семь более бедных скоплений выделяются с меньшей степенью достоверности. Часть этих скоплений может быть связана со случайным скучиванием звезд. В табл. 1 приведены сводные данные о 12 движущихся скоплениях, выделенных с  $c = 6 \text{ км/с}$  с помощью описанного выше алгоритма главных звезд, тогда как в табл. 2 содержится список скоплений, обнаруженных методом иерархического скучивания (первые 8 скоплений выделены при  $c = 6 \text{ км/с}$ , два последних — при  $c = 8 \text{ км/с}$ ). Условимся обозначать скопления номером с указанием в скобках номера таблицы (например, 3 (2) — скопление под номером 3 из табл. 2, т.е. выделенное методом иерархического скучивания; 5 (1) — скопление под номером 5 из табл. 1, т.е. выделенное методом главной звезды).

При увеличении  $c$  до 8 км/с все скопления первой части табл. 2 продолжают воспроизводиться с большей населенностью, а скопления 6 и 7 сливаются на этом уровне иерархии в единое скопление. Скопления 1–5 (1) хорошо прослеживаются при любом  $c \in [3, 10] \text{ км/с}$ , что также может свидетельствовать в пользу их реальности.

Сравнение табл. 1 и 2 позволяет сделать вывод о совпадении следующих движущихся скоплений, выделенных двумя разными методами: 4 (1) и 6, 7 (2); 1 (1) и 2 (2); 2 (1) и 3, 8 (2); 3 (1) и 4, 5 (2); 5 (1) и 10 (2). Следует отметить, что скопления 3 и 8 (2) расположены вблизи центроида ближайших звезд. Высокая фазовая плотность в области центроида, по-видимому, привела к некоторому завышению числа членов этой пары движущихся скоплений.

Скопление 10 (2), выделяющееся на уровне  $c = 8 \text{ км/с}$ , представляет собой результат слияния трех более бедных скоплений, выделяемых методом иерархического скучивания на уровне  $c = 6 \text{ км/с}$ . Кроме того, скопление 1 (2) практически совпадает по скорости с близким рассеянным скоплением Гиады (табл. 3). К 24 звездам с известными пространственными скоростями, выделенными методом иерархического скучивания, были добавлены еще 7 звезд — вторичных компонентов тесных пар, которые, вероятно, являются членами этого движущегося скопления и не имеют измерений индивидуальных скоростей (табл. 4). Метод главных звезд не выявляет движущегося скопления, совпадающего с Гиадами, хотя скопление 7 (1) имеет близкие значения скоростей. Скопление 1 (1) соответствует хорошо известному движущемуся скоплению Большой Медведицы, что согласуется с результатами работы [4].

Таблица 1. Сводка данных о движущихся скоплениях, выделенных методом главных звезд

№ п/п	$\langle U \rangle, \text{км/с}$	$\langle V \rangle, \text{км/с}$	$\langle W \rangle, \text{км/с}$	$K$
1	+13.5	+2.8	-8.5	35
2	-14.2	-21.7	-10.2	35
3	-18.3	-9.0	-2.7	33
4	-31.0	-12.1	-11.5	32
5	-30.1	-11.5	+1.4	28
6	+14.8	-14.1	-15.4	16
7	-36.4	-27.5	-9.8	14
8	+17.6	-30.9	-0.3	10
9	-8.2	-33.4	-0.5	9
10	-38.1	-18.9	+7.5	9
11	+11.5	-21.9	-22.3	8
12	-1.9	-30.3	-6.5	8

Таблица 2. Список богатых движущихся скоплений, выделенных методом иерархического скучивания

№ п/п	$\langle U \rangle, \text{км/с}$	$\langle V \rangle, \text{км/с}$	$\langle W \rangle, \text{км/с}$	$K$	$c, \text{км/с}$
1	-40.5	-17.5	-3.4	31	6
2	+13.5	+3.4	-7.4	29	6
3	-12.5	-19.0	-9.0	25	6
4	-21.5	-9.3	-4.2	21	6
5	-14.7	-8.6	-0.1	20	6
6	-34.7	-15.7	-10.3	18	6
7	-28.7	-13.1	-8.1	18	6
8	-16.7	-23.7	-10.7	18	6
9	+6.2	-2.3	0.0	34	8
10	-29.9	-11.8	+2.1	31	8

Таблица 3. Данные о близких рассеянных скоплениях

№ п/п	Название	ОСЛ-номер	$U, \text{км/с}$	$V, \text{км/с}$	$W, \text{км/с}$	$R, \text{пс}$	Возраст, $10^7 \text{ лет}$
1	Pleiades	421	-6.2	-23.7	-13.4	125	5
2	Hyades	456	-43.1	-17.2	-4.2	43	80
3	Praesepe	501	-37.8	-21.0	-7.6	160	70
4	IC 2391	767	-18.1	-13.4	-6.1	150	3
5	IC 2602	838	-1.8	-26.4	-0.1	150	1
6	Coma	558	-1.6	-7.4	-0.8	80	40
7	$\alpha$ Per	392	-12.6	-22.0	-2.4	180	4
8	UMa	252	+14.2	-0.4	-11.8	20	50
9	Cr 399	113	-9.9	-30.7	-3.0	120	30

Таблица 4. Список звезд движущегося скопления Гиады, выделенных методом иерархического скучивания

№ п/п	Название по каталогу [7]	$\alpha$	$\delta$	$\pi, 0.^{\circ}0001$	$\sigma_{\pi}, 0.^{\circ}0001$	$U, \text{км/с}$	$V, \text{км/с}$	$W, \text{км/с}$
1	G1 36	00 <sup>h</sup> 46 <sup>m</sup> 57 <sup>s</sup>	-23° 29' 2	625	90	-38	-14	-5
2	G1 106	02 40 30	+19 13.1	540	80	-45	-16	-2
3	G1 130.1A	03 12 17	+57 59.3	706	39	-42	-17	-4
4	G1 130.1B	03 12 17	+57 59.3	706	39	-42	-17	-4
5	G1 143.2A	03 28 30	-63 06.8	569	70	-42	-20	-3
6	G1 143.2B	03 28 30	-63 06.8	569	70			
7	G1 154	03 43 18	+26 03.8	689	46	-42	-17	-8
8	Wo 9135	03 48 04	+23 45.2	270	30	-45	-17	-3
9	BD+16°593	04 22 08	+16 52.3	190	20	-46	-21	-3
10	G1 171.2A	04 33 42	+27 02.0	611	30	-38	-17	-2
11	G1 171.2B	04 33 42	+27 02.0	611	30			
12	G1 268	07 06 39	+38 37.5	1646	31	-44	-20	-8
13	G1 332A	08 57 24	+41 58.9	663	61	-42	-17	-6
14	G1 332B	08 57 24	+41 58.9	663	61			
15	G1 398	10 33 28	+05 22.7	730	43	-44	-17	-2
16	BD+00°3076	13 32 10	-00 20.4	369	58	-36	-16	-4
17	G1 582.1A	15 19 08	-47 44.4	561	156	-39	-21	-4
18	G1 582.1B	15 19 08	-47 44.4	561	156			
19	G1 669A	17 17 54	+26 32.8	933	19	-36	-19	-4
20	G1 669B	17 17 54	+26 32.8	933	19	-36	-18	-3
21	G1 713.1	18 24 53	-25 27.1	597	97	-41	-20	1
22	Wo 9639	18 56 55	+30 06.5	350	40	-43	-22	-4
23	G1 750A	19 13 03	-45 58.4	726	81	-44	-16	-3
24	G1 750B	19 13 03	-45 58.4	726	81			
25	G1 819A	21 04 24	-14 07.4	681	112	-40	-17	-1
26	G1 819B	21 04 24	-14 07.4	681	112			
27	G1 829	21 27 12	+17 25.1	1478	26	-38	-17	-5
28	BD-17°6340	21 37 19	-16 53.4	282	74	-40	-19	0
29	G1 838.5	21 50 34	-13 47.3	457	102	-37	-12	-4
30	Wo 9782A	22 24 05	+04 08.3	411	76	-37	-15	-3
31	Wo 9782B	22 24 05	+04 08.3	411	76			

Пять сравнительно богатых движущихся скоплений выделяются наиболее надежно. Дополнительным свидетельством в пользу их реальности может служить большой контраст плотности в пространстве скоростей ( $U, V, W$ ) в области скоплений по сравнению со звездным полем, которое описывается макроскопическими значениями средних и дисперсий, относящихся к выборке ближайших звезд. Для пяти богатых скоплений контраст плотности в пространстве скоростей составляет 10 - 50.

Списки звезд - членов пяти богатых скоплений, выделенных методом Агекяна-Орлова, приведены в табл. 5 - 9. В списках приводятся: поряд-

ковый номер звезды в скоплении, номер по каталогу Глизе и Ярейса [7], прямое восхождение звезды  $\alpha$  и склонение  $\delta$ , результирующий пара лакс  $\pi$ , его ошибка  $\sigma_{\pi}$ , компоненты пространственной скорости  $U, V, W$  и значения  $k_i$  для каждой звезды. В начале таблиц приведены главные звезды, далее - другие члены скоплений в порядке возрастания  $\alpha$ . В состав каждого скопления также были добавлены вторичные (или главные) компоненты двойных или кратных систем из каталога [7]. В нескольких случаях эти компоненты формально не попали в состав выделенных скоплений по той причине, что их пространственные скорости отличались от скорости главной звезды.

Таблица 5. Список звезд движущегося скопления 1

№ п/п	Название по каталогу [7]	$\alpha$	$\delta$	$\pi, 0.^{\circ}0001$	$\sigma_{\pi}, 0.^{\circ}0001$	$U, \text{км/с}$	$V, \text{км/с}$	$W, \text{км/с}$	$k_i$
1	Wo 9343	10 <sup>h</sup> 46 <sup>m</sup> 57 <sup>s</sup>	+56° 39' 1	463	118	+13	+2	-8	34
2	BD-10°525	02 37 46	-09 40.0	45	6	+16	+4	-5	23
3	Gl 173	04 35 21	-11 08.1	940	85	+15	+2	-9	31
4	Gl 174.1A	04 38 57	-41 57.5	448	233	+11	+6	-12	14
5	Gl 174.1B	04 38 57	-41 57.5	448	233				
6	Wo 9175	05 05 23	-05 09.0	497	56	+13	+4	-7	32
7	Gl 216B	05 42 21	-22 26.2	1249	69	+16	+5	-11	20
8	Gl 216A	05 42 23	-22 27.8	1249	69	+17	+5	-10	22
9	Gl 222AB	05 51 25	+20 16.1	1031	28	+14	+3	-9	32
10	BD+44°1328	05 55 52	+44 56.7	443	55	+18	-1	-9	18
11	Gl 227	06 03 49	+15 33.0	653	102	+12	+0	-11	20
12	Gl 244A	06 42 57	-16 38.8	3804	29	+15	+1	-11	26
13	Gl 244B	06 42 57	-16 38.8	3804	29				
14	Gl 252	06 52 14	+25 26.4	59	8	+13	+6	-5	23
15	Wo 9231A	07 15 13	+16 37.9	460	64	+8	+1	-8	21
16	Wo 9231B	07 15 13	+16 37.9	460	64				
17	Gl 271A	07 17 08	+22 04.6	624	57	+14	+4	-6	29
18	Gl 271B	07 17 08	+22 04.6	624	57	-3	-1	-1	
19	Gl 311	08 34 47	+65 11.7	722	82	+10	+0	-10	21
20	BD+54°1285	09 12 36	+54 13.8	407	119	+18	+3	-10	25
21	Gl 378.3	10 04 29	+35 29.4	478	119	+14	+2	-11	28
22	Gl 410	10 59 57	+22 14.2	909	63	+12	+3	-10	31
23	Gl 457	12 09 36	+59 12.3	447	60	+14	-1	-11	21
24	Gl 459	12 12 58	+57 18.6	565	80	+12	-1	-11	21
25	GJ 1160	12 28 57	+55 23.7	44	7	+12	+4	-3	19
26	BD+56°1618	12 39 27	+55 59.9	44	7	+13	+4	-5	23
27	Wo 9417	12 46 29	+60 35.5	36	4	+16	+1	-9	30
28	Gl 503.2	13 11 34	+56 58.4	36	6	+15	+3	-8	33
29	Gl 509.1	13 21 26	+58 10.0	49	8	+12	+2	-6	32
30	ADS 8891	13 21 55	+55 11.2	414	61	+13	+4	-5	23
31	BS 5055	13 21 56	+55 10.9	414	61	+14	+1	-8	30
32	BD+55°1603	13 23 14	+55 14.9	410	75	+13	+3	-9	33
33	BD+13°2782	14 16 51	+13 14.0	404	103	+10	+5	-8	24
34	Gl 624	16 23 04	-69 58.5	924	102	+12	+4	-6	28
35	Gl 659A	17 09 08	+54 33.4	495	64	12	6	-3	
36	Gl 659B	17 09 10	+54 33.1	495	64	+12	+6	-5	21
37	Gl 702.1	18 03 01	-36 01.5	577	68	+13	+5	-9	28
38	BD+50 2815	19 33 02	+51 07.7	41	5	+18	+1	-11	20
39	Gl 791.1A	20 26 01	-17 58.8	521	79	+16	+5	-8	29
40	Gl 791.1B	20 26 01	-17 58.8	521	79				
41	Wo 9800A	22 49 45	-33 08.5	424	170	+10	+1	-13	19
42	Wo 9800B	22 49 45	-33 08.5	424	170	11	1	-14	

Таблица 6. Список звезд движущегося скопления 2

№ п/п	Название по каталогу [7]	$\alpha$	$\delta$	$\pi, 0.^{\circ}0001$	$\sigma_{\pi}, 0.^{\circ}0001$	$U, \text{км/с}$	$V, \text{км/с}$	$W, \text{км/с}$	$k_i$
1	Wo 9367	11 <sup>h</sup> 31 <sup>m</sup> 48 <sup>s</sup>	+03° 20'3	38	5	-14	-21	-10	34
2	G1 5	00 04 01	+28 44.7	702	90	-17	-21	-11	30
3	BD-10°240	01 06 04	-10 26.8	406	89	-15	-24	-15	21
4	G1 56.4	01 16 43	+79 53.5	56	7	-16	-25	-10	20
5	G1 112.1	02 43 34	+11 34.1	73	9	-14	-18	-8	24
6	G1 117	02 50 07	-12 58.3	1204	88	-14	-18	-11	23
7	G1 211	05 37 17	+53 27.8	827	25	-14	-22	-13	32
8	G1 212	05 37 27	+53 28.3	861	46	-13	-21	-12	30
9	G1 336.2A	09 09 03	-45 06.2	452	102	-15	-18	-11	21
10	G1 336.2B	09 09 03	-45 06.2	452	102	-16	-26	-11	22
11	G1 388.1	10 17 01	+19 43.5	509	153	-14	-26	-11	24
12	G1 417	11 09 49	+36 05.3	44	7	-17	-26	-11	23
13	G1 486.1	12 46 21	+25 06.8	60	9	-18	-22	-9	24
14	G1 490B	12 55 18	+35 29.6	474	41	-13	-23	-1	
15	G1 490A	12 55 19	+35 29.8	474	41	-13	-23	-5	15
16	G1 507.1	13 17 22	+33 36.6	506	109	-10	-23	-8	18
17	G1 560A	14 38 26	-64 45.5	542	90	-12	-21	-13	25
18	G1 560B	14 38 26	-64 45.5	542	90	-12	-21	-13	25
19	G1 571	14 56 14	-43 53.5	564	119	-17	-24	-10	24
20	G1 594	15 37 45	-44 29.8	583	72	-15	-19	-10	25
21	G1 601A	15 50 43	-63 16.7	821	119	-15	-17	-11	21
22	G1 654.2	17 04 00	+15 17.8	69	11	-18	-23	-13	20
23	G1 696	17 47 53	-06 02.1	56	11	-19	-20	-9	21
24	G1 698	17 53 34	+18 30.4	47	6	-16	-24	-7	19
25	G1 714	18 25 51	-58 18.1	692	119	-17	-24	-6	17
26	G1 773.4	19 57 07	-33 50.3	516	72	-13	-24	-13	27
27	G1 781.3	20 07 21	-21 55.4	59	16	-9	-23	-11	21
28	G1 791.3	20 29 33	+33 36.3	39	5	-18	-24	-13	20
29	G1 824	21 14 05	+09 11.1	61	7	-11	-20	-5	18
30	G1 836.7	21 42 07	+14 32.6	661	102	-13	-20	-8	30
31	G1 837	21 44 17	-16 21.3	681	160	-10	-23	-13	20
32	G1 862.1	22 28 41	-06 48.6	45	8	-13	-18	-6	18
33	G1 863.2	22 31 58	-20 57.9	44	6	-16	-21	-11	30
34	G1 876	22 50 35	-14 31.2	2113	48	-13	-19	-12	26
35	G1 897A	23 30 09	-17 01.5	775	90	-11	-21	-7	20
36	G1 897B	23 30 09	-17 01.5	775	90	-10	-20	-9	
37	G1 898	23 30 12	-17 07.1	775	90	-10	-20	-9	25

скопления на величину, превышающую принятное значение  $c$ . Тем не менее мы считаем их также членами соответствующих скоплений и приводим в табл. 5 - 9.

Общее число звезд в наиболее богатых 5 движущихся скоплениях, выделенных методом Агекяна-Орлова, составляет 194, тогда как 6 наибо-

лее богатых скоплений, выделенных методом иерархического скучивания, содержат 211 звезд. Это составляет примерно 10% выборки звезд с известными пространственными скоростями из каталога Глизе и Ярейсса [7].

Сводные данные о выявленных скоплениях приведены в табл. 1 и 2. Данные о 9 скоплени-

Таблица 7. Список звезд движущегося скопления 3

№ п/п	Название по каталогу [7]	$\alpha$	$\delta$	$\pi, 0.^{\circ}0001$	$\sigma_{\pi}, 0.^{\circ}0001$	$U, \text{км/с}$	$V, \text{км/с}$	$W, \text{км/с}$	$k_i$
1	G1 867A	22 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 01 <sup>s</sup>	-20° 52' 8"	1154	40	-18	-9	-2	32
2	G1 867B	22 36 01	-20 52.8	1154	40				
3	G1 907.1AB	23 45 50	-13 15.9	44	8	-18	-9	-2	32
4	GJ 1043	02 10 00	+20 58.6	43	5	-17	-9	+2	16
5	Hy 207	03 27 37	+19 55.7	624	103	-22	-6	-5	18
6	G1 175A	04 39 29	-59 02.5	39	7	-20	-7	-7	24
7	G1 175B	04 39 29	-59 02.5	39	7				
8	G1 177	04 45 21	-17 01.5	789	92	-23	-9	-3	21
9	G1 208	05 33 44	+11 17.9	861	56	-19	-7	-6	24
10	CD23°3577	06 11 41	-23 50.9	61	8	-21	-10	-7	27
11	G1 339AB	09 12 17	+04 39.0	489	53	-17	-8	+2	19
12	G1 351A	09 28 44	-40 14.8	642	51	-14	-9	-5	28
13	G1 351B	09 28 44	-40 14.8	642	51				
14	G1 388	10 16 54	+20 07.3	2039	28	-15	-8	+3	23
15	G1 464.1	12 22 01	+31 33.4	532	205	-16	-7	-6	25
16	G1 534.2	13 54 01	+79 05.7	49	10	-22	-11	-2	25
17	G1 550.2A	14 25 37	-02 00.3	446	88	-16	-9	-3	28
18	G1 550.2B	14 25 37	-02 00.3	446	88	-14	-9	-1	27
19	Wo 9512B	15 08 33	-51 55.1	26	3	-21	-12	-4	30
20	Wo 9512A	15 08 41	-51 54.6	26	3	-22	-14	-2	
21	ADS 9626	15 22 36	+37 33.1	42	7	-19	-10	+2	13
22	BD+37°2637	15 22 36	+37 33.4	42	7	-18	-10	+2	13
23	Wo 9599	17 39 45	+65 01.5	40	5	-13	-10	-2	26
24	CD-45°12402	18 16 29	-45 56.5	43	6	-22	-10	-4	26
25	G1 758	19 21 41	+33 07.3	567	51	-23	-12	-2	21
26	G1 808.1	20 45 06	-44 10.3	494	85	-23	-8	-5	20
27	G1 811	20 53 49	-26 29.3	45	5	-18	-10	+1	18
28	Wo 9733B	21 16 18	-53 39.6	419	119	-14	-7	-2	30
29	Wo 9733A	21 16 19	-53 39.6	419	119	-19	-4	+3	
30	G1 828.4	21 25 45	+10 23.5	30	5	-21	-10	-4	28
31	G1 848	22 04 41	+25 06.0	799	60	-16	-7	-7	23
32	ADS 15797	22 14 01	+54 25.3	47	7	-20	-11	-4	31
33	GJ 1282	23 13 58	-62 16.4	46	6	-17	-8	-4	28
34	G1 895.3	23 26 49	-47 18.6	486	102	-17	-12	-1	26
35	G1 896A	23 29 20	+19 39.7	1519	37	-15	-6	-6	26
36	G1 896B	23 29 20	+19 39.7	1519	37	-15	-8	-5	29
37	G1 908.1	23 47 55	+30 04.5	48	6	-22	-13	-3	25
38	G1 909A	23 49 57	+75 15.9	965	29	-14	-6	+0	26
39	G1 909B	23 49 57	+75 15.9	965	29				

найденных в [4], представлены в табл. 10. Пять наиболее богатых скоплений легко отождествляются со скоплениями, выявленными в [4]: скопления 1 - 5 из табл. 1 соответствуют скоплениям 7, 3, 8, 6, 4 из табл. 10.

Сделаем следующие два замечания общего характера. Во-первых, задавая фактически радиус скопления  $s$ , мы неявно полагаем, что движущиеся скопления в пространстве скоростей имеют форму шара. Такое предположение является

Таблица 8. Список звезд движущегося скопления 4

№ п/п	Название по каталогу [7]	$\alpha$	$\delta$	$\pi, 0.^{\circ}0001$	$\sigma_{\pi}, 0.^{\circ}0001$	$U, \text{км/с}$	$V, \text{км/с}$	$W, \text{км/с}$	$k_i$
1	G1 331B	08 <sup>h</sup> 55 <sup>m</sup> 48 <sup>s</sup>	+48° 14' 4	713	82	-32	-12	-12	31
2	G1 331C	08 55 48	+48 14.4	713	82				
3	G1 23A	00 32 40	-03 52.1	614	38	-28	-13	-13	25
4	G1 23B	00 32 40	-03 52.1	614	38	-28	-14	-11	28
5	G1 34A	00 46 03	+57 33.1	1684	31	-30	-11	-15	23
6	G1 34B	00 46 03	+57 33.1	1684	31	-31	-9	-16	21
7	Wo 9099	02 42 14	+09 54.3	483	137	-37	-14	-11	20
8	G1 118.2C	02 52 38	+26 40.3	396	65				
9	G1 118.2A	02 52 41	+26 40.4	396	65	-37	-14	-17	
10	G1 118.2B	02 52 41	+26 40.4	396	65	-33	17	-14	
11	NN	03 27 37	+19 56.0	452	77	-30	-10	-7	20
12	AC+82°779	04 03 26	+82 47.4	42	7	-29	-9	-9	21
13	BD+75°166	04 08 37	+76 09.9	36	5	-30	-8	-12	19
14	G1 194A	05 12 59	+45 57.0	790	42	-29	-16	-9	28
15	G1 194B	05 12 59	+45 57.0	790	42	-40	-12	-8	
16	G1 195A	05 13 42	+45 47.5	763	28	-37	-13	-9	17
17	G1 195B	05 13 42	+45 47.5	763	28				
18	Wo 9200	06 03 02	-45 02.1	402	103	-35	-11	-15	14
19	G1 331A	08 55 48	+48 14.4	713	82	-28	-13	-16	17
20	G1 362	09 38 39	+70 16.3	900	109	-34	-13	-13	21
21	G1 454.2A	11 59 13	-34 22.3	27	5	-31	-11	-7	21
22	G1 454.2B	11 59 13	-34 22.3	27	5				
23	G1 456.1A	12 07 20	-45 55.7	52	7	-29	-14	-15	24
24	G1 456.1B	12 07 23	-45 54.8	52	7				
25	G1 510	13 23 04	-28 06.8	71	17	-30	-13	-9	25
26	G1 561.1A	14 43 06	-25 13.9	31	4	-26	-18	-13	
27	G1 561.1B	14 43 07	-25 14.0	31	4	-27	-14	-11	24
28	G1 567	14 51 07	+19 21.2	869	41	-36	-14	-14	19
29	Wo 9540A	16 01 37	-11 14.2	411	42	-30	-8	-13	17
30	Wo 9540B	16 01 37	-11 14.2	411	42				
31	Wo 9540C	16 01 37	-11 14.1	411	42	-29	-7	-11	15
32	Wo 9541A	16 01 41	-11 18.8	430	45	-29	-7	-12	16
33	Wo 9541B	16 01 41	-11 18.8	430	45	-26	-7	-11	
34	BD+76°596	16 18 56	+75 52.3	407	75	-27	-14	-10	23
35	G1 638	16 43 15	+33 35.7	1032	30	-29	-12	-16	19
36	G1 657	17 08 34	-43 10.5	575	85	-31	-10	-14	20
37	G1 673.1	17 23 19	-24 07.9	442	82	-36	-12	-11	15
38	BD+68°949	17 37 14	+68 46.9	51	5	-28	-15	-10	24
39	G1 700.1A	18 00 21	-08 10.9	583	91	-35	-15	-8	27
40	G1 700.1B	18 00 21	-08 10.9	583	91	-32	-13	-7	26
41	G1 700.1C	18 00 27	-08 11.9	583	91	-12	-6	-5	
42	G1 760	19 22 59	+03 00.8	725	56	-32	-10	-9	20
43	BD+45°4288	23 35 30	+45 55.4	48	6	-29	-14	-10	27

Таблица 9. Список звезд движущегося скопления 5

№ п/п	Название по каталогу [7]	$\alpha$	$\delta$	$\pi, 0.^{\circ}0001$	$\sigma_{\pi}, 0.^{\circ}0001$	$U, \text{км/с}$	$V, \text{км/с}$	$W, \text{км/с}$	$k_t$
1	G1 320	08 <sup>h</sup> 41 <sup>m</sup> 26 <sup>s</sup>	-38° 42' 4	959	82	-25	-10	-1	20
2	CD-77°1092	21 49 35	-77 34.3	49	8	-28	-10	+2	20
3	NN (B)	21 49 35	-77 34.3	49	8				
4	G1 577	15 04 57	+64 14.2	22	4	-33	-15	-1	20
5	Wo 9657B	19 26 47	-27 05.4	21	5	-32	-12	+1	20
6	BD-06°15	00 08 31	-06 03.7	43	7	-24	-14	+1	14
7	G1 14	00 14 26	+40 40.2	710	46	-35	-13	+0	19
8	G1 17.3	00 20 18	-12 29.2	53	8	-33	-13	+0	19
9	G1 81.2	01 54 52	-60 28.4	57	9	-37	-14	+1	16
11	G1 165.1	04 11 20	+58 24.0	509	85	-33	-10	-1	18
12	G1 178	04 47 07	+06 52.5	1331	74	-26	-14	+3	17
13	G1 333.1	08 58 11	-58 53.5	530	72	-27	-15	+2	16
14	G1 334.2	09 05 47	+34 05.2	52	8	-30	-14	+4	15
15	G1 349	09 27 19	+05 52.4	886	131	-37	-13	+1	15
16	G1 368.1A	09 47 02	-52 23.1	45	8	-37	-9	+2	11
17	G1 367.1B	09 47 02	-52 23.1	45	8				
18	BD+03°2466	11 07 07	+02 43.6	40	5	-32	-12	-5	19
19	BD+10°2347	11 49 48	+10 13.5	63	11	-27	-9	+6	8
20	G1 506.2	13 16 45	+85 00.9	19	3	-33	-11	+3	14
21	G1 604.1	15 56 52	-45 18.6	442	153	-31	-9	-3	14
22	G1 649.1C	16 56 19	+47 26.0	570	44	-25	-6	+5	6
23	G1 649.1A	16 56 30	+47 26.3	570	44	-26	-6	+6	6
24	G1 649.1B	16 56 30	+47 26.3	570	44				
25	G1 690A	17 39 18	+71 21.2	537	73	-28	-10	+5	14
26	Wo 9615A	18 04 59	+09 33.3	486	75	-23	-12	+3	18
27	Wo 9615B	18 04 59	+09 33.3	486	75				
28	CD-42°13922	19 05 18	-42 30.4	43	7	-33	-9	+4	11
29	Wo 9657A	19 26 47	-27 05.4	21	5	-31	-12	+1	18
30	G1 768	19 48 21	+08 44.1	2010	38	-29	-10	-2	14
31	G1 844	21 59 24	+16 13.4	709	102	-30	-11	-3	16
32	G1 894.1	23 15 56	+46 00.8	47	9	-31	-15	+1	15
33	G1 900	23 32 26	+01 19.7	584	108	-27	-14	+3	17

эвристическим. Во-вторых, при рассмотрении звезд окрестности Солнца в нашу выборку попадают лишь звезды с  $\pi \geq 0.^{\circ}04$ , поэтому многие звезды, принадлежащие движущимся скоплениям и попадающие в шар радиуса  $c$ , могли не войти в выборку. В частности, возможно, именно этим объясняется сохранение доли звезд, входящих в выявленные потоки: значительного расширения каталога [5] до больших расстояний фактически не произошло (в [7] вошли в основном звезды с  $\pi \geq 0.^{\circ}045$ ).

Заметим, что скопления в пространстве скоростей образуют три вытянутые "волокнистые"

структуры (рис. 3), которые по положению в пространстве скоростей условно можно отнести к группе Гиад, группе Плеяд и группе Сириуса (см. табл. 3, где приведены данные о близких рассеянных скоплениях). Наличие волокнистых структур в пространстве скоростей свидетельствует о широком спектре начальных скоростей скоплений и отдельных звезд в областях звездообразования. По-видимому, комплексы движущихся скоплений рождаются в сверхассоциациях, тогда как отдельные скопления могут быть коронами рассеянных скоплений. Оба обсуждаемых механизма образования движущихся скоплений (распад гравитационно

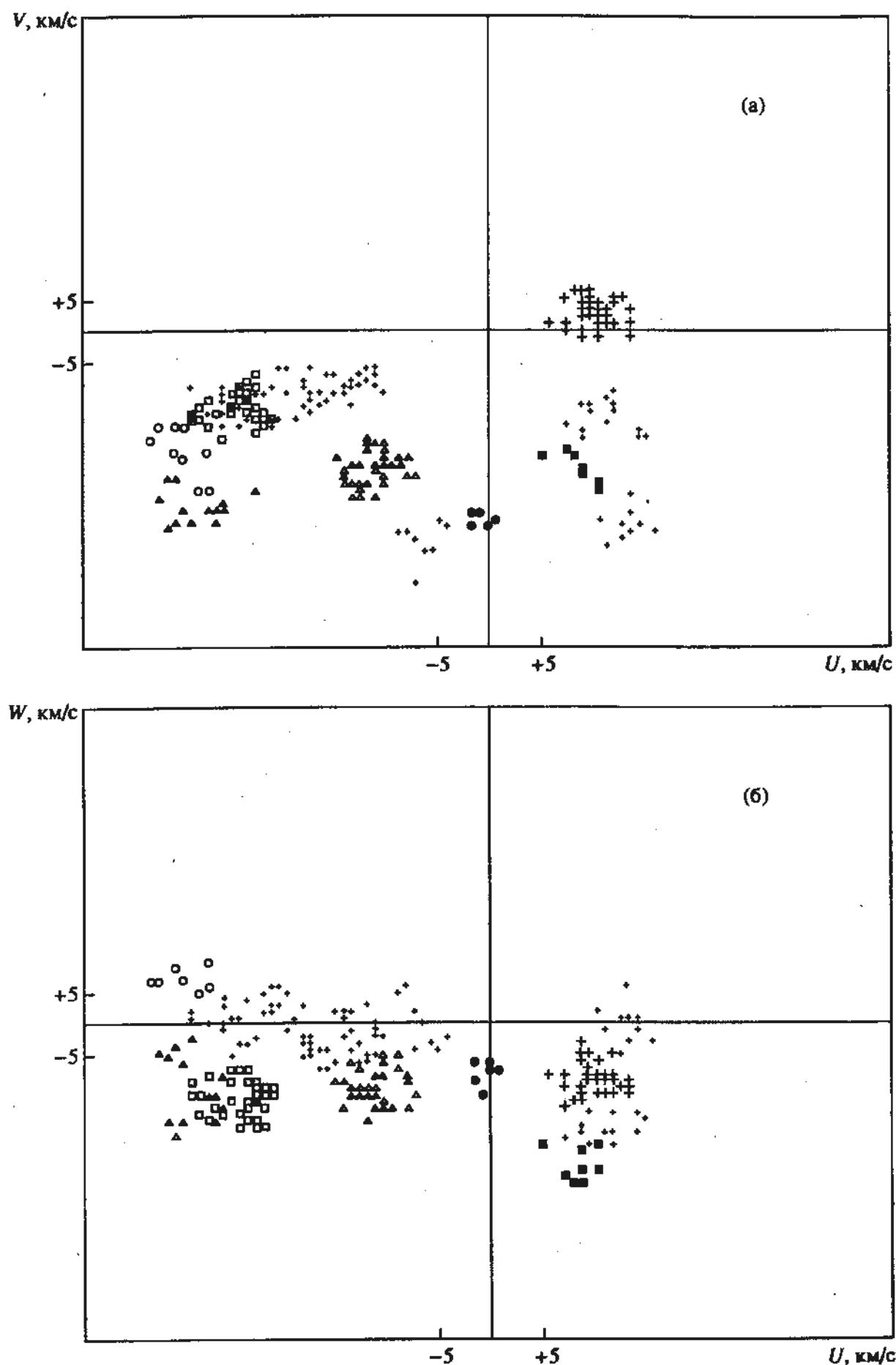


Рис. 3. Положения звезд – членов движущихся скоплений в пространстве скоростей: а – проекция  $UV$ , б – проекция  $UW$ .

Таблица 10. Данные о скоплениях, найденных в [4]

№ п/п	$\langle U \rangle$ , км/с	$\langle V \rangle$ , км/с	$\langle W \rangle$ , км/с	$K$
1	-1.8	+0.7	-0.9	16
2	-36.6	-15.6	-8.0	16
3	-15.0	-19.2	-9.7	24
4	-37.7	-13.5	-1.6	15
5	-14.1	-10.7	-8.9	19
6	-28.0	-13.1	-12.9	14
7	+14.2	+2.8	-9.2	23
8	-18.6	-11.1	-3.3	20
9	-13.2	-24.9	+4.2	12

связанных систем и разрушение ассоциаций), вероятно, могут действовать одновременно.

Можно предложить следующий примерный сценарий, в котором есть место движущимся скоплениям и кинематическим группам: звездообразование происходит в сверхассоциациях размерами 100 - 300 pc; рассеянные скопления формируются в наиболее плотных ядрах сверхассоциации. Пространственные скорости этих звезд близки. В процессе динамической эволюции (начального сжатия и обособления гравитационно связанный подсистемы) скопления неизбежно теряют заметную долю своих членов. Часть звезд переходит в корону возникшего скопления, а часть - в общее поле ассоциации. Звезды корон рассеянных скоплений (в том числе и разруша-

шихся) образуют движущиеся группы, "вкрапленные" в сверхассоциацию. Их начальная дисперсия скоростей сравнительно невелика (порядка 1 км/с). Такие движущиеся группы могут быть выделены при  $c = 6$  км/с. Звезды общего поля ассоциации должны иметь начальную дисперсию скоростей порядка 3 - 5 км/с и их можно выделить на уровне  $c = 8$  км/с, с учетом средней ошибки определения скоростей  $\approx 6$  км/с (см. (8)).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агекян Т.А., Белозерова М.А. // Астрон. журн. 1979. Т. 56. С. 9.
2. Холопов П.Н. Звездные скопления. М.: Наука, 1981.
3. Артиухина П.М., Холопов П.Н. // Астрон. журн. 1966. Т. 43. С. 567.
4. Агекян Т.А., Орлов В.В. // Астрон. журн. 1984. Т. 61. С. 60.
5. Gliese W. Catalogue of nearby stars. Veröffentlichungen des Astronomisches - Rechen Institut, Heidelberg, № 22, 1969.
6. Murtagh F., Heck A. Multivariate Data Analysis. Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1987.
7. Gliese W., Jahreiss H. A preliminary version of third catalogue of nearby stars. 1991.
8. Агекян Т.А. // Курс астрофизики и звездной астрономии. М.: Наука, 1962. Т. 2. С. 551.
9. Агекян Т.А. Основы теории ошибок для астрономов и физиков. М.: Наука, 1972.
10. Ефремов Ю.Н. Очаги звездообразования в галактиках. М.: Наука, 1979.

## Moving Star Clusters in the Solar Neighborhood

V. V. Orlov, I. E. Panchenko, A. S. Rastorguev, and A. V. Yatsevich

Two cluster analysis algorithms -- the principal stars method and hierarchical clustering -- are used to identify moving star clusters in the velocity space in a sample of 1947 single and multiple stars in the close solar neighborhood with space velocities taken from the Gliese and Jahreiss catalog. Five rich moving clusters have been identified at high confidence level. These clusters contain from 30 to 40 stars whose velocities do not differ by more than 6 km s<sup>-1</sup> from the centroid velocity. Rich moving clusters include about 10% of all stars with known space velocities.

УДК 524.38-17

## РАСЧЕТ ПОЛИТРОПНЫХ И ВЫРОЖДЕННЫХ РАВНОВЕСНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ ЗВЕЗД В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

© 1995 г. О. А. Кузнецов

Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша, Москва, Россия

Поступила в редакцию 16.07.94 г.

Приведены результаты расчетов равновесных политропных и вырожденных конфигураций звезд в двойных системах для случая, когда одна из компонент заполняет свою полость Роша. Для случая политропного уравнения состояния рассчитана зависимость, связывающая следующие параметры системы: массу первичной компоненты (заполняющей свою полость Роша), массу вторичной компоненты, расстояние между центрами компонент и энтропийную константу  $K$  для первичной компоненты. Показано, что в случае политропного уравнения состояния, если в процессе обмена массой сохраняются следующие три величины: полная масса системы, полный угловой момент системы и энтропийная константа  $K$ , то существует только одна равновесная конфигурация первичной компоненты, заполняющей свою полость Роша, – начальная конфигурация. Другими словами, в случае сохранения трех указанных выше величин обмен массой нельзя представить как последовательность равновесных конфигураций первичной компоненты, все время заполняющей свою полость Роша. Для случая уравнения состояния холодного вырожденного электронного газа рассчитана зависимость, связывающая следующие параметры системы: массу первичной компоненты (заполняющей свою полость Роша), массу вторичной компоненты и расстояние между центрами компонент. Показано, что в случае уравнения состояния холодного вырожденного электронного газа, если в процессе обмена массой сохраняются следующие две величины: полная масса системы и полный угловой момент системы, то также существует только одна равновесная конфигурация первичной компоненты, заполняющей свою полость Роша, – начальная конфигурация.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Для теории эволюции тесных двойных систем очень важным вопросом является зависимость степени заполнения компонентами полости Роша от параметров двойной системы, а также зависимость от этих параметров массы компонент, заполняющей свою полость Роша. Важность этого вопроса связана с тем, что в процессе эволюции тесной двойной системы обмен массой начинается после заполнения одной из компонент своей полости Роша. В данной работе представлены расчеты равновесных политропных и вырожденных конфигураций для случая, когда одна компонента (в дальнейшем именуемая первичной) заполняет свою полость Роша, а другая (вторичная) рассматривается как точечная масса.

По результатам расчетов строится зависимость массы первичной компоненты, заполняющей свою полость Роша, от остальных параметров двойной системы и от значения энтропийной константы  $K$  для случая политропных конфигураций. Затем эта зависимость применяется для анализа эволюции двойной системы в предположении, что первичная компонента заполняет свою полость Роша, обмен массой идет через внутреннюю точку Лагранжа  $L_1$ , и при этом сохраняется полная масса системы и полный угловой момент. Везде в данной статье считается, что пер-

вичная компонента заполняет свою полость Роша, что подчеркивается индексом "f" ( $\mathcal{M}_1^f$ ), и, наоборот, вторичная компонента рассматривается как точечная масса  $\mathcal{M}_2$ ; лишь в п. 7 обсуждается вопрос о степени заполнения полости Роша вторичной компонентой – в этом случае для вторичной компоненты, заполняющей свою полость Роша, используется обозначение  $\mathcal{M}_2^f$ .

### 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАВНОВЕСИЯ ПОЛИТРОПНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Рассмотрим равновесие политропной звезды в двойной системе с массами компонент  $\mathcal{M}_1$  и  $\mathcal{M}_2$  общей массой  $\mathcal{M} = \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2$  и с расстоянием между центрами компонент  $A$ . В системе координат, вращающейся с угловой скоростью  $\Omega = \sqrt{G\mathcal{M}A^{-3}}$  вокруг центра масс системы, условия равновесия запишутся следующим образом:

$$\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} P + \operatorname{grad} \Phi = 0, \quad (1)$$
$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_c,$$

где  $\Phi_1$  – гравитационный потенциал первичной компоненты,  $\Phi_2 = G\mathfrak{M}_2((x - A^2) + y^2 + z^2)^{-1/2}$  – гравитационный потенциал вторичной компоненты,  $\Phi_c = \frac{1}{2}\Omega^2((x - A\mathfrak{M}_2/\mathfrak{M})^2 + y^2)$  – потенциал центробежной силы. Начало координат расположено в центре первичной компоненты, ось  $x$  направлена от центра первичной компоненты к центру вторичной, ось  $z$  направлена перпендикулярно плоскости вращения системы, ось  $y$  дополняет тройку осей до правой. Потенциал  $\Phi_1$  удовлетворяет уравнению Пуассона  $\operatorname{div} \operatorname{grad} \Phi_1 = 4\pi G\rho$  во всем пространстве с граничными условиями  $\Phi_1 = 0$  при  $r = \infty$ . На практике это уравнение решалось в некоторой области  $\mathfrak{G}$  с граничными условиями  $\Phi_1 = \tilde{\Phi}_1$ , где  $\tilde{\Phi}_1$  – гравитационный потенциал, создаваемый точечной массой  $\mathfrak{M}_1^f$ :

$$\tilde{\Phi}_1 = G\mathfrak{M}_1^f(x^2 + y^2 + z^2)^{-1/2}.$$

Будем предполагать, что газ является политропным с индексом политропы  $n$ , т.е.  $P = K\rho^{1+1/n}$ . Тогда условие равновесия (1) запишется в виде

$$\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_c + H = B = \text{const},$$

где

$$H = (n+1)K\rho^{1/n} \quad (2)$$

– энталпия газа. Пусть первичная компонента заполняет свою полость Роша, т.е. ее граница совпадает с эквипотенциалом  $\Phi = \Phi(L_1)$ , где  $L_1$  – внутренняя точка Лагранжа, так что  $\operatorname{grad} \Phi(L_1) = 0$ . Тогда  $\iiint_{R,L} \rho dV = \mathfrak{M}_1^f$  (интеграл берется по полости Роша).

Цель наших расчетов – построить зависимость, связывающую  $\mathfrak{M}_1^f$ ,  $\mathfrak{M}_2$ ,  $A$  и  $K$ . Задачу удобнее решать в безразмерном виде. Приведение к безразмерному виду производится следующим образом: делим массу на  $\mathfrak{M}_2$ , расстояние – на  $A$ , плотность – на  $\mathfrak{M}_2 A^{-3}$ , время – на  $(G\mathfrak{M}_2 A^{-3})^{-1/2}$ ,

константу энтропии  $K$  – на  $G\mathfrak{M}_2^{n-1} A^{3-n}$ , потенциал – на  $G\mathfrak{M}_2 A^{-1}$ . При этом безразмерная угловая скорость будет  $\Omega = \sqrt{1+q}$ , где  $q = \mathfrak{M}_1^f/\mathfrak{M}_2$ . Тогда задача сводится к следующей системе уравнений:

$$\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_c + (n+1)K\rho^{1/n} = B = \text{const},$$

$$\Phi_2 = ((x-1)^2 + y^2 + z^2)^{-1/2}, \quad (3)$$

$$\Phi_c = \frac{1}{2}(1+q)((x - \frac{1}{1+q})^2 + y^2),$$

$\operatorname{div} \operatorname{grad} \Phi_1 = 4\pi\rho$  в области  $\mathfrak{G}$  и  $\Phi_1 = \tilde{\Phi}_1$  на границе области  $\mathfrak{G}$ ,

$$\tilde{\Phi}_1 = q(x^2 + y^2 + z^2)^{-1/2},$$

$$\iiint_{R,L} \rho dV = q.$$

Константа  $B$  определяется по значению потенциала на границе полости Роша, где  $\rho = 0$ . Поскольку значение потенциала на границе полости Роша равно значению во внутренней точке Лагранжа, то

$$B = \Phi_1(L_1) + \Phi_2(L_1) + \Phi_c(L_1).$$

Положение внутренней точки Лагранжа определяется из условия

$$\frac{d}{dx}(\Phi_1(x, 0, 0) + \Phi_2(x, 0, 0) + \Phi_c(x, 0)) = 0$$

$$0 < x < 1.$$

Будем считать, что в системе (3)  $n$  и  $q$  задано, а  $K$  подлежит определению. Решая систему (3) для различных  $q$ , получаем функцию  $K$  в безразмерном виде  $K = \zeta_n(q)$  или в размерном виде

$$K = G\mathfrak{M}_2^{n-1} A^{3-n} \zeta_n(\mathfrak{M}_1^f/\mathfrak{M}_2). \quad (4)$$

### 3. ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ СХЕМА ДЛЯ ПОЛИТРОПНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ И ТЕСТОВЫЕ РАСЧЕТЫ

Нелинейная система уравнений (3) решалась методом простых итераций. Схема итерационного процесса бралась следующей ( $s$  – номер итерации): (начало  $s$ -той итерации)

- 1)  $\operatorname{div} \operatorname{grad} \tilde{\Phi}_1^s = 4\pi\tilde{\rho}$ ,
- 2) определение  $\tilde{L}_1^s$  и  $\Phi(\tilde{L}_1^s)$ ,
- 3)  $\tilde{\rho} = \left( \frac{\tilde{\Phi}(L_1) - \tilde{\Phi}_1^s}{(n+1)K} \right)^{1/(n+1)}$  или 0,
- 4)  $\tilde{q} = \iiint_{\mathfrak{G}} \tilde{\rho} dV$ ,
- 5)  $\tilde{K}^{s+1} = \tilde{K}(q/\tilde{q})^{1/n}$ ,
- 6)  $\tilde{\rho}^{s+1} = \tilde{\rho}(q/\tilde{q})$ ,
- 7) выход из цикла, если  $|\tilde{K}^{s+1} - \tilde{K}^s| < \epsilon$  (конец  $s$ -той итерации).

Уравнение Пуассона решалось методом разделения переменных с использованием быстрого

Таблица 1

Сетка	$K$	Точность, %
$20 \times 10 \times 10$	0.21477	1.31
$40 \times 20 \times 20$	0.21265	0.30
$80 \times 40 \times 40$	0.21222	0.10
$120 \times 60 \times 60$	0.21215	0.07
$160 \times 80 \times 80$	0.21212	0.05
$200 \times 100 \times 100$	0.21210	0.04

Фурье-преобразования на сетке  $NX \times NY \times NZ$ . В силу симметрии задачи относительно плоскостей  $y = 0$  и  $z = 0$  расчеты проводились только в четверти пространства  $y > 0, z > 0$ . Область  $\mathfrak{G}$  бралась в виде  $[-1 \dots 1] \times [0 \dots 1] \times [0 \dots 1]$ .

Программа тестировалась на задаче равновесия одиночной политропной звезды. Решение в этом случае хорошо известно [1], а зависимость

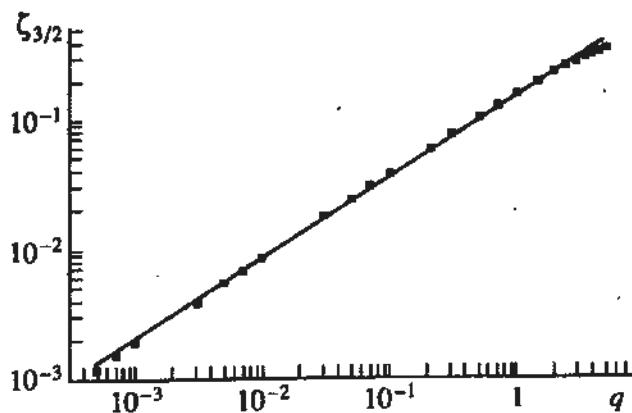


Рис. 1. Безразмерная константа энтропии  $\zeta_{3/2}$  как функция отношения масс  $q$  (квадратики). Сплошная линия – аппроксимация зависимости  $\zeta_{3/2}(q) = 0.145q^{0.62}$ .

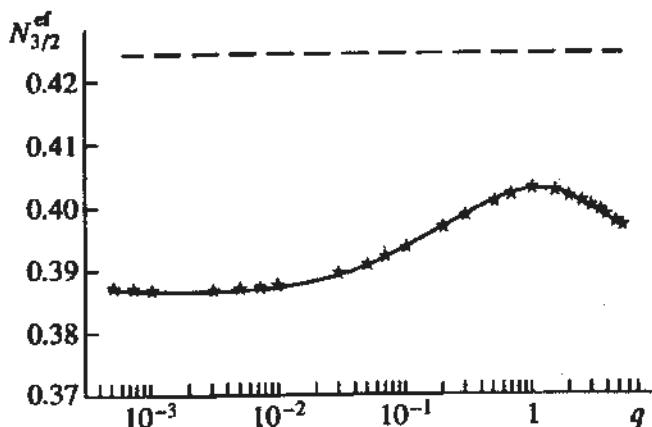


Рис. 2. Эффективный коэффициент  $N_{3/2}^{\text{ef}}$  в формуле (6) для двойных систем как функция отношения масс  $q$  (сплошная линия). Штриховая линия – значение этого коэффициента для одиночной политропной звезды.

константы энтропии от параметров звезды имеет простую форму:

$$K = N_n G (\mathfrak{M}_1^f)^{\frac{n-1}{n}} R_1^{\frac{3-n}{n}}, \quad (6)$$

где  $R_1$  – радиус сферической первичной компоненты,  $N_n$  – численный коэффициент, в частности  $N_{3/2} = 0.424$ . Расчеты проводились для  $n = 3/2$ . Если взять безразмерные значения  $q = 1, R_1 = 0.5$ , то безразмерное значение  $K$  записывается в виде  $K = N_{3/2} R_1 = 0.212$ . Это же значение было рассчитано на последовательности сгущающихся сеток. Результаты расчетов представлены в табл. 1. Видно, что для сферического случая даже расчеты на грубых сетках дают приемлемую точностью. Все расчеты для двойных систем проводились на максимально возможной сетке, которая помещается в оперативную память нашего компьютера –  $200 \times 100 \times 100$ .

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ДЛЯ ПОЛИТРОПНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

Была проведена серия расчетов равновесной конфигурации первичной компоненты для политропного уравнения состояния с индексом политропы  $n = 3/2$ . Результаты расчетов представлены на рис. 1–6. На рис. 1 приведен график зависимости  $\zeta_{3/2}(q)$ . С достаточной степенью точности (ошибка < 10%) эта зависимость аппроксимируется формулой

$$\zeta_{3/2}(q) = 0.145q^{0.62}. \quad (7)$$

На рис. 2 приведен график зависимости  $N_{3/2}^{\text{ef}}(q)$ , показывающий величину коэффициента в (6) для двойных систем. Этот коэффициент определяется из уравнения

$$\zeta_{3/2}(q) = N_{3/2}^{\text{ef}}(q) R_{RL}^{\text{ef}} q^{1/3},$$

где безразмерный эффективный радиус полости Роша находится по формуле [2]

$$R_{RL}^{\text{ef}} = 0.49 q^{2/3} / (0.6 q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})).$$

На рис. 2 приведено также значение  $N_{3/2}$  для одиночной звезды (штриховая линия).

На рис. 3 приведен график зависимости  $R^{\text{eqv}}(q)$  – радиуса политропного шара безразмерной массы  $q$ , находящегося в равновесии при той же энтропийной константе  $K$ , что и первичная компонента. Величина  $R^{\text{eqv}}$  определяется из формулы

$$\zeta_{3/2}(q) = N_{3/2} R^{\text{eqv}}(q) q^{1/3}.$$

На рис. 3 также приведены зависимости  $R_{RL}^{\text{ef}}(q)$  и  $L_1(q)$ , где  $L_1$  – безразмерное расстояние от центра первичной компоненты до точки Лагранжа  $L_1$ .

На рис. 4 приведен график безразмерной центральной плотности  $\rho_c = \rho_{3/2}(q)$ . С большой степенью

точности (ошибка < 5%) эта зависимость аппроксимируется формулой

$$\rho_{3/2}(q) = 15.44q^{0.62} + 14.24. \quad (8)$$

Для перехода к размерной плотности нужно умножить  $\rho_c$  на  $\mathfrak{M}_2 A^3$ .

На рис. 5 приведен график отношения центральной плотности первичной компоненты  $\rho_c$  к средней плотности  $\bar{\rho}$ , определяемой как  $\bar{\rho} = q / (\frac{4}{3}\pi (R_{RL}^{\text{ef}})^3)$ . Штриховая линия – значение этого отношения для одиночной политропной звезды согласно [3] ( $\rho_c / \bar{\rho} = 5.99$ ).

Из расчетов определялся также момент инерции первичной компоненты относительно центра масс системы. Безразмерный момент инерции вычислялся по формуле

$$I_1 = \iiint_{RL} p \left( \left( x - \frac{1}{1+q} \right)^2 + y^2 \right) dV.$$

Если считать первичную компоненту точечной массой, то ее безразмерный момент инерции относительно центра масс системы задается формулой  $I_1^0 = q(1+q)^{-2}$ . На рис. 6 приведен график зависимости  $I_{3/2}(q)$ , определяемой выражением

$$I_1 = I_{3/2}(q) I_1^0(q). \quad (9)$$

С достаточной степенью точности (ошибка < 2%) эта зависимость аппроксимируется формулой

$$I_{3/2}(q) = 0.075q^2 + 0.03q + 1.0. \quad (10)$$

Для перехода к размерным величинам нужно умножить  $I_1$  на  $\mathfrak{M}_2 A^2$ .

## 5. ПРИМЕНЕНИЕ РАСЧЕТОВ ПОЛИТРОПНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ К ЗАДАЧЕ ОБМЕНА МАССОЙ В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

Рассмотрим теперь, как происходит обмен массой в двойной системе после того, как первичная компонента заполнит свою полость Роша. По-прежнему будем считать, что вещество в первичной компоненте подчиняется политропному уравнению состояния с индексом политропы 3/2, т.е.  $P = K\rho^{5/3}$ . Будем считать, что полная масса системы сохраняется:  $\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2$ . Будем также считать, что сохраняется полный угловой момент системы. Он складывается из углового момента первичной компоненты

$$J_1 = \Omega I_1 = \Omega \mathfrak{M}_2 A^2 I_{3/2} (\mathfrak{M}_1^f / \mathfrak{M}_2) \mathfrak{M}_1^f \mathfrak{M}_2 \mathfrak{M}^{-2} = \\ = \sqrt{GA} \mathfrak{M}^{-3/2} I_{3/2} (\mathfrak{M}_1^f / \mathfrak{M}_2) \mathfrak{M}_1^f \mathfrak{M}_2^2$$

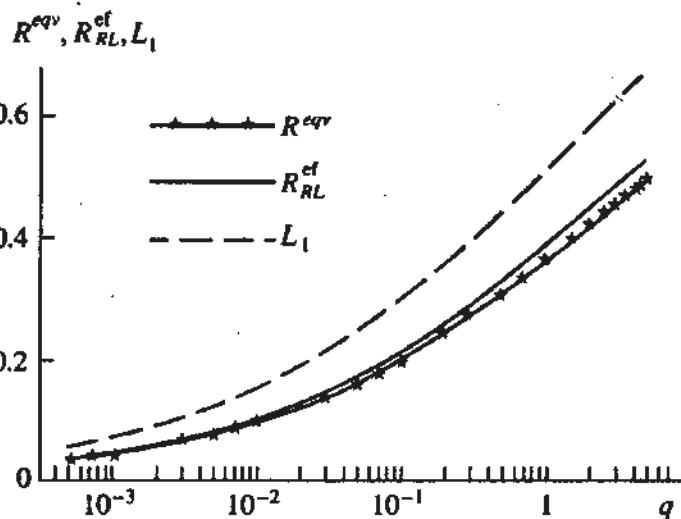


Рис. 3. Безразмерный эквивалентный радиус, т.е. радиус политропного шара, имеющего ту же массу, что и первичная компонента, и находящегося в равновесии при той же энтропийной константе (сплошная линия со звездочками), безразмерный эффективный радиус полости Роша (сплошная линия) и безразмерное расстояние от центра первичной компоненты до внутренней точки Лагранжа  $L_1$  (штриховая линия) как функции отношения масс  $q$ .

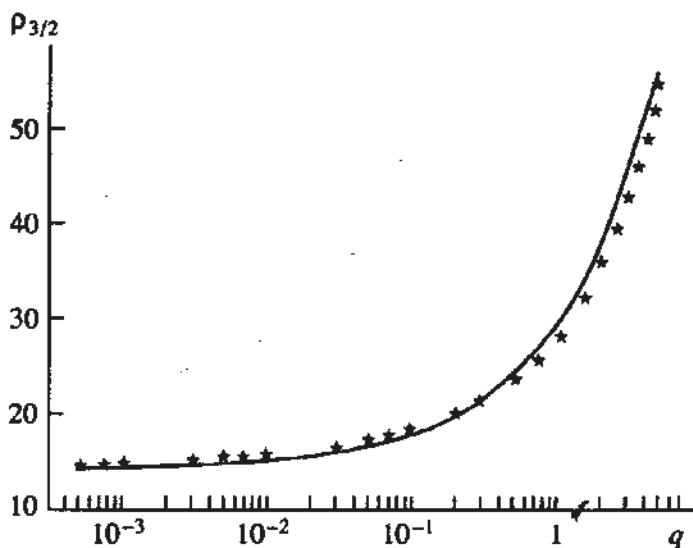


Рис. 4. Безразмерная центральная плотность первичной компоненты для индекса политропы  $\lambda = 3/2$  как функция отношения масс  $q$  (звездочки). Сплошная кривая – аппроксимация формулой  $\rho_{3/2}(q) = 15.44q^{0.62} + 14.24$ .

и углового момента вторичной компоненты, которая считается точечной массой

$$J_2 = \sqrt{GA} \mathfrak{M}^{-3/2} (\mathfrak{M}_1^f)^2 \mathfrak{M}_2.$$

Кроме того, из п. 4 мы имеем формулу

$$K = \zeta_{3/2} (\mathfrak{M}_1^f / \mathfrak{M}_2) G \mathfrak{M}_2^{1/3} A.$$

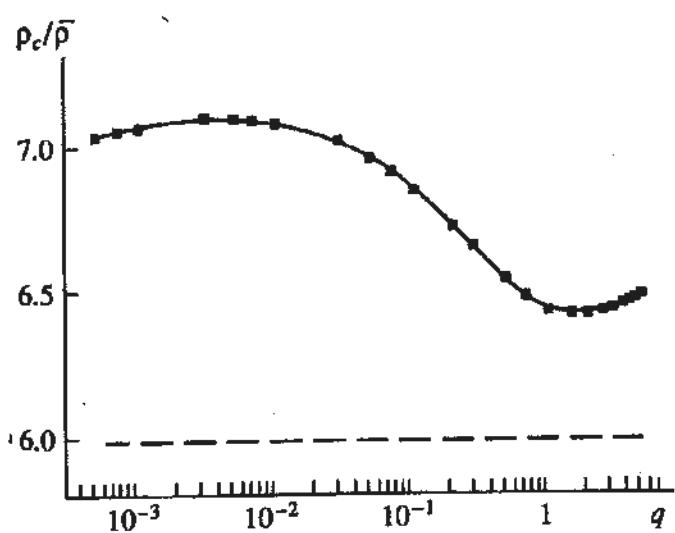


Рис. 5. Отношение центральной плотности первичной компоненты к средней плотности как функция относения масс компонент системы. Штриховая линия — значение этого отношения для одиночной политропной звезды согласно [3]:  $(\rho_c/\bar{\rho}) = 5.99$ .

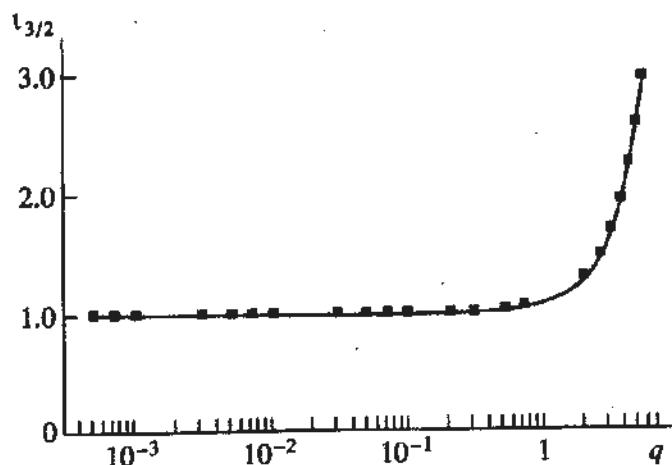


Рис. 6. Функция  $\zeta_{3/2}(q)$ , показывающая, во сколько раз момент инерции первичной компоненты относительно центра масс системы больше момента инерции точечной массы (квадратики). Сплошная кривая — аппроксимация формулой  $\zeta_{3/2}(q) = 0.075q^2 + 0.03q + 1.0$ .

В результате получаем систему из трех уравнений:

$$\begin{aligned} \mathfrak{M} &= \mathfrak{M}_1^f + \mathfrak{M}_2, \\ J &= \sqrt{GA}\mathfrak{M}^{-3/2}\mathfrak{M}_1^f\mathfrak{M}_2 \times \\ &\quad \times (\mathfrak{M}_2\zeta_{3/2}(\mathfrak{M}_1^f/\mathfrak{M}_2) + \mathfrak{M}_1^f), \\ K &= \zeta_{3/2}(\mathfrak{M}_1^f/\mathfrak{M}_2)G\mathfrak{M}_2^{1/3}A, \end{aligned} \quad (11)$$

связывающую шесть величин:  $\mathfrak{M}_1^f, \mathfrak{M}_2, A$  и  $\mathfrak{M}, J, K$ . Анализ системы (11) показывает, что по заданным  $\mathfrak{M}, J, K$  однозначно определяются  $\mathfrak{M}_1^f, \mathfrak{M}_2, A$ .

Рассмотрим теперь следующую ситуацию. Пусть в системе с параметрами  $\mathfrak{M}_1^f, \mathfrak{M}_2, A$  первичная компонента заполняет свою полость Роша и находится в равновесии. По  $\mathfrak{M}_1^f, \mathfrak{M}_2, A$  можно определить  $\mathfrak{M}, J, K$ . Выведем систему из состояния равновесия (например, уменьшим массу  $\mathfrak{M}_1^f$  и на столько же увеличим массу  $\mathfrak{M}_2$ ) и посмотрим, что станет с системой при условии, что  $\mathfrak{M}, J, K$  остаются постоянными. То обстоятельство, что из системы уравнений (11) по заданным  $\mathfrak{M}, J, K$  однозначно определяются  $\mathfrak{M}_1^f, \mathfrak{M}_2, A$ , позволяет сделать следующий вывод: данная двойная система никогда не перейдет в новое состояние равновесия, при котором первичная компонента заполняет свою полость Роша, так как решений, отличных от начального, система (11) не имеет.

Оценим, как будет меняться степень заполнения полости Роша первичной компонентой. Пусть темп потери массы первичной компонентой равен  $\dot{\mathfrak{M}}$  (масса первичной компоненты  $\mathfrak{M}$ , пишется без индекса  $f$ , так как степень заполнения полости Роша первичной компонентой меняется), тогда

$$\begin{aligned} \mathfrak{M}_1 &= \mathfrak{M}_{10}^f - \dot{\mathfrak{M}}t = \mathfrak{M}_{10}^f - \delta\mathfrak{M}, \\ \mathfrak{M}_2 &= \mathfrak{M}_{20} + \delta\mathfrak{M}. \end{aligned}$$

Обозначим начальное расстояние между компонентами через  $A_0$ . Из 2-го уравнения (11) можно получить функцию  $A(\delta\mathfrak{M})$ , а из 3-го — функцию  $\mathfrak{M}_1^f(\delta\mathfrak{M})$ , т.е. массу, которую должна иметь первичная компонента, заполняющая свою полость Роша при данном  $A$ :

$$\begin{aligned} \zeta_{3/2}(\mathfrak{M}_{10}^f/\mathfrak{M}_{20})G\mathfrak{M}_{20}^{1/3}A_0 &= \\ &= \zeta_{3/2}(\mathfrak{M}_1^f/\mathfrak{M}_2)G\mathfrak{M}_2^{1/3}A. \end{aligned}$$

Введем функцию  $\eta_1(\delta\mathfrak{M}) = \mathfrak{M}_1^f(\delta\mathfrak{M})/\mathfrak{M}_1(\delta\mathfrak{M})$ , характеризующую степень заполнения полости Роша первичной компонентой. Так как при постоянной энтропийной константе звезда с увеличением массы становится более компактной, то при  $\eta_1 < 1$  ( $\mathfrak{M}_1 > \mathfrak{M}_1^f$ ) полость Роша заполнена не полностью, а при  $\eta_1 > 1$  ( $\mathfrak{M}_1 < \mathfrak{M}_1^f$ ) имеет место переполнение полости Роша. В начальный момент полость Роша заполнена полностью:  $\eta_1(0) = 1$ . При  $\delta\mathfrak{M} \ll \mathfrak{M}_1, \mathfrak{M}_2$  можно воспользоваться разложением в ряд Тейлора:

$$\eta_1(\delta\mathfrak{M}) = 1 + \frac{d\eta_1}{d(\delta\mathfrak{M})}(0)\delta\mathfrak{M},$$

где  $q = \mathfrak{M}_{10}^f / \mathfrak{M}_{20}$ . Из системы (11), используя зависимости (7) и (10), получаем

$$\frac{d\eta_1}{d(\delta\mathfrak{M})}(0) \approx q^3 + 90q^2 + 37q - 63. \quad (12)$$

Анализ этого выражения показывает, что  $\eta_1$  возрастает при  $q > 0.535$  и убывает при  $q < 0.535$ .

Разумеется, с физической точки зрения требование постоянства энтропийной константы  $K$  в процессе обмена массой кажется искусственным, так как процессы внутри звезды могут увеличить  $K$  (однако предполагается, что уравнение состояния остается политропным). Рассмотрим следующую задачу: как должна меняться энтропийная константа  $K$  в процессе обмена массой при условии, что полная масса и полный угловой момент системы остаются неизменными, а первичная компонента всегда заполняет свою полость Роша. Пусть снова  $\mathfrak{M}_1^f = \mathfrak{M}_{10}^f - \delta\mathfrak{M}$ ;  $\mathfrak{M}_2 = \mathfrak{M}_{20} + \delta\mathfrak{M}$ . Определим  $A(\delta\mathfrak{M}) = A(\mathfrak{M}_{10}^f - \delta\mathfrak{M}, \mathfrak{M}_{20} + \delta\mathfrak{M})$  из второго уравнения системы (11) и  $K(\delta\mathfrak{M}) = K(\mathfrak{M}_{10}^f - \delta\mathfrak{M}, \mathfrak{M}_{20} + \delta\mathfrak{M}, A(\delta\mathfrak{M}))$  – из третьего. Снова рассмотрим случай малых  $\delta\mathfrak{M}$ . Тогда

$$A(\delta\mathfrak{M}) = A_0 + \frac{dA}{d(\delta\mathfrak{M})}(0)\delta\mathfrak{M},$$

$$K(\delta\mathfrak{M}) = K_0 + \frac{dK}{d(\delta\mathfrak{M})}(0)\delta\mathfrak{M}.$$

Из системы (11), используя зависимости (7) и (10), получаем:

$$\frac{dA}{d(\delta\mathfrak{M})}(0) \approx -(161q^2 - 12q - 200). \quad (13)$$

Аналогично получаем

$$\frac{dK}{d(\delta\mathfrak{M})}(0) \approx -(q^4 - 1.5q^3 - 2.36q^2 - 0.49q + 0.01). \quad (14)$$

Анализ этих выражений показывает, что  $A$  возрастает при  $q < 1.15$  и убывает при  $q > 1.15$ , а  $K$  возрастает при  $0.3 < q < 2.4$  и убывает при  $q < 0.3$  и при  $q > 2.4$ .

## 6. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАВНОВЕСИЯ ВЫРОЖДЕННОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Рассмотрим теперь двойные системы, в которых первичная компонента – белый карлик. Известно [1, 3], что в этом случае вещества звезды подчиняется уравнению состояния холодного вырожденного электронного газа. Плот-

ность в этом случае определяется ионами, а давление – вырожденными электронами:

$$\rho = \rho_0 x^3,$$

$$P = P_0 (x(2x^2 - 3)\sqrt{x^2 + 1} + 3\ln(x + \sqrt{x^2 + 1})),$$

где  $x$  – безразмерный импульс Ферми,  $\rho_0 = \mu_e m_u / 3\lambda^3$ ,  $P_0 = m_e c^2 / 24\lambda^3$ ,  $\lambda = h/m_e c^2$ ,  $\mu_e$  – число электронов на один нуклон,  $m_u$  – единица атомного веса,  $m_e$  – масса электрона,  $h$  – постоянная Планка,  $c$  – скорость света. При  $\mu_e = 2$  (случай гелиевых и углеродных карликов) имеем  $\rho_0 = 1.9477 \times 10^6 \text{ г}/\text{см}^3$ ,  $P_0 = 0.06 \times 10^{24} \text{ г}/(\text{м}^2 \text{ с}^2)$ .

По-прежнему, цель наших расчетов – построить для этого случая зависимость, связывающую  $\mathfrak{M}_1^f$ ,  $\mathfrak{M}_2$  и  $A$ . В отличие от политропного уравнения состояния эта зависимость не будет определяться только отношением  $\mathfrak{M}_1^f / \mathfrak{M}_2$ , так как две новые константы  $\rho_0$  и  $P_0$  дают свою шкалу массы  $(P_0/G)^{1/2} \rho_0^{-2}$  и расстояния  $(P_0/G)^{1/2} \rho_0^{-1}$ . Другими словами, задача расчета равновесия для вырожденного уравнения состояния не допускает масштабирования по  $\mathfrak{M}_1^f$ ,  $\mathfrak{M}_2$  и  $A$ . Что же касается  $\mu_e$ , то масштабирование возможно: а именно, если значение  $\mu_e = 2$  заменяется на  $\mu_e = \mu_1$ , то все величины, получаемые в расчетах, нужно изменить следующим образом:  $\rho' = \rho(\mu_1/2)$ ;  $\rho'_0 = \rho_0(\mu_1/2)$ ;

$P'_0 = P_0$ ;  $\mathfrak{M}'_{1,2} = \mathfrak{M}_{1,2}(\mu_1/2)^{-2}$ ;  $A' = A(\mu_1/2)^{-1}$ . Исходя из сказанного всегда бралось  $\mu_e = 2$  и было проведено 4 серии расчетов функции  $\mathfrak{M}_1^f = \zeta(\mathfrak{M}_2, A)$  для следующих значений  $\mathfrak{M}_2 = 1.5, 1, 0.5, 0.25\mathfrak{M}_\odot$ .

Задача расчета равновесия вырожденной первичной компоненты, заполняющей свою полость Роша, запишется так:

$$\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_c + H = \Phi(L_1) = \text{const},$$

$$H = 8P_0/\rho_0(\sqrt{1 + (\rho/\rho_0)^{2/3}} - 1),$$

$$\Phi_2 = G\mathfrak{M}_2((x-A)^2 + y^2 + z^2)^{-1/2}, \quad (15)$$

$$\Phi_c = \frac{1}{2} G\mathfrak{M}_2 A^{-3} ((x - A\mathfrak{M}_2/\mathfrak{M})^2 + y^2),$$

$\operatorname{div} \operatorname{grad} \Phi_1 = 4\pi G\rho$  в области  $\mathfrak{G}$  и  $\Phi_1 = \tilde{\Phi}_1$  на границе области  $\mathfrak{G}$ ,

$$\tilde{\Phi}_1 = G\mathfrak{M}_1^f (x^2 + y^2 + z^2)^{-1/2},$$

$$\iiint_{RL} \rho dV = \mathfrak{M}_1^f.$$

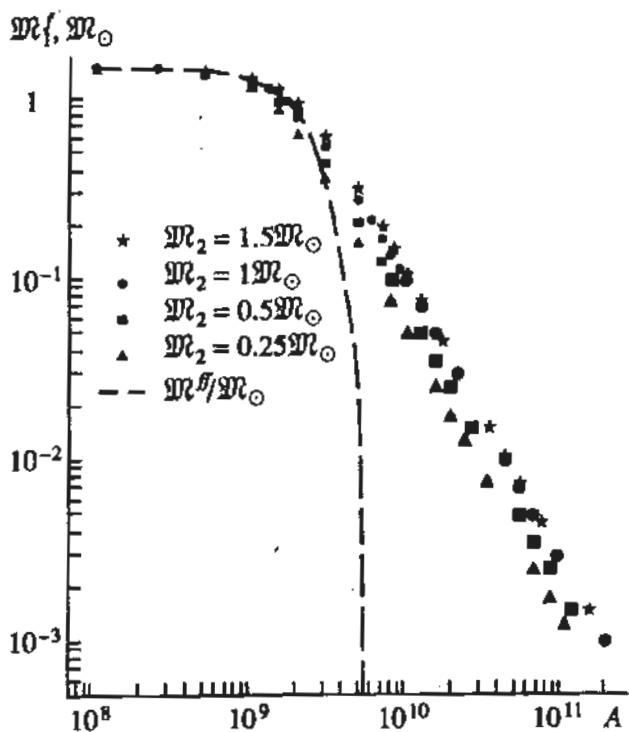


Рис. 7. Функция  $M_1^f = \xi(M_2, A)$  для различных значений  $M_2$  в зависимости от расстояния между компонентами. Штриховая линия — функция  $M_1^f(A)$ . Знаки увеличенного размера соответствуют случаю нерелятивистского электронного газа, когда расчет производился согласно (17). Точки, лежащие ниже штриховой линии, соответствуют системам, в которых вторичная компонента переполняет свою полость Роша.

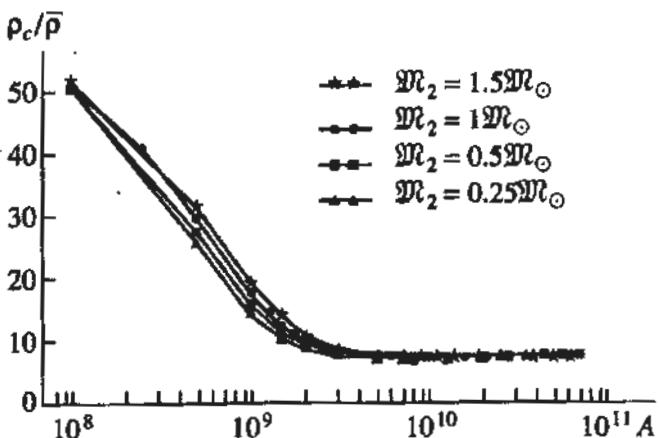


Рис. 8. Отношение центральной плотности первичной компоненты к средней плотности как функция расстояния между компонентами  $A$  для различных значений массы второй компоненты.

Для решения этой нелинейной системы использовался итерационный процесс, аналогичный (5), с тем отличием, что в качестве энтропийной константы  $K$  здесь бралась величина  $\rho_0$ , которая считалась неизвестной. В результате была получена зависимость  $\rho_0(M_1^f, M_2, A)$ , а затем для

каждой пары значений  $(M_2, A)$  решалось (методом деления отрезка пополам) уравнение  $\rho_0(M_1^f) = 1.9477 \times 10^6$ .

Задача сильно упрощается вследствие того, что при больших  $A$  центральная плотность  $\rho_c$  первичной компоненты становится много меньше  $\rho_0$  и, следовательно, вещества подчиняется уравнению состояния вырожденного нерелятивистского электронного газа  $P = K_0 \rho^{5/3}$  (которое является политропным с индексом политропы  $3/2$  и с некоторой константой  $K_0$ , зависящей от  $P_0$  и  $\rho_0$ ). Разлагая уравнение для энталпии  $H$  (2-е уравнение (15)) в ряд Тейлора по  $\rho/\rho_0$  и сравнивая с соответствующим уравнением для случая политропного уравнения состояния (2), получаем:

$$8P_0\rho_0^{-5/3}\rho^{2/3} = (n+1)K\rho^{2/3} \quad n = \frac{3}{2}. \quad (16)$$

Константу  $K$  можно взять из расчетов п. 3:  $K = G M_2^{1/3} A \zeta_{3/2}(M_1^f/M_2)$ . В результате получаем искомую зависимость между  $M_1^f, M_2, A$  в виде

$$3.2P_0\rho_0^{-5/3} = G M_2^{1/3} A \zeta_{3/2}(M_1^f/M_2),$$

которая верна, если

$$\rho_c = \rho_{3/2}(M_1^f/M_2) M_2 A^{-3} \ll \rho_0.$$

Учитывая (7), зависимость между  $M_1^f, M_2, A$  можно записать в явном виде:

$$M_1^f = 0.262 M_2^{0.462} A^{-1.61}. \quad (17)$$

Результаты расчетов представлены на рис. 7, 8, 9. На рис. 7 изображен график функции  $M_1^f = \xi(M_2, A)$  при различных значениях  $M_2$ . Более крупные знаки соответствуют случаю малых центральных плотностей, когда расчет производился по формуле (17). На рис. 8 представлено отношение центральной плотности первичной компоненты к ее средней плотности  $\rho_c/\bar{\rho}$ , где  $\bar{\rho} = M_1^f / (\frac{4}{3} \pi (R_{RL}^{ef})^3)$ . На рис. 9 представлен график зависимости центральной плотности  $\rho_c$  от расстояния между компонентами  $A$  при различных значениях  $M_2$ . С достаточной точностью эта зависимость аппроксимируется формулой

$$\rho_c = 10^6 (114 M_2/M_\odot + 24.6) \times \\ \times (A \times 10^{-9})^{0.09 \frac{M_2}{M_\odot} - 3.58}. \quad (18)$$

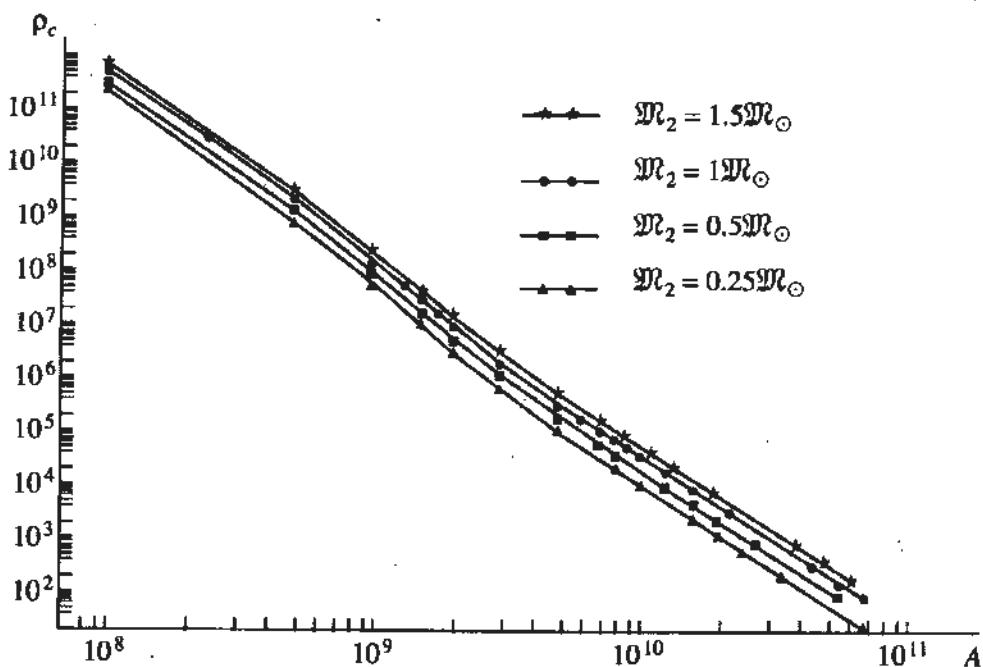


Рис. 9. Центральная плотность первичной компоненты  $\rho_c$  как функция расстояния между компонентами  $A$  для различных значений массы вторичной компоненты.

### 7. ПРИМЕНЕНИЕ РАСЧЕТОВ ВЫРОЖДЕННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ К ЗАДАЧЕ ОБМЕНА МАССОЙ В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

Будем считать, что первичная компонента заполняет свою полость Роша, а вещества в первичной компоненте подчиняется уравнению состояния холодного вырожденного электронного газа. Будем считать, что сохраняется полная масса системы  $\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_1^f + \mathfrak{M}_2$  и полный угловой момент системы (функция  $\iota(\mathfrak{M}_1^f, \mathfrak{M}_2, A)$ ) есть отношение момента инерции первичной компоненты, заполняющей свою полость Роша, относительно центра масс системы к моменту инерции точечной массы  $\mathfrak{M}_1^f$ :

$$J_1 = \Omega I_1 = \sqrt{GA} \mathfrak{M}^{-3/2} \iota(\mathfrak{M}_1^f, \mathfrak{M}_2, A) \mathfrak{M}_1^f \mathfrak{M}_2^2,$$

$$J_2 = \sqrt{GA} \mathfrak{M}^{-3/2} (\mathfrak{M}_1^f)^2 \mathfrak{M}_2,$$

$$J = J_1 + J_2.$$

Кроме того, из п. 6 мы имеем формулу

$$\mathfrak{M}_1^f = \xi(\mathfrak{M}_2, A).$$

В результате получаем систему из трех уравнений

$$\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_1^f + \mathfrak{M}_2,$$

$$J = \sqrt{GA} \mathfrak{M}^{-3/2} \mathfrak{M}_1^f \mathfrak{M}_2 (\mathfrak{M}_2 \iota(\mathfrak{M}_1^f, \mathfrak{M}_2, A) + \mathfrak{M}_1^f), \quad (19)$$

$$\mathfrak{M}_1^f = \xi(\mathfrak{M}_2, A),$$

связывающую 5 величин:  $\mathfrak{M}_1^f$ ,  $\mathfrak{M}_2$ ,  $A$  и  $J$ ,  $\mathfrak{M}$ . Анализ системы (19) показывает, что по заданным  $\mathfrak{M}$  и  $J$  однозначно определяются  $\mathfrak{M}_1^f$ ,  $\mathfrak{M}_2$  и  $A$ .

Рассмотрим теперь следующую ситуацию. Пусть в системе с параметрами  $\mathfrak{M}_2$ ,  $A$  и  $\mathfrak{M}_1^f = \xi(\mathfrak{M}_2, A)$  первичная компонента заполняет свою полость Роша и находится в равновесии. По  $\mathfrak{M}_1^f$ ,  $\mathfrak{M}_2$  и  $A$  можно определить  $\mathfrak{M}$  и  $J$ . Выведем систему из состояния равновесия (например, уменьшив массу  $\mathfrak{M}_1^f$  и на столько же увеличив массу  $\mathfrak{M}_2$ ) и посмотрим, что станет с системой при условии, что  $\mathfrak{M}$  и  $J$  остаются постоянными. То обстоятельство, что из системы (19) по заданным  $\mathfrak{M}$  и  $J$  однозначно определяются  $\mathfrak{M}_1^f$ ,  $\mathfrak{M}_2$  и  $A$ , позволяет сделать следующий вывод: данная двойная система никогда не окажется в состоянии, когда первичная компонента заполняет свою полость Роша и находится в равновесии, так как решений, отличных от начальных, система (19) не имеет.

Другим важным следствием приведенных расчетов является возможность исследования степени заполнения истекающей компонентой своей полости Роша. Так, например, двойная система U Gem, согласно наблюдениям [4], имеет следующие параметры:  $\mathfrak{M}_1 = 0.53M_\odot$ ,  $\mathfrak{M}_2 = 1.12M_\odot$ ,  $A = 10^{11}$  см. Используя полученную зависимость  $\mathfrak{M}_1^f = \xi(\mathfrak{M}_2, A)$  (рис. 7), находим  $\mathfrak{M}_1^f = 0.003M_\odot$ , т.е.  $\eta_1 = \mathfrak{M}_1^f / \mathfrak{M}_1 < 1$ . Следовательно, если вещество

первичной компоненты подчиняется уравнению состояния холодного вырожденного электронного газа, то при данных параметрах системы первичная компонента очень далека от заполнения. Так как при такой степени заполнения равновесие в основном определяется сферическим гравитационным полем первичной компоненты, можно считать, что первичная компонента системы сферична, а предполагая, что вырожденный газ всюду является нерелятивистским, нетрудно получить с помощью формулы

$$R_1 = 1.77 \times 10^9 (\mathcal{M}_1 / \mathcal{M}_\odot)^{1/3},$$

связывающей массу и радиус сферической равновесной звезды, состоящей из холодного вырожденного электронного газа (см. (6) и (16)), радиус первичной компоненты  $R_1 = 2.2 \times 10^9$  см. Для проверки предположения о том, что вещество подчиняется уравнению состояния нерелятивистского вырожденного электронного газа, вычисляем среднюю плотность звезды  $\bar{\rho} = 0.24 \times 10^5$  г/см<sup>3</sup>, а затем из отношения  $\rho_c / \bar{\rho} = 5.99$  для случая политропы с индексом 3/2 [3] получаем центральную плотность  $\rho_c = 0.14 \times 10^6 \ll \rho_0$ . Таким образом, предположение о том, что вырожденный газ является нерелятивистским, оправдано.

## 8. О СТЕПЕНИ ЗАПОЛНЕНИЯ СВОЕЙ ПОЛОСТИ РОША ВТОРИЧНОЙ КОМПОНЕНТОЙ ДЛЯ СЛУЧАЯ ВЫРОЖДЕННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

Будем считать вторичную компоненту белым карликом, вещества которого подчиняется уравнению состояния холодного вырожденного электронного газа с тем же значением  $\mu_e$ , что и в первичной компоненте, и рассмотрим вопрос о степени заполнения своей полости Роша вторичной компонентой с целью исключить из графика на рис. 7 системы, в которых вторичная компонента переполняет свою полость Роша. По-прежнему считаем, что первичная компонента полностью заполняет свою полость Роша. Введем функцию  $\eta_2$ , характеризующую степень заполнения полости Роша вторичной компонентой:  $\eta_2 = \mathcal{M}_2^f / \mathcal{M}_2$ , где  $\mathcal{M}_2^f$  – масса, которую должна иметь вторичная компонента, чтобы заполнить свою полость Роша. Для системы с массами компонент  $\mathcal{M}_1^f$  и  $\mathcal{M}_2^f$  (случай когда обе компоненты заполняют свои полости Роша) в силу симметрии необходимо  $\mathcal{M}_1^f = \mathcal{M}_2^f = \mathcal{M}^f$ . Это следует из того, что при заданном  $A$  система из двух уравнений

$$\mathcal{M}_1^f = \xi(\mathcal{M}_2^f, A),$$

$$\mathcal{M}_2^f = \xi(\mathcal{M}_1^f, A)$$

имеет единственное решение, причем  $\mathcal{M}_1^f = \mathcal{M}_2^f$ . Величина  $\mathcal{M}^f$  находится из уравнения  $\mathcal{M}^f(A) = \xi(\mathcal{M}^f(A), A)$ . График функции  $\mathcal{M}^f(A)$  представлен на рис. 7 штриховой линией. Так как звезда с увеличением массы становится более компактной, то при  $\mathcal{M}_2 < \mathcal{M}^f$  ( $\eta_2 > 1$ ) имеет место переполнение полости Роша вторичной компонентой, а при  $\mathcal{M}_2 > \mathcal{M}^f$  ( $\eta_2 < 1$ ) вторичная компонента заполняет свою полость Роша не полностью. В силу монотонного возрастания функции  $\xi(\mathcal{M}_2, A)$  с увеличением  $\mathcal{M}_2$  на рис. 7 точки, соответствующие случаю переполнения полости Роша вторичной компонентой находятся ниже штриховой линии.

## 9. О СТЕПЕНИ ПРИМЕНИМОСТИ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ ДЛЯ ВЫРОЖДЕННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

Для полученных результатов, по-видимому, критическим моментом является предположение о том, что вырожденный газ является холодным, т.е. неучт температурных поправок в уравнении состояния вырожденного электронного газа. Оценим максимальное изменение энталпии по сравнению со случаем холодного газа для различных центральных температур. Все дальнейшие формулы взяты из [5] и везде учитывается только первый член поправки по температуре. Вместо температуры  $T$  удобно использовать безразмерный параметр  $\alpha = (m_e c^2)/(kT)$ , где  $k$  – постоянная Больцмана. По-прежнему считаем, что энтропия в звезде постоянна, тогда зависимость давления  $P$  от плотности  $\rho$  неявно выражается через температуру  $T$ . Будем брать значение безразмерного импульса Ферми  $x$  из расчетов для случая холодного вырожденного газа. Зададим центральную температуру  $T_c$ . По формуле для плотности [5, формула (3.15)]

$$\rho = \rho_0 [h_0(x) + C_2 \alpha^{-2} h_2(x)]$$

определим центральную плотность  $\rho_c$ , а по формуле для энтропии [5, формула (3.17)]

$$S = \frac{k}{12 \lambda^3 \rho a} [C_2 f_2(x) + 2C_4 \alpha^{-2} f_4(x)]$$

определен центральную энтропию  $S_c$ . Определение функций  $h_i(x)$ ,  $f_i(x)$ ,  $g_i(x)$  и констант  $C_i$  см. в работе [5]. Решая для известного распределения  $x(r)$  уравнение  $S(\alpha, x) = S_c$ , определим распределение  $\alpha(r)$ , а затем найдем распределение энталпии  $H$  для случая холодного вещества (совпадает со вторым уравнением системы (15)):

$$H^{cool} = \frac{P_0 (f_0(x) + 3g_0(x))}{\rho_0 h_0(x)}$$

Таблица 2

$M_1/M_\odot$	$A$	$T_c$	$v, \%$	$A$	$T_c$	$v, \%$
I	$10^9$	$5 \times 10^8$	0.77	$7 \times 10^9$	$10^7$	0.27
		$10^9$	3.11		$3 \times 10^7$	2.41
		$1.5 \times 10^9$	7.12		$5 \times 10^7$	6.67
	$3 \times 10^9$	$10^8$	0.98	$12 \times 10^9$	$5 \times 10^6$	0.60
		$2 \times 10^8$	3.94		$10^7$	2.40
		$3 \times 10^8$	8.93		$2 \times 10^7$	9.48
0.5	$3 \times 10^9$	$5 \times 10^7$	0.46	$7 \times 10^9$	$10^7$	0.61
		$10^8$	1.86		$2 \times 10^7$	2.42
		$2 \times 10^8$	7.47		$3 \times 10^7$	5.42

и для случая учета первой поправки по температуре

$$H = \{P_0(f_0(x) + C_2\alpha^{-2}f_2(x) + 3g_0(x) + 3C_2\alpha^{-2}g_2(x))\} / \{\rho_0(h_0(x) + C_2\alpha^{-2}h_2(x))\}.$$

В табл. 2 приведено максимальное значение отношения  $v = |H - H^{cool}|/H^{cool}$  для различных центральных температур  $T_c$  и различных параметров двойных систем. Видно, что для систем с  $A = 3 \times 10^9$  см температурные поправки нужно учитывать при  $T_c > 10^8$  К, а, например, для систем с  $A = 12 \times 10^9$  см – при  $T_c > 10^7$  К.

## 10. ВЫВОДЫ

В данной работе приведены результаты расчетов равновесных политропных и вырожденных конфигураций звезд в двойных системах для случая, когда одна из компонент заполняет свою полость Роша.

Для случая политропного уравнения состояния с индексом политропы 3/2 рассчитана зависимость, связывающая параметры системы  $M_1, M_2, A$  и энтропийную константу  $K$  (см. (4), (7) и рис. 1). Также получены зависимости центральной плотности первичной компоненты (см. (8) и рис. 4) и момента инерции первичной компоненты (см. (9), (10) и рис. 6) от параметров системы.

Для случая политропного уравнения состояния показано, что если в процессе обмена массой сохраняются следующие три величины: полная масса системы, полный угловой момент системы и энтропийная константа  $K$ , то существует только одна равновесная конфигурация первичной компоненты, заполняющей свою полость Роша, – начальная конфигурация. Другими словами, в случае сохранения трех указанных выше величин обмен массой нельзя представить как последовательность равновесных конфигураций первичной

компоненты, все время заполняющей свою полость Роша. Степень заполнения полости Роша первичной компонентой в этом случае будет меняться, причем возможно как уменьшение заполнения, так и переполнение в зависимости от отношения масс компонент системы (см. (12)).

Если снять требование постоянства энтропийной константы  $K$ , то обмен массой может происходить так, чтобы первичная компонента всегда заполняла свою полость Роша, причем энтропийная константа и расстояние между компонентами могут как возрастать, так и уменьшаться в зависимости от отношения масс компонент системы (см. (13), (14)).

Для случая уравнения состояния холодного вырожденного электронного газа рассчитана зависимость, связывающая параметры системы  $M_1, M_2, A$  (рис. 7). Также получены зависимости центральной плотности первичной компоненты (см. (18) и рис. 8) от параметров системы. Интересно отметить, что для систем с расстоянием между компонентами  $2 - 3R_\odot$ , характерным для катализмических переменных, расчеты показывают, что первичная компонента, заполняющая свою полость Роша, должна иметь очень маленькую массу –  $\sim 3 \times 10^{-3} M_\odot$ .

Для случая уравнения состояния холодного вырожденного электронного газа показано, что если в процессе обмена массой сохраняются следующие две величины: полная масса системы и полный угловой момент системы, то существует только одна равновесная конфигурация первичной компоненты, заполняющей свою полость Роша, – начальная конфигурация. Другими словами, в случае сохранения двух указанных выше величин обмен массой нельзя представить как последовательность равновесных конфигураций первичной компоненты, все время заполняющей свою полость Роша.

Все результаты, полученные для вырожденных конфигураций, верны только для случая холодного электронного газа. Оценки показывают, что температурные поправки в уравнении состояния начинают играть роль для систем с  $A = 3 \times 10^9$  см при  $T_c > 10^8$  К, для систем с  $A = 12 \times 10^9$  см – при  $T_c > 10^7$  К и, соответственно, для систем с большими  $A$  – при еще меньших  $T_c$ .

Автор выражает благодарность Американскому астрономическому обществу за финансую поддержку.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Чандrasekar C. Введение в учение о строении звезд. М.: Изд-во иностр. лит., 1950. С. 410.
- Eggleton P.P. // *Astrophys. J.* 1983. V. 268. P. 368.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964. С. 396.
- Er-Ho Zhang. Ph.D. Thesis, Austin, Univ. of Texas, 1986.
- Надежин Д.К. // Научные информации Астрон. совет АН СССР. 1974. Т. 32. С. 3.

## The Calculation of Equilibrium Polytropic and Degenerate Stellar Configurations in Binary Systems

O. A. Kuznetsov

Equilibrium polytropic and degenerate configurations of stars in binary systems are calculated for the case when one of the components fills its Roche lobe. For the case of the polytropic equation of state, the relationship is obtained between the mass of the primary component (filling its Roche lobe), the mass of the secondary component, the distance between the component centers, and the entropy constant  $K$  of the primary component. If in this case the three quantities are conserved in the mass exchange process – the total mass of the system, the total angular momentum, and the entropy constant  $K$ , then only one equilibrium configuration of the primary component, namely, the initial configuration, is shown to exist. In other words, if these three quantities are conserved, mass exchange cannot be thought as the sequence of equilibrium configurations of the primary component constantly filling its Roche lobe. In the case of the equation of state of a cool degenerate electron gas, the relation between the mass of the primary component (filling its Roche lobe), the mass of the secondary component, and the distance between the components centers is calculated. Only one equilibrium configuration of the primary component, the initial configuration, is proved to exist in the case when the following two quantities are conserved in the mass exchange process: the total mass and the total angular momentum of the system.

УДК 524.38

## ФОРМИРОВАНИЕ ПОТОКА ВЕЩЕСТВА В ДВОЙНЫХ ЗВЕЗДАХ ТИПА W ЗМЕИ

© 1995 г. В. Г. Каретников, Е. В. Менченкова, В. В. Назаренко

Астрономическая обсерватория, Одесса, Украина

Поступила в редакцию 04.08.93 г.

Решением уравнений нестационарной гидродинамики с применением полученных при наблюдениях разных авторов данных вычислены физические условия в потоке вещества в области  $L_1$  у трех взаимодействующих двойных типа W Змеи-β Лиры, V367 Лебедя и RY Щита. Показано, что при заполнении истекающей звездой своей полости Роша возникает поток вещества с осевой симметрией и размерами, сравнимыми с размерами истекающей звезды. Темп переноса вещества достигает  $10^{-5} M_\odot/\text{год}$ . Свойства этого потока объясняют многие наблюдаемые эффекты у изучаемых звезд типа W Змеи.

1. Затменные двойные звезды типа W Змеи, называемые серпентидами, относятся к контактным системам ранних спектральных классов [1, 2] и находятся на стадии эволюции, характеризуемой обменом веществом со скоростью  $10^{-6} - 10^{-4} M_\odot/\text{год}$ . Понятие "серпентиды" предложено Плавецом в работе [3] и к ним отнесено 6 - 12 тесных двойных звезд [4, 5], имеющих похожие наблюдаемые характеристики. Перенос вещества идет через область первой точки Лагранжа  $L_1$ , с образованием развитых околозвездных газовых структур (ОГС) в виде потока, оптически "толстого" диска, околозвездных оболочек и туманностей, излучающих в широком интервале частот от рентгеновских до радиодиапазона.

В серпентидах более яркой является менее массивная звезда пары, а в общем блеске значительен вклад излучения околозвездного газа. Последний фактор приводит к заметной асимметрии кривых блеска, имеющих вид типа β Лиры, и вызывает большие трудности в определении элементов орбит. Спектральные особенности таковы, что линии более массивной звезды пары обычно ненаблюдаются. Иногда не видны и линии более яркой звезды, но хорошо наблюдаются многочисленные линии поглощения и излучения околозвездного газа. Спектральные линии сильно бледнированы и построение по ним уверенных кривых лучевых скоростей и определение спектральных элементов орбит и абсолютных характеристик звезд затруднительно.

Таким образом, можно констатировать, что основной особенностью и характерной чертой серпентид является наличие мощных, разнообразных ОГС и сильного переноса вещества. Основной перенос, как следует из наблюдений, происходит через область внутренней точки Лагранжа. Он явно неконсервативный и количественные

расчеты и моделирование образуемых им ОГС представляют собой сложнейшую гидродинамическую задачу. Начало решения этой задачи лежит в определении условий возникновения переноса вещества газовым потоком и их связи со свойствами затменных двойных звезд. Изучение этого вопроса и построение модели газового потока в области  $L_1$  – цель настоящего исследования.

2. Для изучения динамики возникновения и развития газового потока в тесной двойной системе нами применена методика расчетов, предложенная в [6]. В ее основе лежит предположение, что при заполнении одной из звезд своей полости Роша ее атмосфера в какой-то начальный момент может быть описана моделями Куруца [7]. При этом для сохранения баротропности начальной модели полагается, что линии равного потенциала в полости Роша звезды, теряющей вещество, совпадают с линиями равной плотности и равной температуры, а вне полости Роша – параллельны критической поверхности. Расчеты подтверждают баротропность модели, так как изменения структуры звезды не наблюдается.

Методика [6] требует, чтобы в начале исследования было проведено согласование наблюдаемой потери вещества с потерей вещества, вычисленной по модели потока. Согласование выполнено варьированием положения в точке  $L_1$  того или иного слоя атмосферы звезды, теряющей вещество, что равноценно малому варьированию размерами звезды. При этом важным является получение ситуации, когда дальнейшее увеличение размеров звезды не приводит к заметному росту концентрации вещества в этой области. Определив ситуацию в области как эффект "насыщение", мы получаем характеристику, описывающую степень заполнения звездой своей полости Роша и эволюционное состояние двойной звезды.

Таблица 1. Основные характеристики изученных тесных двойных звезд

Объект	$M_1, M_\odot$	$M_2, M_\odot$	$T_1, K$	$A, R_\odot$	$P_0$	Ссылка
$\beta$ Lyr	3.8	14.6	12000	61.0	12.914	[10]
$\beta$ Lyr	2.0	11.7	11000	55.0	12.914	[11]
V367 Cyg	2.3	3.6	12000	53.0	18.598	[12]
V367 Cyg	2.5	4.4	8000	56.7	18.598	[13]
V367 Cyg	19	12	11600	93.0	18.598	[14]
RY Sct	10	33	28000	75.0	11.125	[15]

Вычисление свойств потока выполнено решением уравнений нестационарной гидродинамики Эйлера методом "крупных частиц" [8] до получения стационарной ситуации. Вычисления проведены в декартовой системе координат, помещенной в центр заполняющей свою полость Роша звезды. Ось абсцисс расположена вдоль линии центров звезд, а ось ординат лежит в плоскости орбиты в направлении движения звезды. Все размеры даны в единицах расстояния  $A$  между звездами двойной системы. Как показано в [6], возникновение и движение потока газа в области  $L_1$ , обусловленное заполнением звездой, теряющей вещество, своей полости Роша вычисляется, исходя только из параметров звезд пары.

3. В настоящей работе рассмотрено формирование газового потока в области внутренней точки Лагранжа у трех "классических" серпентид:  $\beta$  Лиры, V 367 Лебедя и RY Щита. Для всех систем

расчеты велись для нескольких вариантов параметров газового потока, основанных на разных наборах абсолютных элементов, полученных разными авторами. Для RY Щита, из-за малого отличия найденных недавно элементов орбит [9] от принятых ранее вычисления велись на основе характеристик системы, апробированных ранее. Основные параметры изучаемых систем собраны в табл. 1, где  $M_1$  и  $T_1$  – масса и температура звезды, теряющей вещество,  $M_2$  – масса звезды, аккрецирующей вещество,  $P_0$  – орбитальный период.

$\beta$  Лиры – наиболее изученная звезда типа W Змеи, для которой построено множество моделей газовых дисков и оболочек, в том числе и с учетом магнитного поля [4].  $\beta$  Лиры окружена протяженной газовой оболочкой, состоящей из "хромосферы" с электронными температурой  $T_e = 10^4$ , и концентрацией  $N_e = 10^{12}$  и "короны" с  $T_e = 10^5$  К и  $N_e = 10^{10}$  см $^{-3}$ . Темп переноса массы в системе оценивается в  $4.2 \times 10^{-5} M_\odot$ /год, а масса околозвездной оболочки –  $1.2 \times 10^{-7} M_\odot$  [16, 17]. Время обновления вещества оболочки, согласно [18], составляет около 14.8 сут. Наблюдаемое в системе ослабление блеска на 0.1 $m$  за 50 лет указывает на спад активности  $\beta$  Лиры.

V367 Лебедя сложнее  $\beta$  Лиры и у нее не видно не только спектра слабой и массивной звезды, но плохо наблюдается и спектр яркого компонента. Кроме линий MgIIλ4481 и CaIIλ3934 и крыльев водородных линий, все многочисленные спектральные линии этой звезды формируются в околозвездных газовых структурах и дают лучевую скорость около 4 км/с [19]. V367 Лебедя менее массивна, чем  $\beta$  Лиры и ее оболочка имеет  $T_e = 10^4$  К и  $N_e = 2.3 \times 10^{10}$  см $^{-3}$ . Темп потери вещества составляет для яркой звезды  $7 \times 10^{-6} M_\odot$ /год. Масса оболочки составляет  $3 \times 10^{-8} M_\odot$  [20]. Яркая звезда системы V367 Лебедя переполняет свою полость Роша и переполнение увеличилось за 18 лет на 9 % [14].

RY Щита – наиболее сложная тесная двойная звезда из исследуемых в данной работе. Она является оптическим, рентгеновским, ультрафиолетовым, инфракрасным и радионисточником излучения. У нее обнаружены также силикатная и небулярная оболочки. В системе RY Щита наблюдаются газовый поток, оптически толстый диск и общая оболочка, вращающиеся и расширяющиеся с разными скоростями [15, 21, 22]. Яркая звезда системы заполняет полость Роша и теряет вещество с темпом  $2.8 \times 10^{-7} M_\odot$ /год. Масса газовой оболочки оценена в  $3 \times 10^{-8} M_\odot$  [17]. Потеря вещества системой оценивается в  $4 \times 10^{-5} - 10^{-4} M_\odot$ /год. Видимо, среди затменных двойных звезд эта система наиболее активна.

4. Вычисления по методике [6] показали, что область "насыщения" хорошо фиксируется и ее положение на оси абсцисс определяется как  $X_0$ .

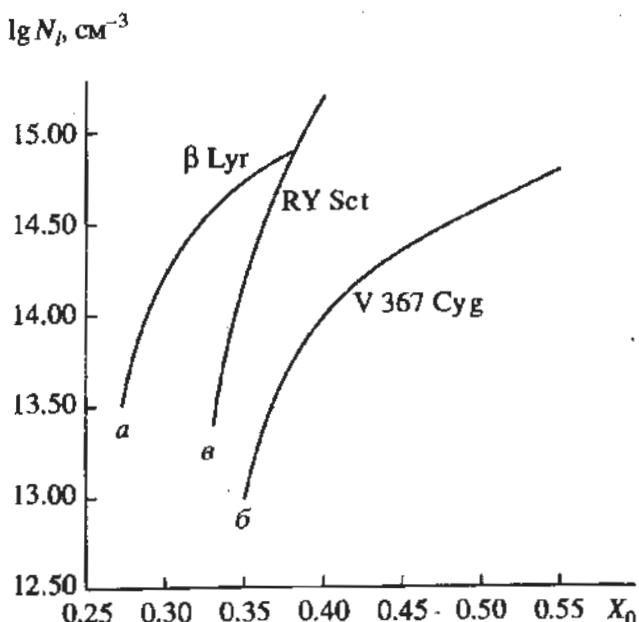


Рис. 1. Зависимость концентрации вещества в точке  $L_1$  от параметра  $X_0$  для систем:  $a$  –  $\beta$  Лиры, по данным [11];  $b$  – V367 Лебедя, по данным [12];  $c$  – RY Щита, по данным [15].

Достижение состояния "насыщения" иллюстрируется рис. 1, а свойства вещества в области  $L_1$  даны в табл. 2. Обозначения в таблице таковы:  $X_l$  – положение на оси абсцисс  $L_1$  в долях  $A$ ,  $N_l$  – концентрация ( $\text{см}^{-3}$ ),  $T_l$  – температура (К),  $V_l$  и  $V'_l$  в  $\text{км}/\text{с}$   $x$ -компоненты скорости вещества и звука в области  $L_1$ . Анализ табличных данных показывает, что в  $L_1$  располагаются самые глубокие слои атмосфер. Они движутся со скоростями 20 - 30  $\text{км}/\text{с}$ , что сравнимо со скоростью звука в исследуемой среде.

Двумерность расчетов позволила определить изменение концентрации вещества в потоке в радиальном направлении (вдоль  $y$ -координаты). Из рис. 2 - 4 видно, что концентрация вещества в потоке падает с расстоянием от оси потока. При этом наблюдается строгая  $x$ -осевая симметрия, предполагающая наличие вещества и над орбитальной плоскостью. Считая краем потока область падения концентрации вещества по  $y$ -координате на три порядка относительно оси потока, мы определили  $R_s$  – радиус потока в единицах расстояния между звездами систем. Найденные величины приведены в табл. 3 и сравнены с вычисленными по формуле, предложенной в [23]:

$$R_s' = V_l P_0 / 2\pi A.$$

В таблице приведен также  $R_R$  – радиус полости Ропса (в долях  $A$ ) звезды, заполняющей эту полость и теряющей вещество, вычисленный по формуле, предложенной в [24]:

$$R_R = 0.52A(M_1/(M_1 + M_2))^{0.44}.$$

Сравнение величин  $R_s$ ,  $R_s'$  и  $R_R$  позволяет сделать вывод, что вычисленные из разных соображений радиусы потоков практически одинаковые и примерно в два раза меньше размеров звезд, теряющих вещество. Эти данные позволяют также определить темп переноса вещества через первую точку Лагранжа. Результаты вычислений темпа переноса также даны в табл. 3.

Для оценки влияния поля гравитации и газового давления в области  $L_1$  на формирование газового потока вычислено соотношение:

$$F = \Phi_l/U,$$

где  $\Phi_l$  – суммарный гравитационный потенциал в точке  $L_1$ , а  $U$  – удельная внутренняя энергия идеального газа этой области. Значения  $F$  даны в табл. 3. Их сравнение указывает на заметное различие характеристик  $\text{V367 Сигмы}$ , полученных в работах [12 - 14]. Что касается  $y$ -скорости движения вещества в потоке, то она для всех решений не превысила десятых долей  $\text{км}/\text{с}$ . Это свидетельство того, что поток газа вдоль оси  $Y$  находится в гидростатическом равновесии.

5. Обсуждение полученных результатов позволяет сформулировать следующие выводы.

Таблица 2. Параметры потока газа в точке  $L_1$  для решений, соответствующих "насыщению" газового потока

Источник данных	$X_0$	$X_l$	$N_l \times 10^{14}$	$T_l$	$V_l$	$V'_l$
$\beta$ Лир						
[10]	0.37	0.37	3	32200	23.7	21.9
[11]	0.32	0.32	3	32100	23.2	21.5
[11]	0.38	0.32	6	46000	29.5	27.2
$\text{V367 Сиг}$						
[12]	0.54	0.45	5	51780	28.5	26.7
[12]	0.45	0.45	3	37000	25.0	23.5
[12]	0.39	0.45	0.8	23200	19.7	18.5
[13]	0.44	0.44	4	23043	19.3	17.9
[14]	0.54	0.55	3	36300	25.0	23.5
$\text{RY Сct}$						
[15]	0.40	0.39	1.4	69100	32.3	30.8
[15]	0.33	0.39	0.2	19344	19.1	16.3

Согласие наблюденных и вычисленных величин переносимого через  $L_1$  потоков вещества у звезд типа W Змеи получается при заполнении звездой пары, теряющей вещество, своей полости Ропса таким образом, что вне этой полости оказывается атмосфера этой звезды до оптических глубин  $\lg t = 1.7$ .

Различные варианты решений приводят к выводу, что у звезд типа W Змеи в области первой точки Лагранжа наблюдается максимальный перенос

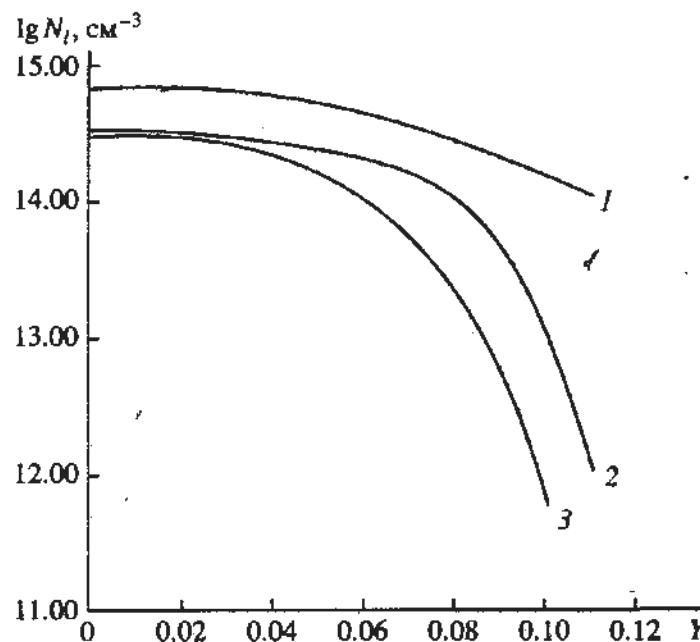


Рис. 2. Распределение концентрации вещества вдоль оси  $Y$  в потоке в  $\beta$  Лиры. Кривые 1 ( $X_0 = 0.38$ ) и 2 ( $X_0 = 0.32$ ) соответствуют работе [11]. Кривая 3 – работе [10].

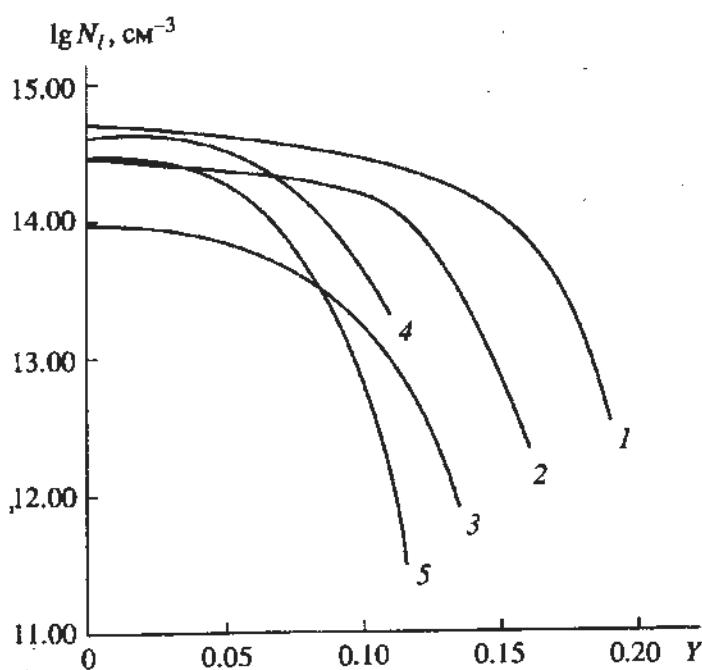


Рис. 3. Распределение концентрации вещества вдоль оси  $Y$  в потоке в V367 Лебедя. Кривые 1 ( $X_0 = 0.54$ ), 2 ( $X_0 = 0.45$ ) и 3 ( $X_0 = 0.39$ ) соответствуют параметрам звезд работы [12], кривые 4 и 5 – параметрам работ [13, 14] соответственно.

вещества, достигающий  $10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ , а размер осесимметричного газового потока составляет  $0.14 - 0.20 A$  и всего вдвое меньше размеров полости Роша звезды, теряющей вещество.

Скорость движения вещества в потоке в области  $L_1$  вдоль линии  $X$  близка к скорости звука и составляет  $20 - 30 \text{ км/с}$ . В радиальном направлении скорости малы и не превышают сотен м/с и выполняется условие гидростатического равновесия, что согласуется с ранними предположениями работы [25].

Таблица 3. Размеры газового потока и темп потери вещества через область точки  $L_1$

Источник данных	$N_l \times 10^{14}$	$R_s$	$R'_s$	$R_R$	$M \times 10^{-6}$ , $M_{\odot}/\text{год}$	$F$
$\beta$ Lyr						
[10]	2.9	0.10	0.10	0.25	1.3	217.3
[11]	6.4	0.15	0.12	0.22	6.4	120.6
V367 Сyg						
[12]	5.2	0.19	0.19	0.34	18	55.2
[13]	3.8	0.14	0.12	0.33	4.0	136.7
[14]	2.7	0.10	0.09	0.42	1.0	321.6
RY Sct						
[15]	14	0.15	0.09	0.27	10	158.8

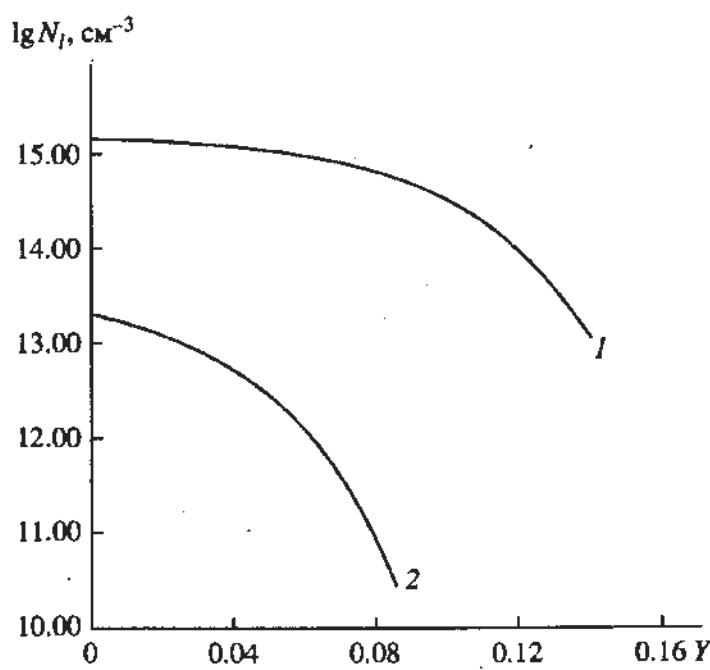


Рис. 4. Распределение концентрации вещества вдоль оси  $Y$  в потоке у RY Щита. Кривые 1 ( $X_0 = 0.40$ ) и 2 ( $X_0 = 0.33$ ) рассчитаны по [15].

Сравнение вычисленных характеристик потока для  $\beta$  Лиры показывает, что максимальные размеры потока газа, способного дать наблюдаемый темп переноса вещества, получаются для набора элементов звезды, опубликованных в работе [11]:  $M_1 = 2.0 M_{\odot}$ ,  $M_2 = 11.7 M_{\odot}$ ,  $A = 55 R_{\odot}$ ,  $T_1 = 11000 \text{ K}$ .

Для V367 Лебедя размеры потока газа, вычисленные по данным разных авторов, заметно различны. Наилучшим образом согласуются с наблюдениями параметры системы, опубликованные в работе [12], по которым размеры потока максимальны и обеспечивают наблюдаемые свойства этой тесной двойной звезды.

В заключение авторы выражают благодарность Американскому астрономическому обществу (ASS) за финансовую поддержку этой работы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Свечников М.А. // Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд. Свердловск: Изд. Уральского университета, 1969. 178 с.
- Каретников В.Г. // Астрон. циркуляр. 1987. № 1485. С. 6.
- Plavec M.J. // Interacting Binaries. Proc. NATO Adv. Study Inst., Dordrecht: Reidel D. Publ. Co., 1985. P. 155.
- Пустыльник И.Б. // Итоги науки и техники. Серия Астрономия. М.: Изд. ВИНИТИ, 1989. Т. 36. 108 с.
- Асланов А.А., Колесов Д.Е., Липунова Н.А. и др. // Каталог тесных двойных звезд на поздних стадиях

- эволюции. М.: Изд. Московского университета, 1989. 240 с.
6. Назаренко В.В. // Астрон. журн. 1993. Т. 70. С. 101.
  7. Kuriucz R.L. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1979. V. 40. P. 1.
  8. Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. // Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 85 с.
  9. Скульский М.Ю. // Астрон. журн. 1992. Т. 69. С. 803.
  10. Скульский М.Ю. // Астрон. журн. 1975. Т. 52. С. 710.
  11. Ziolkowski J. // Astrophys. J. 1976. V. 204. P. 512.
  12. Менченкова Е.В. // Астрон. журн. 1990. Т. 67. С. 653.
  13. Pavlowski K., Schneider H., Akan M.C. // Astron. and Astrophys. 1992. V. 258. P. 329.
  14. Li Y.-F., Leung K.C. // Astrophys. J. 1987. V. 313. P. 801.
  15. Антохина Э.А., Черепашук А.М. // Письма в "Астрон. журн.". 1988. Т. 14. С. 252.
  16. Hack M. // Close Binary Stars: Observation and Interpretation. Dordrecht: Reidel D. Publ. Co., 1980. P. 271.
  17. Шаховской Н.М. // Проблемы космической физики. Киев: Изд. Киевского университета, 1967. Т. 2. С. 40.
  18. Каратников В.Г. // Астрон. журн. 1987. Т. 64. С. 674.
  19. Каратников В.Г., Менченкова Е.В. // Астрон. циркуляр. 1986. № 1453. С. 1.
  20. Менченкова Е.В., Павленко Я.В. // Астрон. журн. 1990. Т. 67. С. 972.
  21. Каратников В.Г., Менченкова Е.В. // Астрон. циркуляр. 1988. № 1531. С. 11.
  22. Каратников В.Г., Менченкова Е.В. // Астрон. циркуляр. 1989. № 1536. С. 25.
  23. Lubow S.H., Shu F.H. // Astrophys. J. 1975. V. 198. P. 383.
  24. Iben Y.Jr., Tutukov A.V. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1984. V. 54. P. 335.
  25. Prendergast K.H., Taam R.E. // Astrophys. J. 1974. V. 189. P. 125.

## The Formation of Flows of Material in W Draconis Binary Stars

V. G. Karetnikov, E. V. Menchenkova, and V. V. Nazarenko

The physical conditions in the flow of material in the region of  $L_1$  for the three interacting W Draconis binary stars  $\beta$  Lyrae, V367 Cygnus, and RY Scuti are calculated using solutions of non-stationary hydrodynamical equations applied to observational data obtained by various authors. It is shown that when the star losing mass fills its Roche lobe, an axi-symmetric flow of material with dimensions comparable to those of the star arises. The rate of mass transfer reaches  $10^{-5} M_\odot/\text{year}$ . The properties of this flow can explain many observational effects of W Draconis stars that have been studied.

УДК 524.5-4

## СТРОЕНИЕ РАДИОИСТОЧНИКОВ МЕТАНОЛА В ОБЛАСТЯХ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ НА 44 И 95 ГГц

© 1995 г. С. В. Каленский

Астрокосмический центр ФИАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 08.08.94 г.

Разработана простая аналитическая модель возбуждения метанола. Показано, что метанольные мазеры I класса могут возникать вблизи границ плотных газо-пылевых облаков. Мазеры на переходе  $8_0-7_1A^+$ , сравнимые по интенсивности с мазерами на переходе  $7_0-6_1A^+$  возможны при кинетической температуре не менее 30 К. Полости, образуемые высокоскоростными потоками, способствуют возникновению мазеров; возможно, это одна из причин связи метанольных мазеров с высокоскоростным истечением вещества. Поле излучения вблизи молодых звезд, возможно, "отодвигает" мазеры I класса на некоторое расстояние от звезд.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Как было показано в ряде работ (см. обзор Ментена [1]), метанольные мазеры возникают в областях образования массивных звезд. Согласно классификации, предложенной Батрла и др. [2] и Ментеном [1], метанольные мазеры разделены на два класса: I и II. Мазеры I класса, излучающие в линиях  $7_0-6_1A^+$ ,  $4_{-1}-3_0E$  и некоторых других, хотя и наблюдаются в областях звездообразования, пространственно не совпадают с ультракомпактными НШ-зонами, ИК-источниками, OH- и H<sub>2</sub>O-мазерами. Мазеры II класса, излучающие в линиях  $5_1-6_0A^+$ ,  $2_0-3_{-1}E$  и некоторых других, наоборот, наблюдаются на фоне ультракомпактных НШ-зон. Наиболее распространенные мазеры I класса являются мазеры на переходе  $7_0-6_1A^+$  на частоте 44 ГГц [3, 4]. Недавно были проведены обзоры в линии  $8_0-7_1A^+$  на 95 ГГц [5-7], также относящейся к I классу, которые показали, что источники в этой линии так же широко распространены, как и мазеры в линии  $7_0-6_1A^+$ . Однако формы спектров на 44 и 95 ГГц сильно отличаются. Довольно часто в направлении одних и тех же объектов на 44 ГГц наблюдаются одна или несколько узких ( $< 1$  км/с), несомненно, мазерных компонент, а на 95 ГГц – широкие ( $\geq 1.5 - 2$  км/с) линии, характерные для протяженных областей.

Многие мазерные источники I класса излучают также в линии  $4_{-1}-3_0E$  на 36 ГГц и в линиях  $J_2-J_1E$  на частоте 25 ГГц. Список мазерных линий I и II классов приведен в работе Соболева [8].

Сравнение результатов наблюдений на различных частотах позволяет делать выводы о природе источников. В данной работе предложена модель мазерного источника на основании сравнения спектров на 44 и 95 ГГц и в рамках этой

модели сделаны оценки температуры газа в ряде мазеров.

Автор ограничился сравнением данных наблюдений на 44 и 95 ГГц потому, что использовавшаяся аналитическая модель возбуждения метанола (см. Приложение) плохо описывает переход  $4_{-1}-3_0E$ , а механизм накачки мазеров на 25 ГГц очень плохо известен. Предположение о том, что столкновительные константы переходов с изменением квантового числа  $K$  на 3 имеют величину, примерно равную одной десятой от величины столкновительных констант переходов без изменения квантового числа  $K$ , которое сделано в работе Джонстона и др. [9] для объяснения накачки этих мазеров, в настоящее время экспериментально не подтверждено.

### 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСТОЧНИКОВ МЕТАНОЛА

#### Однородное облако

Рассмотрим, каково будет наблюдаемое распределение яркостной температуры в какой-либо мазерной линии  $J_0-(J-1)_1A^+$ , относящейся к I классу<sup>1</sup>, от изолированного облака с одинаковыми значениями температуры и плотности по всему объему. Если облако является оптически тонким в линиях  $(J-1)_1-(J-2)_0A^+$  и не подвержено действию какого-либо излучения, кроме реликтового, то при плотности менее  $10^7 \text{ см}^{-3}$  температура возбуждения этих линий близка к температуре реликтового фона по всему объему облака и мазерные переходы I класса метанола-A будут инвертированы по всему объему облака (см. Приложение).

<sup>1</sup> Все обозначения переходов, частот, температур возбуждения и т.д. те же, что и в Приложении.

Однако при малой оптической толще в линиях  $(J-1)_1-(J-2)_0 A^+$  оптическая толща мазерных линий также мала и заметного мазерного усиления не происходит. В направлении подобных объектов должны наблюдаться широкие квазитепловые линии.

Если оптическая толща в линии  $(J-1)_1-(J-2)_0 A^+$  велика, то в глубине объекта за счет запирания фотонов  $T_{ex}''$  возрастает с ростом оптической толщи, стремясь к  $T_{kin}$  (см., например, [10]) при отсутствии градиента скорости или какого-либо иного механизма, обеспечивающего выход фотонов из среды. Происходит "запирание" стока. Степень инверсии мазерных переходов при этом уменьшается. При оптической глубине большей, чем длина термализации, образуется термализованное ядро. Такой источник изображен на рис. 1а. Сильное мазерное излучение в направлении наблюдателя возникает вдоль путей, обозначенных штриховой линией. Вследствие неоднородностей вместо кольцеобразного объекта наблюдатель должен видеть отдельные мазерные источники, расположенные на границе облака.

Соболев и Стрельницкий [11] получили подобное распределение температуры возбуждения в метанольных мазерных источниках при моделировании мазеров  $J_2-J_1 E$  методом Монте-Карло.

#### Моделирование однородных облаков

Сравнение спектров источников в линиях  $8_0-7_1 A^+$  и  $7_0-6_1 A^+$  показывает, что в спектрах некоторых объектов (NGC 2264, OMC2, DR21-OH, DR21-West) на 95 и на 44 ГГц на одних и тех же лучевых скоростях присутствуют узкие мазерные детали. Однако гораздо чаще линии на 95 ГГц шире, чем на 44 ГГц. Спектры источников S231, S255, W75-North и ряда других на 44 ГГц состоят из узких ( $\Delta V \leq 0.5$  км/с) линий, а на 95 ГГц – из более широких ( $\Delta V \geq 2$  км/с) компонент, характерных для протяженных источников. Протяженность областей, излучающих на 95 ГГц в IC 1396N, NGC 7538 и некоторых других источниках, установлена с помощью картографирования [6].

При интерферометрических наблюдениях метанольных мазеров W33-Main [12], DR21-OH и DR21-West [13] обнаружено, что метанольные мазеры сопутствуют протяженным плотным областям, излучающим в линиях CS и других молекул. Результаты наблюдений Каленского и др. [14] на 44 ГГц также предполагают связь метанольных мазеров с плотным газом вокруг молодых звезд. Автором была предпринята попытка понять, можно ли объяснить данные наблюдений метанола на 44 и 95 ГГц излучением подобных протяженных плотных газо-пылевых объектов.

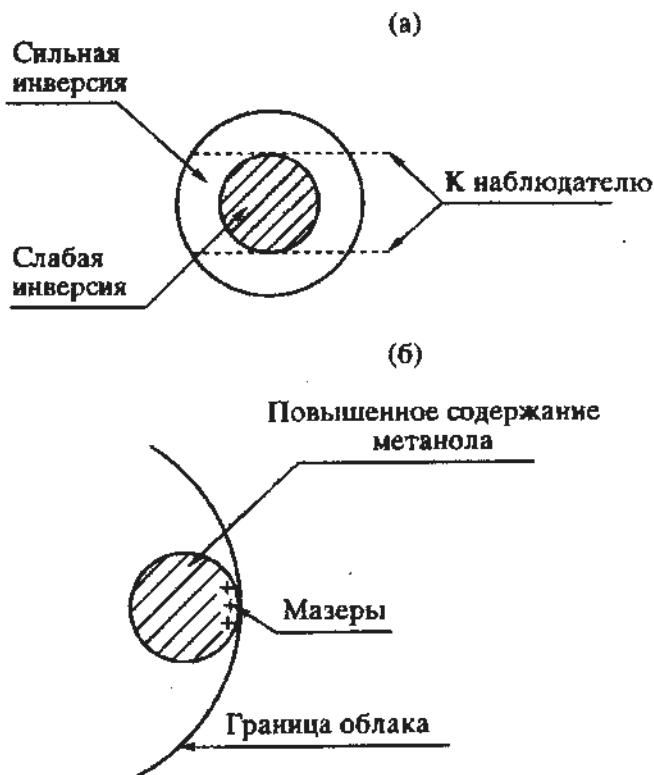


Рис. 1. Модели мазерных источников: а – однородное облако, б – облако, в небольшой части которого повышенено содержание метанола.

Для этого была рассчитана сетка моделей однородного облака диаметром  $10^{18}$  см. Примерно такие размеры имеют плотные области в W33-Main и DR21, с которыми связаны мазеры на 95 ГГц. Температура источников менялась в пределах 20 - 100 К, плотность – в интервале  $10^6 - 3 \times 10^6$  см $^{-3}$  и относительное содержание метанола – в пределах  $10^{-10} - 10^{-7}$ . При расчетах учитывались уровни  $c J \leq 15$  и  $K \leq 2$ . Скорость столкновительной деактивации рассчитывалась из соотношения

$$C_{JK} = \sigma_0 n_{H_2} a(\Delta J) b(\Delta K) \sqrt{T_{kin}}, \quad (1)$$

где  $\sigma_0 = 0.2 \times 10^{-10}$  см $^3/K^{-1/2}$  с,  $a(\Delta J) = 1/|\Delta J|$  при  $|\Delta J| \leq 8$  и 0 при  $|\Delta J| > 8$ ,  $b(\Delta K) = 1$  при  $\Delta K = 0, 0.25$  при  $|\Delta K| = 1$  и 0 при  $|\Delta K| > 1$ . Столкновительные константы переходов  $\Delta J = 0, |\Delta K| = 1$  принимались равными столкновительным константам переходов  $|\Delta J| = 1, |\Delta K| = 1$ . Такие столкновительные константы удовлетворяют экспериментальным данным Лиса и Хака [15].

Расчеты проводились для линий  $8_0-7_1 A^+$  и  $7_0-6_1 A^+$  раздельно. Источники разбивались на ряд последовательных концентрических сфер с оптической глубиной между  $\tau$  и  $\tau + 0.2$  в линии  $(J-1)_1-(J-2)_0 A^+$ . С помощью аналитических выражений (23а, б, с) из работы Пеллинг и Тер-Хаара [10] определялась функция источников и температура возбуждения линии  $(J-1)_1-(J-2)_0 A^+$ .

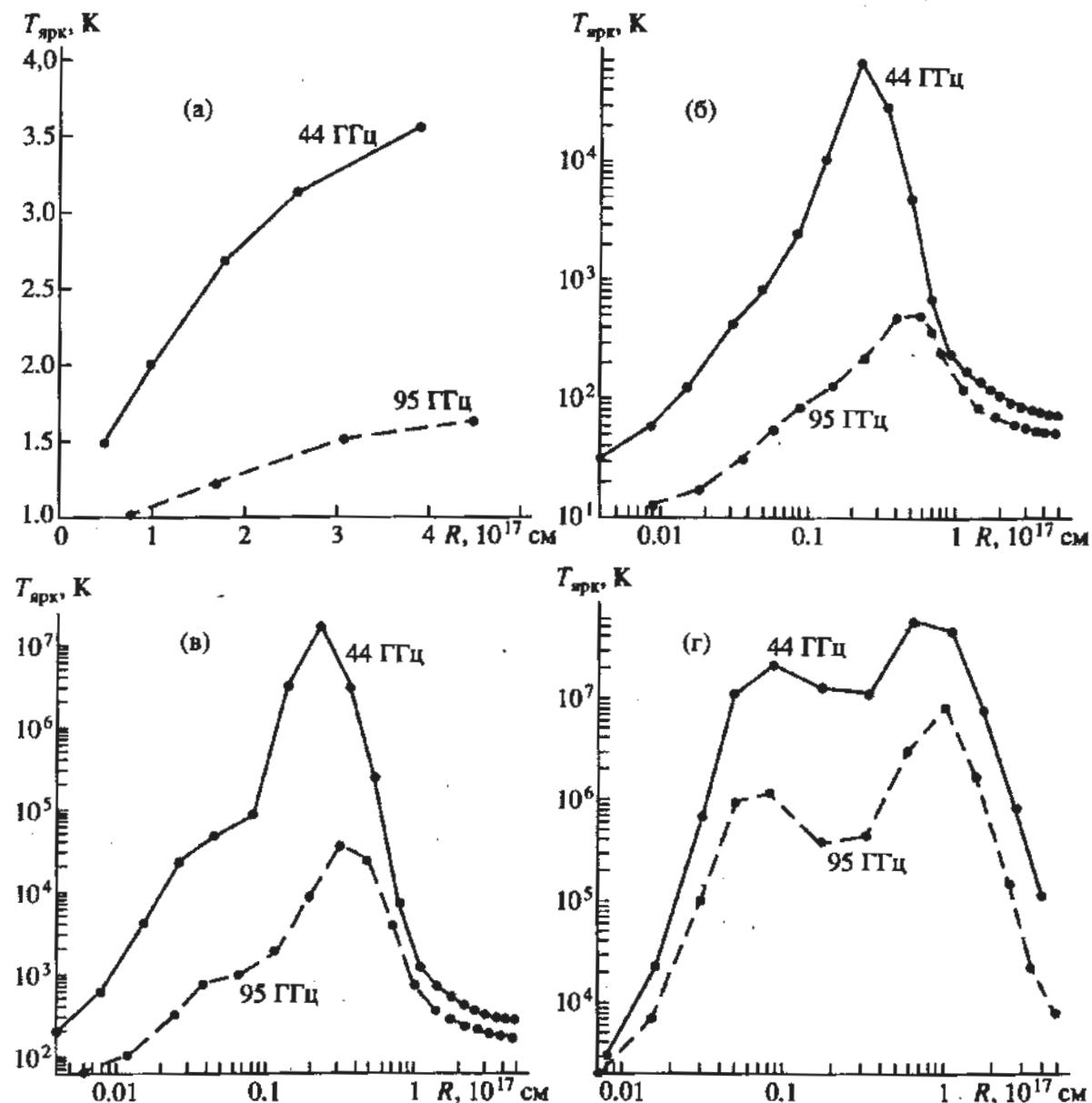


Рис. 2. Результаты моделирования однородных облаков: а –  $n = 10^6 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_{\text{кос}} = 30 \text{ К}$ ,  $X_{\text{CH}_3\text{OH}} = 2 \times 10^{-9}$ ; б –  $n = 3 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 20 \text{ К}$ ,  $X_{\text{CH}_3\text{OH}} = 10^{-7}$ ; в –  $n = 3 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 30 \text{ К}$ ,  $X_{\text{CH}_3\text{OH}} = 10^{-7}$ ; г –  $n = 3 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 100 \text{ К}$ ,  $X_{\text{CH}_3\text{OH}} = 10^{-7}$ . По оси  $x$  отложено расстояние до края облака, по оси  $y$  – яркостная температура в центре линии, рассчитанная по формуле Рэлея–Джинса.

такого слоя. Затем для данного слоя с помощью тех же формул вычислялись функции источников и температура возбуждения линий  $J'_1 - (J-1)_0 A^+$ , линий  $J'_2 - (J-1)_1 A^+$ , определяющих времена жизни уровней  $A_2^+$ , а также линий, расположенных на основной лесенке. Оптическая глубина каждой из них принималась равной оптической глубине на внутренней границе вышерасположенного слоя.

Населенность уровней  $A_K^+$  и  $A_K^-$  ( $K = 1, 2$ ) считалась одинаковой. Расчеты статистического равновесия показывают, что это может быть не так (например, в [16] показано, что линия  $1, A^- - 1, A^+$

инвертирована в широком диапазоне плотности), однако заметные различия в населенностях этих уровней возможны только в том случае, когда сами эти населенности малы. Поэтому сделанное предположение не повлияет заметно на оценки населенности сигнальных уровней.

Затем рассчитывалась температура возбуждения мазерного перехода по формуле (П7) и относительные населенности всех уровней с  $K \leq 2$ . Следующими шагами были: определение населенности всех уровней с  $K \leq 2$ , определение геометрической толщины слоя, определение приращения оптической толщины и значений оптической толщины на внутренней границе слоя для всех

вышеперечисленных линий. Затем вся процедура повторялась для следующего слоя. Используя распределение населеностей сигнальных уровней по источнику, рассчитывалось распределение яркостной температуры по радиусу наблюдаемого диска.

Результаты расчетов выборочно представлены на рис. 2. Следует отметить, однако, что проведенное моделирование основано на ряде упрощений и позволяет лишь выявить основные черты в распределении яркости мазерных линий, которые описаны ниже. Распределение яркости в реальных источниках может очень сильно отличаться от приведенного на рис. 2.

При обилии метанола  $10^{-10} - 3 \times 10^{-9}$  оптическая толщина в линиях  $6_1-5_0A^+$  и  $7_1-6_0A^+$  меньше или порядка единицы. Яркостная температура в мазерных линиях при этом меняется в пределах от долей К до нескольких десятков К. Она остается практически постоянной по источнику или слегка возрастает к центру. Существенным результатом является то, что при полученных соотношениях яркостных температур интенсивность в линии  $8_0 - 7_1A^+$  в несколько раз превышает интенсивность в линии  $7_0-6_1A^+$ . Излучением подобных объектов можно объяснить наличие широких квазитетловых компонент на 95 ГГц и их относительную слабость на 44 ГГц, но нельзя объяснить присутствие интенсивных мазерных компонент.

При повышении обилия метанола до величины порядка нескольких единиц  $\times 10^{-8} - 10^{-7}$  оптическая толщина в линиях  $6_1-5_0A^+$  и  $7_1-6_0A^+$  становится значительно больше единицы. Строение источников становится таким, как на рис. 1а. По краям облака возникают яркие мазеры, а от внутренних частей приходит более слабое излучение. Область сильного мазерного излучения ограничена тонким слоем глубиной порядка от нескольких единиц на  $10^{15}$  см до нескольких единиц на  $10^{16}$  см, в зависимости от параметров источника. Во внутренних частях яркостная температура излучения спадает по направлению к центру, оставаясь, однако, выше кинетической температуры. Это объясняется тем, что излучение термализованного или почти термализованного ядра усиливается инвертированным слоем вблизи поверхности. Интенсивность на 95 ГГц во внутренних частях источника на 95 ГГц выше, чем на 44 ГГц. Интенсивность мазерного излучения во внешних частях на 95 ГГц становится сравнимой с интенсивностью на 44 ГГц только при кинетической температуре 30 или более К, в зависимости от других параметров модели.

Такая картина, которую в дальнейшем будем называть моделью I, позволяет качественно объяснить результаты наблюдений с одиночными антennами [5 - 7] на 95 ГГц: в источниках, которые, вероятно, являются более горячими (DR21-West, NGC 2264, OMC2, NGC 7538) на 95 ГГц, как и на

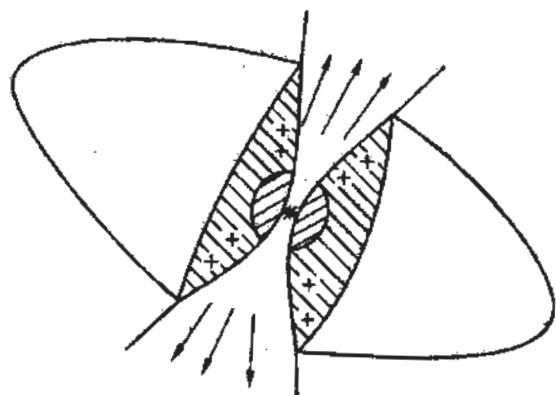
44 ГГц, наблюдаются "спайки" от компактных областей. В других, вероятно, более холодных источниках (W75N, S231, S255) на 95 ГГц преобладает излучение протяженной компоненты. Такой вывод согласуется с данными, полученными из наблюдений других молекул. Согласно Эвансу и др. [17] и Хо и др. [18], кинетическая температура газа в W75N и S255 порядка 30 К. Мазерный источник в DR21-OH находится на периферии горячего объекта ( $T_{\text{кин}} > 100$  К), наблюдавшегося в линиях аммиака Мангумом и др. [19].

Данные интерферометрических наблюдений на 95 ГГц, однако, не укладываются в такую простую картину. Плотная область в DR21-West, а также большая часть плотной области в DR21-OH не показывают излучения на 95 ГГц [13], в то время как модель I предсказывает яркостную температуру протяженной компоненты порядка десятков градусов Кельвина. Согласно картам, приведенным в [20], большая часть метанольного облака в направлении Ori-KL на 95 ГГц имеет яркостную температуру  $\leq 24$  К, что значительно уступает кинетической температуре данного объекта. Расхождение данных интерферометрических наблюдений с результатами моделирования можно объяснить следующими способами.

1. (Модель II). Можно предположить, что в какой-либо небольшой части плотного околозвездного диска, такой, что либо она находится на границе диска, либо от границы ее отделяет слой газа, оптически тонкий в линиях  $(J-1)_1-(J-2)_0A^+$ , возникает область с повышенным содержанием метанола (рис. 1б). Такое может произойти, например, под воздействием высокоскоростного потока. В поверхностных слоях данной области, обращенных в сторону полости, возникает сильное мазерное излучение на 44 ГГц, а при температуре  $\geq 30$  К – и на 95 ГГц. Обилие метанола в других частях околозвездного диска порядка  $10^{-9} - 10^{-10}$ . Они слабо излучают на 95 ГГц и еще слабее на 44 ГГц.

Следует отметить, что в модели II размеры области с повышенным содержанием метанола могут заметно превышать размеры ярких мазерных источников. Мазерам должны сопутствовать небольшие области с яркостной температурой, слегка превышающей кинетическую температуру газа, которые, возможно, наблюдались на 95 ГГц [13]. Если область с повышенным содержанием метанола занимает существенную часть околозвездного облака, то параметры мазеров должны быть близки к полученным в модели I при таких же значениях температуры, плотности и обилия метанола, что и в данной области.

2. (Модель III). Не вызывает сомнения, что метанольные мазеры возникают в окрестностях объектов, обладающих заметным полем излучения. Это излучение ослабляет или подавляет излучение в мазерных линиях, относящихся к I классу



- + Метанольные мазеры
- \* Центральный источник
- ↔ Высокоскоростной поток
- Граница плотной области
- /// Область с повышенным обилием метанола
- //// Область, где мазеры I класса подавлены полем излучения

Рис. 3. Модель источника с высокоскоростным истечением вещества, в котором мазеры I класса вблизи молодой звезды подавлены полем излучения.

(см. Приложение). Поэтому можно представить себе следующую картину возникновения мазеров I класса.

Молодая звезда окружена газо-пылевым облаком с высоким содержанием метанола (который образовался, возможно, за счет испарения мантий пылинок). Вблизи границ облака возникают мазеры на 44 ГГц, а при температуре газа порядка 30 К или выше – и на 95 ГГц. Излучение протяженной компоненты в мазерных линиях I класса вблизи центрального источника подавлено полем излучения и имеет заметную яркостную температуру только на периферии облака, там же, где возникают мазеры I класса. В центральных областях возможно возникновение мазеров II класса.

Схематически такой источник изображен на рис. 3. Следует отметить, что на этом рисунке мазеры расположены на границе полости, образованной высокоскоростным потоком. Эта полость позволяет осуществлять выход фотонов из среды и тем самым способствует возникновению мазерного излучения. Возможно, именно этим вызвана связь между высокоскоростными потоками и метанольными мазерами, которая обсуждалась в ряде работ [13, 14].

Такая модель, возможно, позволит объяснить результат Слыши и др. [4], которые показали, что в среднем чем ярче мазеры I класса, тем слабее мазеры II класса в тех же источниках и наоборот. При сильном поле излучения мазеры I класса мо-

гут возникать только достаточно далеко от центральной звезды и, если содержание метанола падает с ростом расстояния от звезды, они будут слабыми. Мазеры II класса под воздействием сильного поля излучения, наоборот, будут сильными. При слабом поле излучения мазеры II класса будут слабыми, а мазеры I класса могут возникать достаточно близко к центральной звезде в богатых метанолом областях и быть достаточно сильными.

Проведенное моделирование основано на ряде упрощений, важнейшим из которых является использование результатов, полученных для двухуровневой системы как при разработке аналитической модели возбуждения (см. Приложение), так и при описанных выше расчетах (формулы, взятые из работы Пеллинг и тер-Хаара [10] для определения функций источников, также получены для двухуровневой системы). Поэтому крайне желательно провести моделирование с учетом многоуровневости системы, например, методом Монте-Карло. Проверить, реализуется ли в действительности какая-либо из предложенных моделей, можно с помощью картографирования источников в тепловых и мазерных линиях метанола с высоким пространственным разрешением. Для этой цели удобнее всего было бы проводить наблюдения на 95 ГГц и в серии близко расположенных по частоте тепловых линий  $2_{K-1_K}$  около 96 ГГц. Если реализуется модель I, то на 95 и 96 ГГц мазерам должны сопутствовать протяженные области с яркостной температурой выше (на 95 ГГц) или порядка (на 96 ГГц) кинетической температуры источника. В случае модели II мазерам на 95 ГГц должны соответствовать области повышенной яркости как на 95, так и на 96 ГГц. Если реализуется модель III, то наибольшая яркость на 96 ГГц должна наблюдаться от прилегающих к центральному источнику областей, которые на 95 ГГц, наоборот, должны быть подавлены.

Следует отметить, что в любой из указанных моделей из-за возможных полостей внутри плотного облака мазеры не обязательно должны наблюдаваться на краю области.

Автор выражает благодарность В.И. Слышу, И.Е. Вальти и А.Д. Дзюре за полезные дискуссии, а также Т. Лильестром (T. Liljestrom) за представление сведений о результатах наблюдений до публикации. Работа была выполнена при частичной финансовой поддержке Европейской южной обсерватории.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВОЗБУЖДЕНИЯ МЕТАНОЛА

Модель возбуждения метанола, разработанная для интерпретации данных наблюдений, основана на результатах анализа двухуровневой системы. Применимость подобного подхода в случае

метанола обсуждалась в работе Пеллинг [21]. Модель объясняет основные свойства мазеров I и II классов.

В данной модели не учитываются переходы между переломными уровнями, которые также могут привести к возникновению мазеров II класса [22].

На рис. 4 изображена схема уровней метанола-А. Стрелками для каждого уровня обозначены переходы вниз с максимальным значением коэффициента Эйнштейна спонтанной эмиссии  $A$ . Рисунок показывает, что возбужденная молекула в отсутствие поля излучения после одного или нескольких радиативных переходов оказывается на уровне с квантовым числом  $K$ , равным 0. Последовательность уровней  $J_0$  метанола-А будем называть в дальнейшем основной лесенкой, последовательности уровней  $J_K$  с  $K \neq 0$  – боковыми лесенками. Наиболее сильные мазеры как I, так и II классов наблюдаются на тех переходах, где какой-либо из сигнальных уровней расположен на основной лесенке. В дальнейшем будут рассматриваться только такие переходы.

Времена жизни относительно спонтанного излучения уровней на основной лесенке примерно на порядок выше, чем на боковых лесенках. Поэтому в некотором интервале плотности уровни на основной лесенке будут термализованы столкновениями, а уровни на боковых лесенках недонаселены вследствие радиативной деактивации.

Рассмотрим три уровня  $-J_0A^+$ ,  $(J-1)_1A^+$  и  $(J-2)_0A^+$  – такие, что уровни  $J_0A^+$  и  $(J-1)_1A^+$  являются сигнальными уровнями какого-либо мазерного перехода I или II класса. Переход  $(J-1)_1-(J-2)_0A^+$  определяет в основном время жизни уровня  $(J-1)_1A^+$  относительно спонтанного излучения. Если уровни на основной лесенке вплоть до уровня  $J_0A^+$  термализованы столкновениями, то населенность  $n_1$  уровня  $J_0A^+$  можно выразить через населенность  $n_3$  уровня  $(J-2)_0A^+$  в соответствии с формулой Больцмана:

$$n_1/g_1 = n_3/g_3 \exp(-\Delta E/kT_{\text{кин}}), \quad (\text{П1})$$

где  $\Delta E$  – разность энергии уровней  $J_0A^+$  и  $(J-2)_0A^+$ ,  $g_1$  и  $g_3$  – статистические веса этих уровней,  $T_{\text{кин}}$  – кинетическая температура. Населенность  $n_2$  уровня  $(J-1)_1A^+$  также можно выразить через  $n_3$ :

$$n_2/g_2 = n_3/g_3 \exp(-hv''/kT_{ex}'), \quad (\text{П2})$$

где  $v''$  – частота перехода  $(J-1)_1-(J-2)_0A^+$ ,  $T_{ex}'$  – температура возбуждения этого перехода. С помощью формул (П1) и (П2) можно выразить населенность каждого из сигнальных уровней мазерного перехода через населенность уровня  $(J-2)_0A^+$ ,

$T_{\text{кин}}$  и  $T_{ex}'$ , а затем найти отношение населенности и температуру возбуждения мазерного пере-

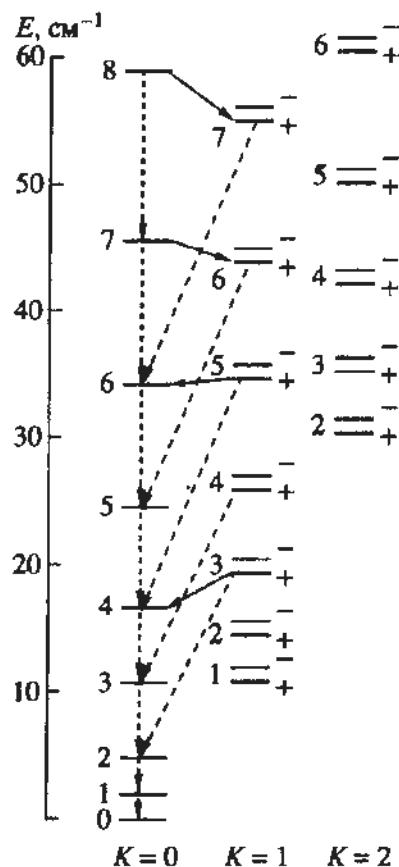


Рис. 4. Схема уровней метанола-А. Сплошные стрелки – известные мазерные переходы, штриховые – переходы с максимальным для данного уровня значением коэффициента Эйнштейна свободного излучения  $A$ .

хода. Если уровень  $J_0A^+$  расположен выше уровня  $(J-1)_1A^+$ , как в случае перехода  $7_0-6_1A^+$  и других, относящихся к I классу, температура возбуждения мазерного перехода  $T_{ex}$  определяется выражением

$$T_{ex} = v(v/T_{\text{кин}} + v''/T_{\text{кин}} - v''/T_{ex}')^{-1}, \quad (\text{П3})$$

где  $v$  – частота мазерного перехода. Так как обычно  $v \ll v''$ , формулу (П3) можно заменить на приближенную:

$$T_{ex} \approx v/v'' T_{\text{кин}} T_{ex}' / (T_{ex}' - T_{\text{кин}}). \quad (\text{П4})$$

Формула (П4) показывает, что при  $T_{\text{кин}} > T_{ex}'$  мазерный переход инвертирован, причем абсолютная величина температуры возбуждения падает с уменьшением  $T_{ex}'$ . Если  $T_{\text{кин}} < T_{ex}'$ , мазерный переход, наоборот, аномально охлажден.

Следует отметить, что в предложенной модели возбуждения переход  $(J-1)_1-(J-2)_0A^+$  обеспечивает сток энергии.

Если, как в случае перехода  $5_1-6_0A^+$  и других, относящихся ко II классу, уровень  $(J-1)_1A^+$  расположен выше уровня  $J_0A^+$ , то из формул (П1) и (П2)

можно получить следующее выражение для температуры возбуждения мазерного перехода:

$$T_{ex} = v(v''/T_{ex}' - v''/T_{kin} + v/T_{kin})^{-1}. \quad (П5)$$

При  $v \ll v''$  его можно заменить на приближенное:

$$T_{ex} = v/v'' T_{kin} T_{ex}' / (T_{kin} - T_{ex}'). \quad (П6)$$

При  $T_{kin} < T_{ex}'$  переход инвертирован, а при  $T_{kin} > T_{ex}'$  аномально охлажден.

Наиболее существенным упрощением предложенной модели является то, что поведение перехода  $(J-1)_1-(J-2)_0 A^+$  рассматривается в двухуровневом приближении. При этом температура возбуждения  $T_{ex}'$  заключена в интервале между  $T_{kin}$  и  $T_R'$  – радиативной температурой на частоте перехода  $(J-1)_1-(J-2)_0 A^+$  – и может быть рассчитана, например, по формулам (23а, б, с) из работы Пеллинг и Тер-Хаара [10]. С помощью формул (П4) и (П6) несложно показать, что если  $v \ll v''$ , мазеры I класса возникают при  $T_{kin} > T_R'$ , причем степень инверсии уменьшается с ростом  $T_R'$ , а мазеры II класса – при  $T_{kin} < T_R'$ , причем степень инверсии растет с увеличением  $T_R'$ .

Рассмотрим теперь случай, когда плотность недостаточна для того, чтобы термализовать переход  $J_0 A^+ - (J-1)_0 A^+$ . С помощью рассуждений, аналогичных тем, которые применялись при выводе формул (П3) и (П5), можно показать, что температура возбуждения мазерного перехода I класса определяется формулой

$$T_{ex} = v/(v''/T_{ex}^* + v'/T' - v''/T_{ex}'), \quad (П7)$$

а температура возбуждения мазерного перехода II класса – формулой

$$T_{ex} = v/(v''/T_{ex}' - v''/T_{ex}^* - v'/T'), \quad (П8)$$

где  $v^*$  и  $T_{ex}^*$  – частота и температура возбуждения перехода  $(J-1)_0 - (J-2)_0 A^+$ . Эйнштейновские коэффициенты спонтанного излучения переходов  $J_0 - (J-1)_0 A^+$  и  $(J-1)_0 - (J-2)_0 A^+$  значительно меньше, чем эйнштейновские коэффициенты спонтанного излучения перехода  $(J-1)_1 - (J-2)_0 A^+$ . Поэтому при условии, что радиативная температура на частотах всех трех линий одинакова, температура возбуждения переходов  $J_0 - (J-1)_0 A^+$  и  $(J-1)_0 - (J-2)_0 A^+$  должна быть гораздо ближе к кинетической, чем температура возбуждения  $(J-1)_1 - (J-2)_0 A^+$ . Учитывая также, что  $v^* + v' = v''$ , из (П7) и (П8) несложно показать, что так же, как и в том случае,

когда уровни на основной лесенке термализованы и  $v \ll v''$ , инверсия мазерных переходов I класса требует условия  $T_{kin} > T_R'$ , а инверсия мазерных переходов II класса –  $T_{kin} < T_R'$ .

Выход о том, что мазеры I класса возникают при  $T_{kin} > T_R'$ , а мазеры II класса – при  $T_{kin} < T_R'$ , согласуется с результатами расчетов статистического равновесия Крэгга и др. [22].

Переходы  $(J-1)_1 - (J-2)_0 A^+$  при небольших значениях  $J$  термализуются столкновениями при плотности порядка нескольких единиц на  $10^7 \text{ см}^{-3}$ . Согласно формулам (П3) и (П5), мазерные переходы при этом также термализуются.

В случае метанола-Е ситуация аналогична, за исключением того, что основной лесенкой является последовательность уровней с  $K = -1$ . Кроме того, для термализации метанола-Е за счет столкновений требуется плотность, примерно на порядок меньшая, чем для термализации метанола-А.

Предложенная модель не годится для описания широко распространенных мазеров на переходах  $4_{-1} - 3_0 E$  (I класс) и  $2_0 - 3_{-1} E$  (II класс), так как ни для одного из них не существует перехода, аналогичного  $(J-1)_1 - (J-2)_0 A^+$ , который один определяет в основном время жизни относительно спонтанного излучения сигнального уровня, расположенного на боковой лесенке.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Menten K.M. // ASP Conf. Ser., 16 / Eds Haschick A.D., Ho P.T.P. 1991. P. 119.
2. Baarda W., Matthews H.E., Menten K.M., Walmsley C.M. // Nature. 1987. V. 326. P. 49.
3. Haschick A.D., Menten K.M., Baan W.A. // The Astrophys. J. 1990. V. 354. P. 556.
4. Slysh V.I., Kalenskii S.V., Val'tts I.E. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1994. V. 268. P. 464.
5. Kalenskii S.V., Liljestrom T., Val'tts I.E. et al. // Astron. and Astrophys. Suppl. 1994. V. 103. P. 129.
6. Вальти И.Е., Дзюра А.М., Каленский С.В., Слыши В.И. // Астрон. журн. 1995. Т. 72. С. 22.
7. Liljestrom T. // 1995, in preparation.
8. Соболев А.М. // Письма в "Астрон. журн.". 1993. Т. 19. С. 725.
9. Johnston K.J., Gaume R., Stolovy S. et al. // Astrophys. J. 1991. V. 385. P. 232.
10. Pelling M., ter Haar D. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1974. V. 171. P. 103.
11. Соболев А.М., Стрельницкий В.С. // Письма в "Астрон. журн.". 1983. Т. 9. С. 265.
12. Pratap P., Menten K.M. // Conference on Astrophysical Masers, Arlington, Virginia, USA, 1992, March 9 - 11, Proceedings / Eds Clegg A.W. and Nedoluha G.E. 1993. P. 211.
13. Plambeck R.L., Menten K.M. // Astrophys. J. 1990. V. 364. P. 555.
14. Каленский С.В., Бачиллер Р., Берулис И.И. и др. // Астрон. журн. 1992. Т. 69. С. 1002.

15. *Lees R.M., Haque S.S.* // *Can. J. of Phys.* 1974. V. 52. P. 2250.
16. *Слыши В.И., Баан В., Вальтиц И.Е., Каленский С.В.* // *Астрон. журн.* 1995. Т. 72. С. 180.
17. *Evans N.J., Blair G.N., Beckwith* // *Astrophys. J.* 1977. V. 217. P. 448.
18. *Ho P.T.P., Martin R.M., Barrett A.H.* // *Astrophys. J.* 1981. V. 246. P. 761.
19. *Mangum J.G., Wootten A., Mundy L.C.* // *Astrophys. J.* 1992. V. 388. P. 467.
20. *Plambeck R.L., Wright M.C.H.* // *Astrophys. J.* 1988. V. 330. P. L61.
21. *Pelling M.* // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1975. V. 172. P. 41.
22. *Sobolev A.M., Deguchi S.* // *Astron. and Astrophys.* 1994. V. 291. P. 569.
23. *Gragg D.M., Johns K.P., Godfrey P.D., Brown R.D.* // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* V. 259. P. 41.

## The Structure of Methanol Radio Sources in Star-Forming Regions from Observations at 44 and 95 GHz

S. V. Kalenskii

A simple analytical model for excitation of methanol is developed. It is shown that Class I methanol sources may occur near the boundaries of dense gas-dust clouds. Mases at the transition  $8_0 - 7_1 A^+$  of comparable intensity with masers at the transition  $7_0 - 6_1 A^+$  are possible only when the kinetic temperature is no less than 30 K. Cavities formed by high-velocity streams facilitate the occurrence of masers; it is possible that this is one of the reasons for the link between methanol masers and high-velocity flows of material. It is possible that the radiation field close to young stars "moves aside" Class I masers to some distance from the stars.

УДК 524.527-77

## ВАРИАЦИИ МАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ $\text{H}_2\text{O}$ ИСТОЧНИКА G43.8-0.1 В ПЕРИОД 1981 - 1994 гг.

© 1995 г. Е. Е. Лект

Астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия  
Институт астрофизики, оптики и электроники, Тонантзинтла, Мексика

Поступила в редакцию 27.05.94 г.

Представлены результаты исследования переменности полного потока мазерного излучения  $\text{H}_2\text{O}$  источника G43.8-0.1, связанного с областью звездообразования. Наблюдения выполнены в линии 1.35 см в период 1981 - 1994 гг. на радиотелескопе РТ-22 Радиоастрономической станции Физического института им П.Н. Лебедева РАН в Пущино. Найдены вспышечная и долгопериодическая переменность мазерного излучения. Выделено шесть стадий эволюции мазера, связанного с конденсацией на лучевой скорости 42.2 км/с. Обсуждается возможная природа наблюдаемых явлений.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Источник мазерного излучения  $\text{H}_2\text{O}$  G43.8-0.1 ( $\alpha_{1950} = 19^{\text{h}}9^{\text{m}}31.2^{\text{s}}$ ,  $\delta_{1950} = 9^{\circ}30'51''$ ) расположен в области звездообразования. Он был открыт Гензелом и Даунсом в 1976 г. [1]. Источник ассоциируется также с компактной областью НII и с мазером OH 1665 МГц в пределах  $\pm 10''$  [2]. VLBI-наблюдения показали, что в G43.8-0.1 мазерные конденсации  $\text{H}_2\text{O}$  образуют оболочечную структуру радиусом  $\sim 0.2''$  [3]. При расстоянии до источника, равном 3 кпс, это соответствует радиусу оболочки  $\sim 10^{16}$  см. Профиль линии  $\text{H}_2\text{O}$  всегда имеет достаточно сложный вид и состоит из большого числа эмиссионных пиков; временами его можно было достаточно надежно представить в виде суперпозиции 8 - 9 отдельных гауссиан. Как и в большинстве мазеров, связанных с областями звездообразования, в G43.8-0.1 наблюдается сильная переменность всего спектра, за исключением одного эмиссионного пика на лучевой скорости 42.2 км/с. Излучение на этой скорости наблюдается постоянно с момента открытия мазера G43.8-0.1. В среднем один раз в три года происходили различной длительности сильные вспышки излучения отдельных компонентов спектра. Исследование таких пиков излучения было выполнено в [4].

В настоящей работе, в основном, приведены результаты исследования переменности полного потока (пронтегрированного по скорости) в течение длительного времени, что представляет интерес для изучения нестационарного процесса формирования звезд на раннем этапе их эволюции. В этот период акреция вещества на звезду нестабильна и может осциллировать с периодом в несколько лет [5, 6]. Индикатором такого процесса может быть наличие долгопериодического компонента переменности мазерного излучения  $\text{H}_2\text{O}$ . Для некоторых источников был обнаружен

циклический характер мазерной активности с периодом порядка 4 - 10 лет [8, 9].

### 2. НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения в линии 1.35 см были выполнены за период около 13 лет (с октября 1981 по март 1994 г.) на радиотелескопе РТ-22 в Пущино (Радиоастрономическая станция Физического института им. П.Н. Лебедева, РАН). Использовался мазерный усилитель бегущей волны диапазона 1.35 см. С сентября 1993 г. применяется охлаждаемый до температуры жидкого гелия транзисторный усилитель, что позволило повысить чувствительность системы и улучшить ее стабильность. Шумовая температура системы составляла 200 - 250 К, а с сентября 1993 г. - 160 - 180 К.

Запись спектров проводилась методом "наведение-наведение". Накопление сигнала осуществлялось сначала через левый облучатель антенны, а затем через правый. В первую стадию включался калибровочный сигнал от шумового генератора. Во время вспышек мазерного излучения применялся метод "наведение-отведение" с наблюдением в первой стадии площадки сравнения с отведением телескопа от источника на  $30'$  по углу места. В этой же стадии включался калибровочный сигнал.

Анализ сигнала осуществлялся с помощью 96-канального анализатора спектра фильтрового типа со спектральным разрешением 7.5 кГц. С 1990 г. анализ отдельных эмиссионных пиков проводился также с помощью фильтрового анализатора с разрешением 2.5 кГц. По лучевой скорости разрешение составило 101 и 34 м/с соответственно.

На рис. 1 изображены профили  $\text{H}_2\text{O}$ -источника G43.8-0.1, полученные с начала 1993 г. Избранные профили до 1993 г., отражающие наиболее характерные периоды в эволюции мазера

G43.8-0.1, опубликованы в [4]. На рис. 2а показаны временные вариации полного потока в течение 1981 - 1994 гг. Стрелками показаны моменты максимумов вспышек отдельных эмиссионных пиков, а числами обозначены их лучевые скорости в км/с. Основные параметры наиболее сильных вспышек приведены в таблице. При наличии дрейфа детали по лучевой скорости, а также в случае изменения ширины линии указаны минимальные и максимальные значения этих параметров. Светимость получена путем интегрирования по спектру в пределах одного пика излучения, либо по всему спектру, в предположении, что излучение изотропно и расстояние до источника равно 3 кпс.

В период 1987 - 1989 гг. наблюдался резкий скачок полного потока вверх, а затем вниз. Если в пределах этого промежутка времени исключить наблюдаемый скачок, т.е. из полного потока вычесть величину скачка 2500 Ян км/с, то полный поток будет меняться достаточно плавно, но по весьма сложной траектории (кривая А на рис. 2а). В этом случае кривую вариаций полного потока можно представить в виде суперпозиции по крайней мере двух компонентов.

В другие периоды мы не наблюдали больших вспышек полного потока, хотя вспышки отдельных деталей спектра были значительными. Светимость такой вспышки иногда превышала  $3 \times 10^{30}$  эрг/с и составляла 0.4 - 0.6 от полной светимости всего мазера.

Скачок полного потока вверх был вызван серией последовательных сильных вспышек нескольких деталей (в конце 1986 г. на 40.4 км/с, в конце 1987 и 1988 гг. на 37.7 км/с) и небольшим увеличением интенсивности остальных. Скачок вниз с конца 1989 г. произошел в первую очередь из-за быстрого уменьшения потока самой интенсивной в то время детали на скорости 37.7 км/с. Если период 1987 - 1989 гг. в эволюции мазера G43.8-0.1 рассматривать как суперпозицию последовательных вспышек отдельных деталей, т.е. как вспышечную активность мазера в целом в течение трех лет, то медленноменяющийся компонент переменности полного потока можно представить кривой В (рис. 2а). Эта кривая имеет более простой вид и, на наш взгляд, лучшим образом отражает долгопериодический характер переменности излучения источника G43.8-0.1. На кривой имеются два минимума с интервалом между ними 8 - 9 лет и один максимум. Отношение максимального потока к минимальному согласно этой кривой составляет ~2. При учете вспышечного компонента это отношение равно четырем, что существенно меньше, чем для ряда других мазерных источников, например, для W31A и W75S [9], W75N [10] и др.

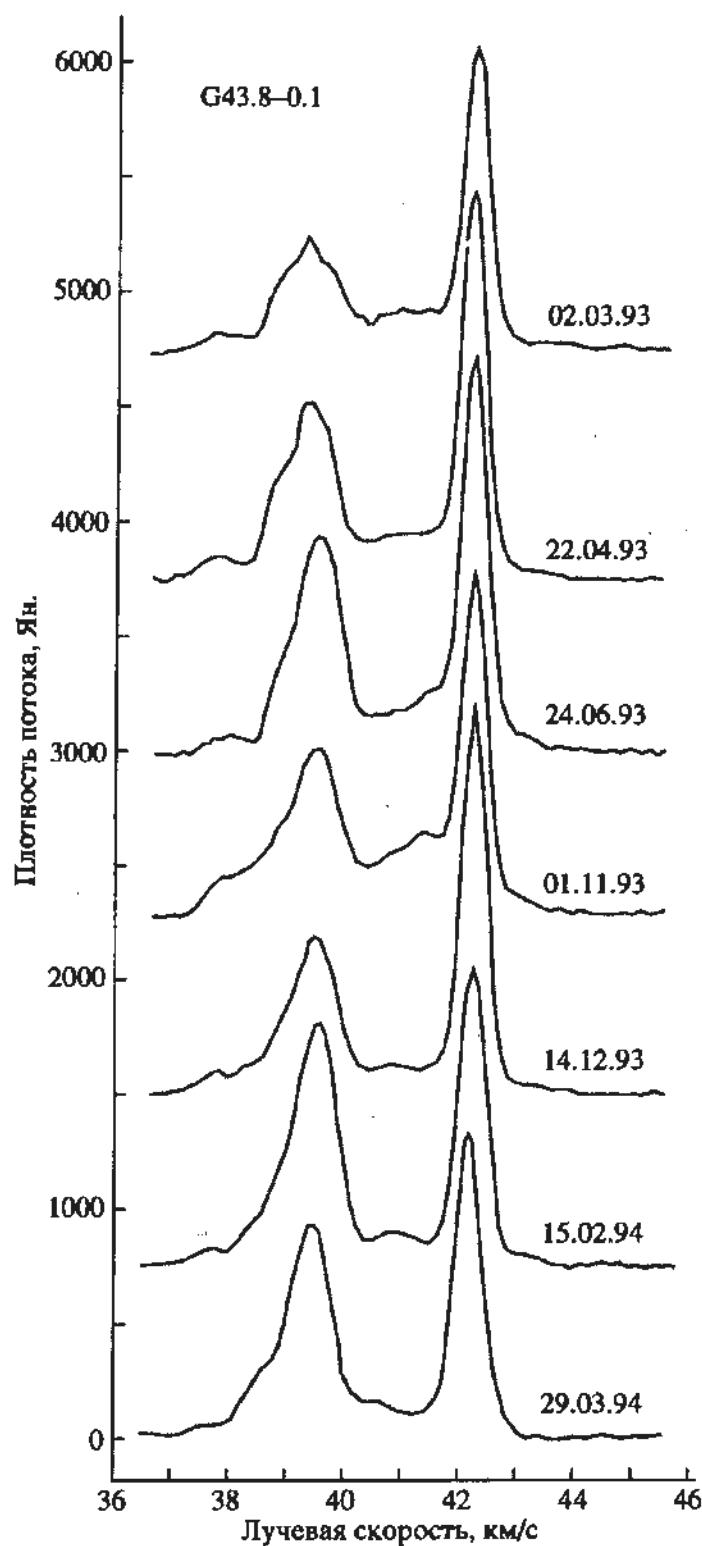


Рис. 1. Профили линий  $\text{H}_2\text{O}$  источника G43.8-0.1.

### 3. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ

#### *Вспышечная активность мазера*

На основании характера вариаций полного потока весь период наших наблюдений источника G43.8-0.1 можно разделить на два – период

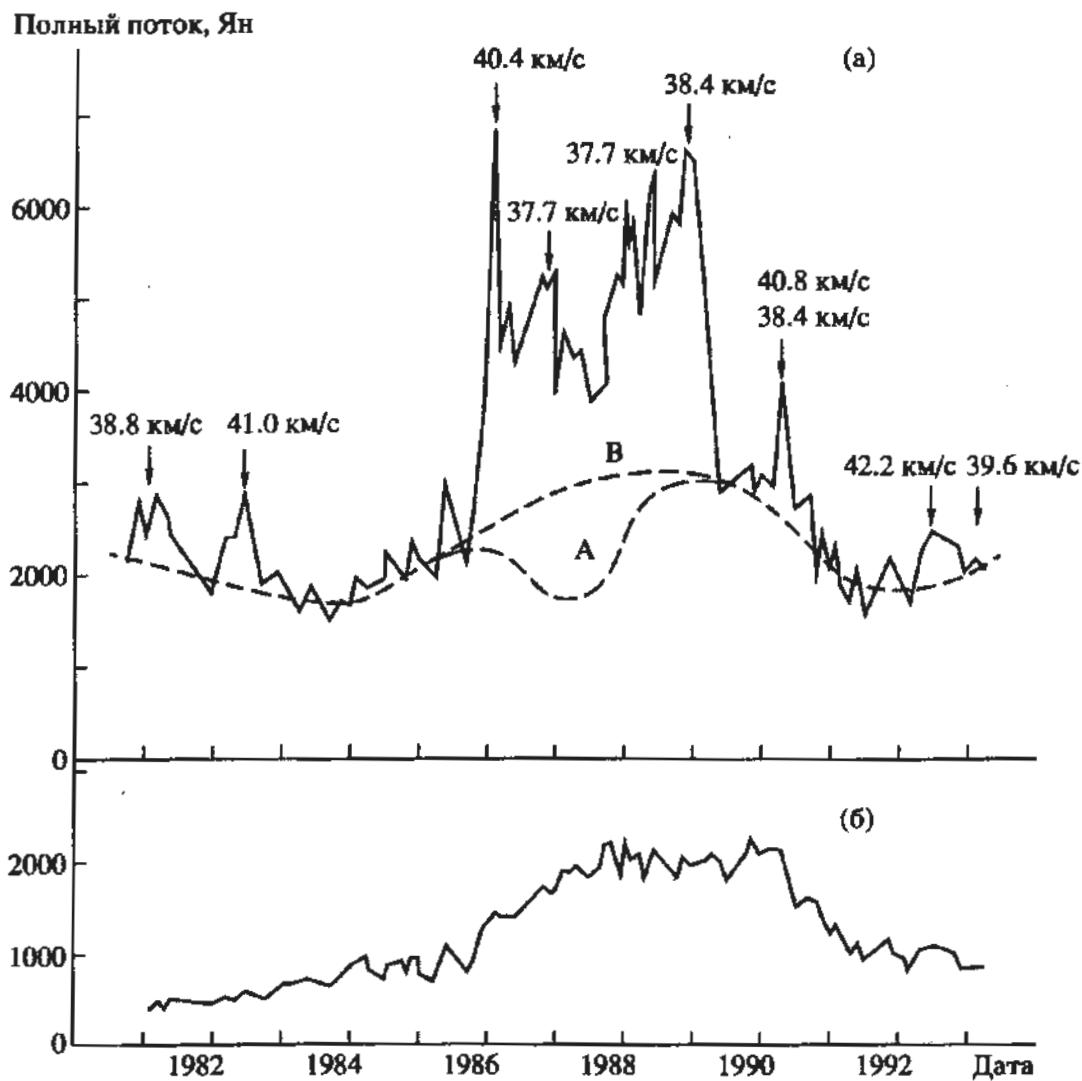


Рис. 2. Переменность полного потока мазерного излучения  $\text{H}_2\text{O}$  источника G43.8-0.1: а – для всего спектра; б – для конденсации на лучевой скорости 42.2 км/с. Стрелками показаны положения максимумов основных вспышек, а числа обозначают их лучевые скорости.

“нормальной” для G43.8-0.1 активности мазера и период “большой” активности, длившийся три года (1987 - 1989 гг.). В период “большой” активности мазера наблюдалась серия сильных вспышек мазерного излучения. Можно предположить, что причиной вспышек является ударная волна,

распространяющаяся от звезды и последовательно возбуждающая мазерные конденсации. Время нарастания потока во вспышке определяется временем прохождения ударной волны через мазерную конденсацию. Чтобы не происходило диссоциации молекул в среде, скорость ударной волны

Таблица 1

Лучевая скорость эмиссионной детали, км/с	Дата максимума излучения	Продолжительность вспышки (по уровню 0.5), мес.	Плотность потока в максимуме излучения, Ян	Ширина линии (по уровню 0.5), км/с	Светимость детали в максимуме, $10^{30}$ эрг/с	Полная светимость мазера, $10^{30}$ эрг/с
38.8	Январь 1982 г.	4	3450	0.36 - 0.48	1.3	2.6
40.4	Февраль 1987 г.	2.3	4500	0.83 - 0.96	3.2	7.1
37.7	Ноябрь 1987 г.	6	2500	0.8	2.1	5.4
	Весь 1989 г.	18	~4600	0.7	3.4	5.9
38.1 - 38.8	Декабрь 1989 г.	~4	2500	~0.65	1.7	6.8
39.6	Февраль 1994 г.	>4	1040	0.7	0.76	2.2

не должна превышать 15 км/с [11]. Для первой вспышки на скорости 40.4 км/с (начало 1987 г.), время нарастания потока до максимального значения 4500 Ян составило 4 мес. (в тексте статьи [4] ошибочно указано 1500 Ян). В этом случае протяженность мазерной конденсации будет около  $1.6 \times 10^{13}$  см, что является типичным для мазеров этого класса. Время спада излучения составило всего лишь три месяца и, скорее всего, определялось временем диссипации энергии ударной волны [12].

Вторая вспышка в этой серии произошла на лучевой скорости 37.7 км/с с задержкой относительно первой на 6 мес. В случае сферической ударной волны, распространяющейся от звезды с одинаковой скоростью в различных направлениях, задержке 6 мес. будет соответствовать разница в расстоянии  $\sim 2.4 \times 10^{13}$  см. По отношению к радиусу оболочки (согласно [3],  $R = 10^{16}$  см) это составляет всего лишь около 1/40, т.е. оболочка должна быть достаточно тонкой.

В принципе, существует другая возможность. Согласно Рудницкому [12], задержка может иметь место из-за разницы во времени прохождения сигнала от мазерных конденсаций, расположенных в различных частях тороида, до наблюдателя. Однако, такая возможность для интерпретации вспышек применима лишь при малых временных задержках, составляющих всего лишь несколько дней. Следовательно, в нашем случае наиболее вероятной причиной сдвига между максимумами двух последовательных вспышек является, видимо, разница во времени распространения ударной волны от звезды до мазерных конденсаций.

Большую продолжительность жизни конденсации на скорости 37.7 км/с в активной фазе невозможно объяснить только малой скоростью диссипации энергии ударной волны. Скорее всего, происходила постоянная "подпитка" среды энергией за счет более или менее стабильного звездного ветра. Это создавало благоприятные условия для накачки мазера  $H_2O$ . Подтверждением этого была вторая вспышка в конденсации в конце 1989 г., излучение которой оставалось почти постоянным на уровне около 4500 Ян в течение всего 1989 г. Затем, видимо, после прекращения "подпитки" произошло уменьшение потока в течение почти четырех месяцев, т.е. имел место процесс диссипации энергии.

#### Эволюция мазера, связанного с конденсацией 42.2 км/с

В рамках рассмотренной модели можно достаточно хорошо объяснить некоторые из основных параметров долгоживущего в активной фазе измиссионного пика на лучевой скорости 42.2 км/с. Наблюдалась хорошая корреляция характера из-

менений потока и ширины линии этого пика с процессами, которые происходили во время серии вспышек. С момента скачкообразного повышения полного потока появился второй участок роста полного потока детали 42.2 км/с (рис. 2б). Одновременно происходило уширение линии по закону, близкому к экспоненциальному в системе координат  $x = t$  и  $y = \Delta V^{-2}$ , где  $t$  – время,  $\Delta V$  – ширина линии по уровню 0.5. Это отличает второй участок от первого (1981 - 1984 гг.), где, наоборот, с ростом потока ширина линии уменьшалась [4]. Кроме того, на первом участке темп роста полного потока был ниже и составил 120 Ян (км/с)/год, а на втором – 500 Ян (км/с)/год.

На рис. 3 изображена плавная кривая переменности полного потока измиссионного пика на лучевой скорости 42.2 км/с, вписанная в распределение рис. 2б. На рис. 3б - 3г показаны плавные кривые изменений соответственно ширины пика, его формы, выраженной отношением ширины на

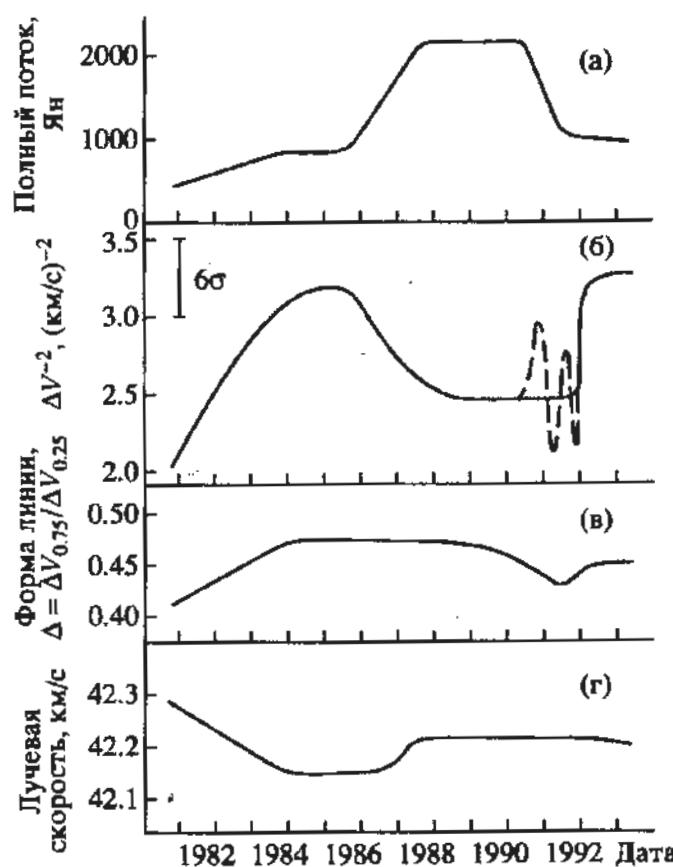


Рис. 3. Эволюция основных параметров мазерного излучения  $H_2O$  – конденсации на  $V_{LSR} = 42.2$  км/с. Вписанные в экспериментальные распределения гладкие кривые отражают переменности: а – полного потока; б – ширины линии (по уровню 0.5); в – формы линии (отношение потока на уровне 0.75 к потоку на уровне 0.25) и г – лучевой скорости. На рис. б вертикальный отрезок в  $6\sigma$  показывает величину разброса точек во всем временном интервале, кроме 1991 - 1992 гг., в течение которого наблюдались колебания ширины линии в большем интервале (штриховая линия).

уровне 0.75 к ширине на уровне 0.25, и скорости (графики вариаций  $\Delta V^{-2}$ ,  $\Delta$  и  $V$  взяты из [4]). Четко прослеживается корреляция переменности полного потока и ширины линии. В других источниках во время вспышек для одних конденсаций наблюдалось сужение линии, а для других, наоборот, уширение [13 - 16]. Для мазерной конденсации 42.2 км/с, не имеющей быстрых изменений характеристик излучения, мы наблюдали самые разнообразные стадии ее достаточно длительного эволюционного пути. Можно выделить шесть различных стадий, которые характеризуют мазер как физический объект. Некоторые из них были описаны в [4]. В настоящей работе мы даем некоторую интерпретацию всех стадий эволюции этой мазерной конденсации.

**1. 1981 - 1984 гг.** Происходили рост потока и сужение линии. В этой стадии мазер можно считать ненасыщенным или частично насыщенным. В модели ненасыщенного мазера вероятность индуцированных переходов будет мала по сравнению с вероятностью столкновений или накачки. Интенсивность линии будет зависеть от оптической толщины  $t$ . Вариации потока могут быть обусловлены изменением длины пути, турбулентным движением газа, т.е. изменениями геометрии мазера. В случае частично насыщенного мазера возможно также влияние скорости накачки. Поэтому, при экспоненциальном характере усиления во всей линии, рост потока будет сопровождаться сужением линии, что и наблюдалось.

Кроме этого, происходило увеличение отношения ширины линии на уровне 0.75 к ширине на уровне 0.25, т.е. менялась форма линии. Согласно Стрельницкому [17], именно по форме линии (по ее крыльям) лучше всего определять состояние насыщения мазера. При достаточном значении коэффициента усиления ( $t = 35$  в центре линии) отличие профиля от гауссианы на расстоянии двух полуширин от центра составляет 8%, т.е. профиль в этой части имеет более высокие значения. Так как на уровне 0.75 практически нет отличия от гауссианы, переменность измеренной нами величины  $\Delta = \Delta V_{0.75}/\Delta V_{0.25}$  может характеризовать степень насыщения мазера. Согласно рис. 3в, изменение параметра  $\Delta$  за три года, когда мазер стал насыщенным, составило около 10%. Учитывая, что наши измерения выполнены на уровне ближе к центру линии, чем в расчетах Стрельницкого [17], можно даже несколько ослабить требования на  $t$ , чтобы отличить ненасыщенный мазер от насыщенного. Следовательно, можно считать, что в 1981 г. мазер был ненасыщенным и за три года он постепенно перешел в состояние насыщения.

**2. 1984 - начало 1987 гг.** Началом этой стадии можно считать прекращение роста потока и сужения линии. Мазер находится в режиме насыще-

ния по накачке. Число индуцированных переходов с мазерным излучением стало более существенным, что привело к просветлению среды, т.е. к уменьшению коэффициента усиления, особенно, в центре линии. Интенсивность излучения такого мазера определяется числом актов накачки на луче зрения. В случае неизменной геометрии мазера, его излучение в этот период будет достаточно стабильным по амплитуде и ширине линии.

**3. Начало 1987 - конец 1988 гг.** Эта стадия связана с прохождением ударной волны во время вспышки в период "большой" активности всего мазера G43.8-0.1. Вследствие этого в среде возникли более благоприятные условия для накачки мазера  $H_2O$ . Поскольку линия расширялась, мазер был насыщенным. Видимо, в этот период более или менее линейно происходил рост числа актов накачки. При этом к краям линии степень насыщения мазера могла уменьшаться до такой величины, что рост интенсивности в крыльях линии стал преобладающим и вызывал уширение линии.

**4. Конец 1988 - середина 1991 гг.** Рост амplitуды и уширение линии прекратились. Мазер продолжал быть насыщенным по накачке. В этом состоянии, когда поток и ширина линии менялись очень слабо, мазер находился около трех лет. Такой режим поддерживался, видимо, за счет более или менее стационарного звездного ветра от центральной звезды в период "большой" активности всего мазера G43.8-0.1. Важно отметить, что во время второй мощной вспышки в G43.8-0.1 никаких изменений в характере мазерного излучения конденсации 42.2 км/с не произошло.

**5. Середина 1991 - конец 1992 гг.** Наблюдалось достаточно быстрое уменьшение потока при некоторых колебаниях ширины линии относительно значения 0.65 км/с. В конце 1992 г. произошло сужение линии до 0.55 км/с. Наблюдаемые в этот период явления, видимо, связаны с уменьшением активности всего мазера G43.8-0.1. Поэтому условия для накачки  $H_2O$  в конденсации 42.2 км/с вновь стали менее благоприятными. Однако, не исключено, что относительно большие колебания ширины линии и увеличение на некоторый период потока излучения в крыльях указывают на переход мазера на это время в ненасыщенный режим.

**6. Конец 1992 - начало 1994 гг.** В этот период, который еще, видимо, продолжается, мазер вновь может находиться в состоянии насыщения по накачке. Он имеет почти тот же уровень излучения и ширину линии, что и во второй стадии. Различие состоит в том, что в этой стадии несколько меньше величина  $\Delta$ . Такая ситуация может возникнуть в случае, когда в мазерной конденсации произошли (или происходили непрерывно в течение

(данного периода) изменения каких-либо физических параметров среды, например, температуры.

*Возможные механизмы переменности лучевой скорости конденсации 42.2 км/с.*

Видимые изменения лучевой скорости конденсации на 42.2 км/с были настолько малыми, что лишь регулярные многолетние наблюдения позволили установить существование очень незначительных, но достаточно регулярных изменений скорости. Первый участок кривой, где скорость уменьшалась с 42.28 до 42.15 км/с, совпадал с периодом перехода мазера из ненасыщенного режима в насыщенный. Если воспользоваться картой распределения мазерных конденсаций в G43.8-0.1, полученных с помощью РСДБ [3], то наблюдаемому значению  $\Delta V = 0.13$  км/с должно соответствовать реальное изменение скорости в радиальном относительно звезды направлении  $\sim 0.3$  км/с. Поскольку общая активность мазера G43.8-0.1 в этот период падала, регулярный рост потока при изменении скорости был связан не с центральной звездой, а с воздействием на конденсацию другого фактора. Например, акреция вещества на звезду могла каким-то образом влиять на конденсацию, изменения ее скорость и другие параметры.

Еще менее значительные изменения скорости, всего лишь 0.07 км/с (с 42.15 до 42.22 км/с), коррелируют с первой вспышкой в начале 1987 г. Проведя аналогичную коррекцию за эффект проекции, для радиального изменения скорости получаем значение 0.16 км/с. Это изменение скорости конденсации произошло в течение  $\sim 4 - 5$  мес. при прохождении через нее ударной волны. В дальнейшем, скорость оставалась постоянной, т.е. конденсация никакого торможения в среде не испытывала.

Сказанное выше дает основания предположить, что в период 1984 - 1986 гг., могло происходить взаимодействие мазерной конденсации 42.2 км/с с акрецирующим на центральную звезду веществом.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

G43.8-0.1 явился уникальным источником для изучения космического мазера как физического объекта. Впервые, наблюдая одну мазерную конденсацию (лучевая скорость 42.2 км/с) в течение длительного времени, удалось проследить за самыми разными состояниями мазера и, видимо, с большой степенью достоверности установить (по изменению формы линии в крыльях), что в некоторые периоды своей эволюции мазер был ненасыщенным. Процесс перехода из ненасыщенного состояния в насыщенное сопровождался изменением всех параметров мазерного излучения на 42.2 км/с (поток, лучевая скорость, ширина и форма линии). Переменность этих параметров кор-

релировала с полным потоком всего мазера G43.8-0.1.

Как и для других мазерных источников  $H_2O$ , нами получено, что кривая переменности полного потока состоит из двух компонентов, которые отражают вспышечный и долгпериодический характер нестационарного процесса формирования центральной звезды. Временной интервал в 13 лет оказался недостаточным для выявления периодичности (если она, конечно, существует) этих процессов, хотя, согласно [5, 6] периодичность в характере акреции вещества на центральную звезду должна иметь место.

Поражает высокая стабильность лучевой скорости (в пределах 0.15 км/с) мазерной конденсации на 42.2 км/с и сам факт ее существования в активной фазе непрерывно на протяжении 18 лет (с момента открытия источника в 1976 г.), что очень необычно для мазеров, связанных с областями звездообразования. Интересно было бы проследить за пространственным перемещением таких стабильных образований.

Автор выражает благодарность сотрудникам Радиоастрономической станции Физического института им. П.Н. Лебедева в Пущино (Россия) за большую помощь в проведении наблюдений и CONACYT (Мексика) за финансовую поддержку.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Genzel R., Downes D. // Astron. and Astrophys. Suppl. 1977. V. 30. P. 145.
2. Matthews H.E., Shaver P.A., Habing H.J. // Astron. and Astrophys. 1978. V. 63. P. 307.
3. Genzel R., Downes D., Moran J. et al. // Astron. and Astrophys. 1979. V. 79. P. 233.
4. Лехт Е.Е. // Астрон. журн. 1994. Т. 71. С. 59.
5. Yorke H.W., Krügel E. // Astron. and Astrophys. 1977. V. 54. P. 183.
6. Garlick A.R. // Astron. and Astrophys. 1978. V. 68. P. 113.
7. Liljeström T., Mattila K., Toriseva M., Antila R. // Astron. and Astrophys. Suppl. 1989. V. 79. P. 19.
8. Лехт Е.Е., Пащенко М.И., Сороченко Р.Л. // Тез. докл. XV Всесоюзн. конф. "Галактич. и внегалактич. радиоастрономия". Харьков. 1983. С. 214.
9. Lekht E.E., Mendoza-Torres E., Sorochenko R.L. // Astrophys. J. 1994 (в печати).
10. Лехт Е.Е. // Письма в "Астрон. журн.". 1994. Т. 20. № 6. (в печати).
11. Cochran W.D., Ostriker J.P. // Astrophys. J. 1977. V. 211. P. 392.
12. Rudnitskij G.M. // Proc. of 10th European Regional meeting of the IAU: Evolution of Galaxies/Ed. J. Palouš. Publ. Astron. Inst. Czechosl. Acad. Sci. № 69. P. 51.
13. Матвеенко Л.И. // Письма в "Астрон. журн.". 1981. Т. 7. С. 100.

14. Берулис И.И., Лехт Е.Е., Пашенко М.И. // Письма в "Астрон. журн.". 1987. Т. 13. С. 305.
15. Mattila K., Holsti N., Toriseva M. et al. // Astron. and Astrophys. 1985. V. 145. P. 192.
16. Берулис И.И., Лехт Е.Е., Рудницкий Г.М. // Астрон. журн. 1995. Т. 72. С. 468.
17. Стрельницкий В.С. // Письма в "Астрон. журн.". 1982. Т. 8. С. 165.

## Variation in the H<sub>2</sub>O Maser Emission of the Source G43.8-0.1 from 1981 - 1994

E. E. Lekht

Results of studies of the total flux variability of the H<sub>2</sub>O maser source G43.8-0.1, which is associated with a star-forming region, are presented. The observations were made at the 1.35cm line during 1981 - 1994 on the RT-22 radio telescope of the Radio Astronomy Station of the Lebedev Institute of Physics in Pushchino. Outburst and long-periodic variability of the maser emission was detected. Six stages of evolution of the maser associated with condensation at radial velocity 42.2 km/s are distinguished. One possible origin for the observed phenomena is discussed.

УДК 524.3-85;524.3-44

## ИЗМЕНЕНИЕ ПРОФИЛЯ ЭМИССИОННОЙ ЛИНИИ $H_{\alpha}$ МОЛОДОЙ ЗВЕЗДЫ VY Mon

© 1995 г. Л. А. Павлова

Астрофизический институт им. Фесенкова, Алма-Ата, Казахстан

Поступила в редакцию 01.04.93 г.

Представлены спектральные наблюдения молодой звезды VY Mon в области  $H_{\alpha}$ . В период 1986 - 1992 гг. в спектре VY Mon наблюдались три вида профиля  $H_{\alpha}$ : профиль с коротковолновой абсорбцией типа R Cyg ( $V_r = -200 \dots -300$  км/с), профиль с голубой эмиссией ( $V_r = -230 \dots -300$  км/с) и профиль с единичной эмиссией ( $V_r = +140$  км/с). Смена типа профиля, по-видимому, происходит за время порядка одного месяца, длительность сохранения типа - не менее четырех месяцев. Все три типа профиля могут быть объяснены в рамках ограниченных моделей анизотропного звездного ветра.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одна из самых молодых массивных звезд VY Mon расположена в темной глобуле на юге отражательной туманности IC 446. Большие визуальный и инфракрасный избытки цвета, большая величина поляризации (~10%), неправильные изменения блеска, достигающие  $\Delta m \sim 3''$ , и спектральная переменность профиля эмиссионной линии  $H_{\alpha}$  свидетельствуют о наличии около звезды протяженной оболочки и о протекании нестационарных процессов. Исследования таких объектов важны для понимания процессов, происходящих на ранних этапах эволюции звезд. Наблюдения переменности профилей эмиссионных линий дают информацию о структуре и кинематике околозвездных оболочек.

Среди объектов с большими инфракрасными избыtkами излучения Коэн и Шварц [1] выделили четыре самых молодых: VY Mon, R Mon, L<sub>4</sub>H<sub>2</sub> 198, HL Tau. Околозвездные оболочки их настолько плотные, что полностью поглощают фотосферный спектр центрального источника, что затрудняет их спектральную классификацию. По распределению энергии в ИК-диапазоне было сделано предположение о наличии у этих объектов аккреционных дисков, что возможно лишь на самых ранних стадиях формирования звезд.

Особое внимание, проявляемое к VY Mon связано с тем, что, если это звезда класса 09e, как считают Коэн и Юи [2], то вскоре мы будем свидетелями образования зоны НШ. Недавние радионаблюдения туманности IC 446 [3] дают подтверждение в пользу раннего спектрального типа VY Mon: 09-B3. Использованные авторами модели шумовой эмиссии для активного и пассивного аккреционных дисков дали оценку скорости аккреции  $-(0.6 - 3.5) \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ .

В 1986 г. мы обнаружили у VY Mon прямые признаки истечения вещества по наблюдениям

коротковолновой абсорбции типа R Cyg эмиссионной линии  $H_{\alpha}$  [4]. Наши оценки потери массы составили  $\sim 2 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ . Обычно начало истечения считают концом аккреции. В случае VY Mon мы наблюдаем, по-видимому, уникальный случай фазы эволюции, когда уже начался процесс истечения и продолжается процесс аккреции. Аналогичная ситуация может наблюдаться в источниках молекулярного излучения [5], для которых очевидно влияние галактического или локального магнитного поля на формирование их структуры.

Если формирование околозвездных структур в IC 446 контролируется магнитным полем, преимущественное направление коллапса должно идти вдоль линий поля. Это должно привести к образованию более плотной области в перпендикулярном направлении, которое возможно, является плоскостью аккреционного диска. В полярных областях коллапс должен кончиться быстрее, и именно в этих областях можно ожидать появление признаков истечения.

Существование одновременно истечения и акреции может привести к драматическим ситуациям и усложнению интерпретации наблюдений.

### 2. НАБЛЮДЕНИЯ

Область около звезды VY Mon наблюдалась в осенне-зимний период в течение 1986 - 1992 гг. на 70-см телескопе АЗТ-8, оснащенном дифракционным спектрографом с ЭОПом (наблюдатель - Л.Н. Кондратьева). Получены 23 спектрограммы VY Mon с дисперсиями 24, 40 и 60 Å/мм.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

С 1986 по 1992 г. у VY Mon отчетливо наблюдались три вида эмиссионного профиля линии  $H_{\alpha}$ : профиль с коротковолновой абсорбцией типа R Cyg, профиль с коротковолновой эмиссией после

абсорбционного провала, смещенного в синюю область, и одиничный эмиссионный профиль, смещенный в красную область. У первых двух видов профилей главный эмиссионный профиль смещен в красную область. Исследуемая звезда показывает набор типичных эмиссионных профилей, наблюдаемых у молодых звезд, находящихся на стадии до главной последовательности – звезд типов T (Tau и типа Ae/Be Хербига).

На рисунке приведены контуры эмиссионной линии  $H_{\alpha}$  в ее последовательном изменении по данным наблюдений. Из-за дискретности наблюдений трудно судить о периодичности изменения профиля и о реальной последовательности смены контуров. По наблюдениям в ноябре 1991 – январе 1992 г. переход от голубой к одиничной эмиссии, произошел за время  $\leq 1$  месяца. Длительность сохранения вида профиля, по-видимому, не менее 4 месяцев (по наблюдениям с октября 1992 по январь 1993 г. сохранялся тип Р Суг). Для определения длительности каждой стадии и последовательности их смены необходимы дальнейшие наблюдения. Наблюдения с 1986 г. дают основание предположить, что смена вида профиля идет от профиля с коротковолновой абсорбцией типа Р Суг к профилю с голубой эмиссией, который сменяет ся одиничной эмиссией.

В спектрах звезд типа Ae/Be Хербига у линии  $H_{\alpha}$  с особенностью типа Р Суг синий край линии имеет небольшое увеличение интенсивности относительно непрерывного спектра [6]. У VY Моп имеется аналогичное увеличение интенсивности, длина волны которого совпадает с наблюдаемым максимумом голубой эмиссии. По-видимому, происходит постепенное увеличение интенсивности вблизи этой длины волны до вида профиля с голубой эмиссией.

В зависимости от вида профиля наблюдается систематическое смещение длины волны центра главной эмиссии  $H_{\alpha}$ . При наблюдении линии с профилем Р Суг  $v_c = 70$  км/с, с голубой эмиссией –  $v_c \sim +120$  км/с, для одиничной эмиссии  $v_c \sim +140$  км/с. Такое смещение может быть связано с разной степенью депрессии синего крыла линии из-за истечения и свидетельствовать о переменной мощности звездного ветра.

В работе [1] отмечалась переменность потока в линии  $H_{\alpha}$  с характерным временем  $\sim 24$  ч. Наши наблюдения 5, 8, 10, 12 ноября 1991 г. показывают небольшие изменения деталей при сохранении общего вида профиля.

Уровень эмиссии относительно непрерывного спектра меняется мало, хотя изменения блеска звезды составляют  $\sim 2^m$ . В работе [1] отмечалось, что переменность в  $H_{\alpha}$  не связана с переменностью непрерывного спектра в оптическом и инфракрасном диапазонах (при наличии корреляции между изменениями потока в этих двух диапазонах). Отметим, что согласно нашим наблюдениям звезда

выглядит яркой в момент появления коротковолновой абсорбции типа Р Суг и более слабой в момент появления голубой эмиссии. Кривая блеска, приведенная в работе [7], указывает на неправильный характер изменения блеска (возможно эрруптивный) с периодом 1100 – 1200 дней между двумя наибольшими повышениями яркости. Мы наблюдали эмиссию  $H_{\alpha}$  с особенностью типа Р Суг в январе 1986 г. и в октябре 1992 г., что совпадает с предсказанным периодом  $\sim 3$  года и моментом наибольшей яркости.

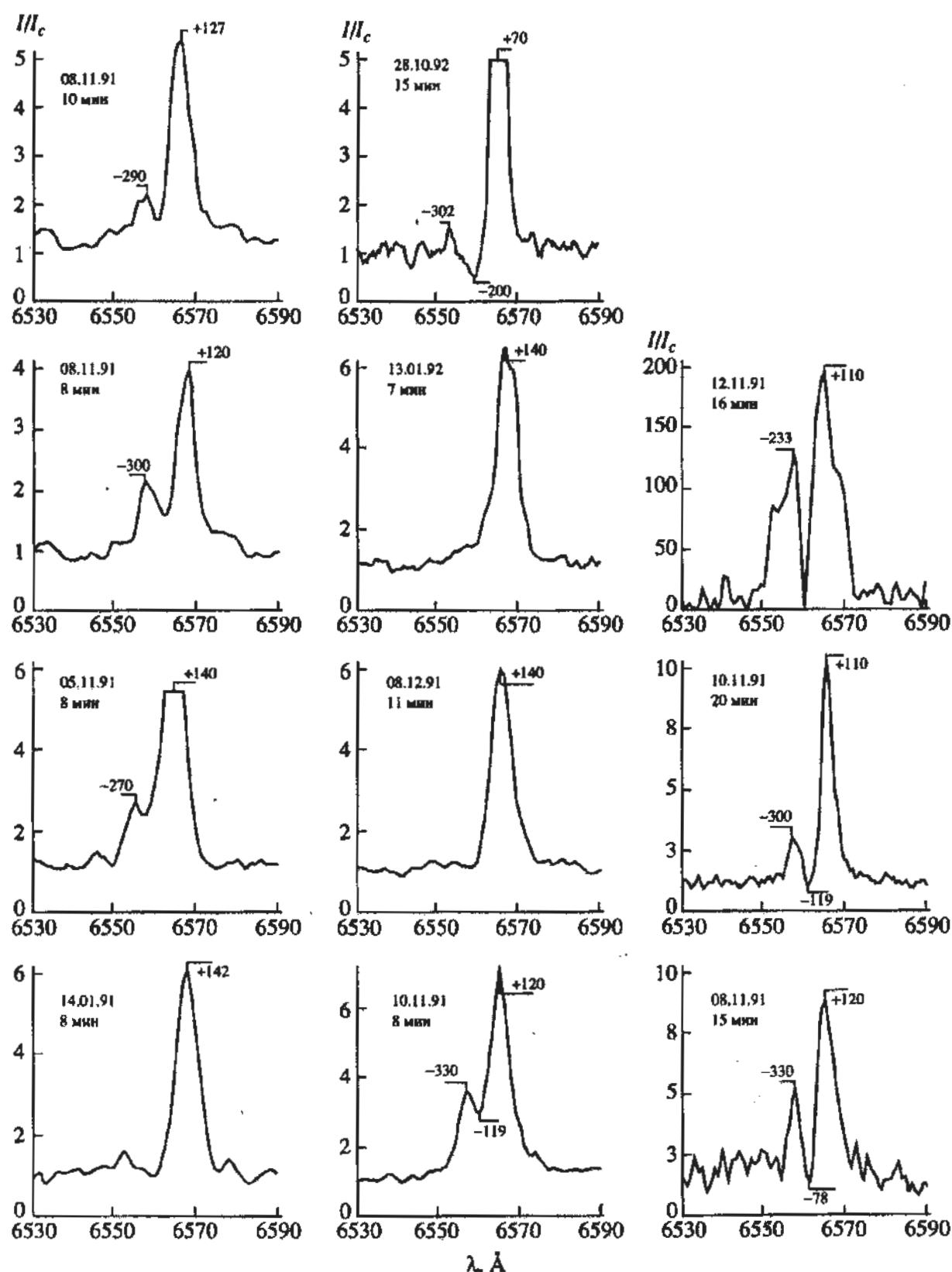
#### 4. МЕХАНИЗМ ПЕРЕМЕННОСТИ ПРОФИЛЯ $H_{\alpha}$

Появление коротковолновой абсорбции типа Р Суг в эмиссионной линии  $H_{\alpha}$ , центр которой смещен в красную область, обычно интерпретируется в рамках модели радиально расширяющейся оболочки вокруг звездного ядра. Абсорбция возникает в веществе оболочки, движущемся на наблюдателя вдоль луча зрения и видимом в проекции на яркий диск. Наличие особенности типа Р Суг – прямое свидетельство сильной потери массы звездой, т.е. существования сильного звездного ветра.

Профиль с коротковолновой эмиссией, наблюдавшийся в ряде молодых объектов, моделировался в работе [8], где было показано, что такая эмиссия может возникнуть в звезде, у которой внутренняя часть расширяющейся оболочки (звездного ветра) имеет вынужденную коротацию со звездой на нескольких звездных радиусах при наличии слабого глобального магнитного поля. В [8] приведены расчеты для  $\zeta = 0.4$  (O4ef) в предположении, что альфеновский радиус (предел коротации)  $\sim 2.1 R_*$  и величина магнитного поля  $\sim 70$  Гс. Проблема появления голубой эмиссии состоит в том, что, если каждая точка профиля относится к определенной зоне оболочки, то требуется увеличение температуры и плотности наружу для создания этой эмиссии.

В работе Квана и Кюи [9] профиль с голубой эмиссией получен в модели с искусственно экстремально расширяющейся атмосферой. Использован закон скорости  $v = v_0(R/r)$  и взяты следующие параметры  $T_* = 30000$  К,  $T_{\text{обол}} = 50000$  К, протяженность оболочки от звезды или без ОИ 1.2, 1.5 и  $1.7 R_*$ .

Последние работы по изучению вида профилей эмиссионных линий в молодых звездах типа Т Tau и типа Ae/Be Хербига [10, 11] показали, что имеется набор типичных профилей эмиссионных линий в отдельные моменты, несмотря на то, что центральные источники обладают разными массами. По-видимому, имеется общий набор механизмов, ответственных за наблюдаемое проявление видов эмиссионных линий. Различия в условиях около звезд состоят в том, что у более



Профили  $H_{\alpha}$  в спектре VY Mon. Указаны дата наблюдений, время экспозиции и смещения деталей профиля в единицах скорости (километрах в секунду с ошибкой  $\delta = \pm 14$  км/с). Три правые спектрограммы получены с дисперсией  $D = 23 \text{ \AA/mm}$ .

массивных звезд должны наблюдаться более мощные оболочки. Кроме того, разные зоны в околозвездных оболочках могут быть ответственны за формирование разных линий. Предпо-

лагается, что за формирование широких эмиссионных линий могут отвечать плотные турбулентные районы приграничного слоя плоскости диска. Общим свойством оболочек молодых

звезд считается увеличение скорости и уменьшение функции источника наружу.

Среди объектов, приведенных в работах [10, 11], аналогичный профиль с голубой эмиссией наблюдается у таких объектов, как YY Ori, S Cra, AS 205, R Mon, HL Tau. Величина смещения абсорбционного провала достигает  $\sim -200$  км/с у YY Ori, а в остальных объектах она колеблется в небольших пределах около  $\sim -100$  км/с, как и у VY Mon.

Любой из трех видов наблюдаемых у VY Mon эмиссионных профилей можно интерпретировать в рамках ограниченных моделей звездного ветра. Периодичность в смене видов профиля может быть связана с вращением неоднородной оболочки, вещества которой создает разные условия для проявления звездного ветра. Анизотропия оболочки (наличие плотного диска) вызывает анизотропию течения звездного ветра — модели такого ветра частично могут объяснить наблюдаемые профили [12].

Спектральная и фотометрическая переменность молодых звезд может быть объяснена в рамках хромосферной или фотосферной активности и механизмом переменной околозвездной экстинкции [13]. Фотометрическая переменность VY Mon имеет неправильный характер на разных уровнях блеска. Судя по кривой блеска [7], на уровне  $m_v \sim 13.^m5 - 14.^m5$  амплитуда изменения составляет  $\sim 0.^m1 - 0.^m5$ . В этот момент в звезде наблюдается профиль  $H_\alpha$  с одиночной эмиссией или с голубой эмиссией. Постепенное увеличение блеска до  $\sim 12.^m5$  происходит в течение нескольких месяцев, в этот период в линии  $H_\alpha$  наблюдается профиль типа P Cyg, с постепенно увеличивающимся смещением максимума абсорбционного провала (в январе 1986 г.  $v \sim -300$  км/с, в октябре 1992 г.  $v \sim -200$  км/с). Периодичность процесса может быть связана с вращением оболочки. Однако не совсем ясно, что происходит с вращением, когда наблюдается классический профиль P Cyg, свидетельствующий только о расширении. По-видимому, наличием фотосферной активности в сочетании с эмиссией, обусловленной звездным ветром, и влиянием ее на неоднородную оболочку можно объяснить наблюдаемую переменность VY Mon.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате спектральных наблюдений молодой звезды VY Mon обнаружено уникальное изменение вида профиля эмиссионной линии  $H_\alpha$ . Каждый из типов профиля является характерным для всего класса молодых звезд типа T Tau и типа Ae/Be Хербига. Такое разнообразие в профилях линии  $H_\alpha$  связано с очень ранней стадией эволюции, что подтверждается наличием аккреционного диска (по ИК-данным). Присутствие акреции и истечения могут привести к драматическим ситуациям как в самой звезде, так и в ее окрестности. Дальнейшие наблюдения необходимы для определения времени существования отдельного вида профиля и последовательности их смены для построения модели объекта.

Автор выражает благодарность Американскому астрономическому обществу, предоставившему "Малый грант" для выполнения данной работы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cohen M., Schwartz R. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1976. V. 174. P. 137.
2. Cohen M., Kuh L.V. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1979. V. 41. P. 743.
3. Casey S.C., Harper D.A. // Astrophys. J. 1990. V. 362. P. 663.
4. Павлова Л.А. // Астрон. журн. 1992. Т. 69. С. 211.
5. Shu F.H., Lizano S., Adams F.C., Ruden S.P. // Pulsation and Mass loss in stars / Eds Stahlo R., Willson L.A. 1987. V. 148. P. 105.
6. Garrison L.M., Anderson C.M. // Astrophys. J. 1977. V. 218. P. 438.
7. Miroshnichenko A.S., Yudin R.V., Yakubov S.D. // Astron. and Astrophys. Transactions 1992. V. 1. P. 211.
8. Mihalas D., Conti P.S. // Astrophys. J. 1980. V. 235. P. 513.
9. Kuan Pul, Kuh L.V. // Astrophys. J. 1975. V. 199. P. 148.
10. Hamann F., Persson S.E. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1992. V. 82. P. 285.
11. Hamann F., Persson S.E. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1992. V. 82. P. 247.
12. Raga A.S. // Astron. J. 1989. V. 98. P. 976.
13. Гринин В.П., Петров П. // Современные проблемы физики и эволюции звезд. М.: Наука, 1989. С. 64.

## Changes in the $H_\alpha$ Emission Line Profile of the Young Star VY Mon L. A. Pavlova

$H_\alpha$  spectroscopy of the young star VY Mon is presented. Over the 1986 - 1992 period, VY Mon exhibited three types of  $H_\alpha$  profile in its spectrum: a profile with short-wavelength P Cygni absorption ( $V_r \approx -200 \dots -300 \text{ km s}^{-1}$ ), a profile with blue emission ( $V_r = -230 \dots -300 \text{ km s}^{-1}$ ), and a profile with a single emission feature ( $V_r \approx +140 \text{ km s}^{-1}$ ). The change of profile type appears to occur on a time scale of the order of one month, and a particular type persists no fewer than four months. All three profile types can be explained in terms of constrained models of anisotropic stellar wind.

УДК 523.92

## ВЛИЯНИЕ НЕПРОЗРАЧНОСТИ НА ПАРАМЕТРЫ КОНВЕКТИВНОЙ ОБОЛОЧКИ В СОЛНЕЧНЫХ МОДЕЛЯХ

© 1995 г. В. А. Батурина, С. В. Алюкова

Астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

Поступила в редакцию 23.06.94 г.

Представлены результаты высокоточных расчетов серии стандартных моделей внутреннего строения Солнца с различными таблицами непрозрачности. Сравнительный анализ моделей проводится с использованием двух ключевых параметров – содержания гелия и удельной энтропии в конвективной зоне. Изучается роль непрозрачности в лучистых недрах Солнца с точки зрения влияния на эти два параметра. Сравнение стандартных моделей, рассчитанных с разными таблицами непрозрачности, показывает, что удельная энтропия в оболочке уменьшается с ростом непрозрачности в лучистой зоне, тогда как содержание гелия растет с увеличением непрозрачности в ядре. Исследование статических неэволюционных моделей с модифицированными непрозрачностями указывает на существование общей связи между удельной энтропией оболочки и непрозрачностью в лучистой зоне вне области энерговыделения.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Классическая задача о моделировании внутреннего строения Солнца не потеряла актуальности в настоящее время в связи с, одной стороны, непрерывным уточнением теоретических представлений о физике высокотемпературной плазмы, и, с другой, благодаря бурному развитию гелиосеймологии, которая требует высокоточных расчетов распределений физических величин внутри модели. В 90-х годах происходит переход к новому поколению моделей Солнца, отличающихся прежде всего высокой внутренней математической согласованностью, что позволяет не только выделять и изучать весьма малые эффекты влияния различных физических предположений, но и анализировать внутренние связи между параметрами в задаче о моделировании строения Солнца.

В данной работе мы рассмотрим вначале "стандартные" эволюционные модели Солнца и остановимся в рамках классических представлений об эволюции. Это означает, что в основе расчета лежит представление о равновесных (термодинамических) эволюционных изменениях от начального однородного состояния до модели с современными значениями радиуса и светимости при заданном возрасте. При этом мы предполагаем сохранение массы в процессе эволюции (отсутствие акреции и потери вещества) и отсутствие какого-либо перемешивания (диффузационного или другого типа) за пределами конвективной зоны. Превращение водорода в гелий в процессе эволюции предполагается в рамках трех ( $p-p$ )-цепочек и CNO-цикла, причем все промежуточные компоненты этих превращений предполагаются находящимися в кинетическом равновесии и вопросы начальной и ко-

нечной концентрации не рассматриваются. Члены, соответствующие выделению энергии в квазистатических изменениях, включены в уравнение для светимости (т.е. в закон сохранения энергии), но помимо этого никакие динамические эффекты не учитываются в уравнениях строения отдельных моделей (т.е. игнорируются динамические эффекты конвекции, а также влияние вращения). Каждая модель предполагается сферически-симметричной и находящейся в гидростатическом равновесии под действием сил самогравитации и сил давления вещества и излучения.

При сделанных предположениях об эволюции для модели современного Солнца необходим только профиль химического состава  $X$ , который является единственным эволюционным параметром задачи. Здесь и далее под "химическим составом" будем понимать содержание водорода  $X$  (или гелия  $Y$ ), так как доля тяжелых элементов  $Z$  в наших расчетах была фиксирована (0.02). Построенную при описанных выше предположениях модель мы будем называть стандартной или эволюционной. Однако с учетом возможных ошибок в представлениях об эволюции вполне допустимо рассматривать модели с неэволюционными профилями химического состава, требуя при этом, чтобы такие модели имели солнечные значения радиуса, светимости и массы. Такого рода модели можно назвать нестандартными или статическими. Исследованию нестандартных солнечных моделей с вариациями непрозрачности и химического состава посвящена вторая часть статьи.

При заданном профиле химического состава (независимо от того, эволюционный он или нет) и массе внутреннее строение звезды полностью

определенено, как указывает теорема Фогта–Ресселя [1]. Это значит, что модель будет иметь определенные радиус и светимость, и чтобы они имели солнечные значения, необходимо иметь по крайней мере два свободных параметра. При построении стандартной модели в качестве таких параметров выбирают начальное содержание водорода (совпадающее с содержанием водорода в оболочке модели при сделанных предположениях об эволюции) и некоторый параметр теории конвекции, позволяющий управлять величиной градиента температуры в самых внешних слоях конвективной зоны. Выбор этих параметров является в значительной мере историческим и обусловлен отсутствием независимых надежных оценок для этих величин. Другими словами, из произвольно подбираемых величин задачи эти параметры превращаются в конечный результат задачи. Так, содержание гелия в стандартной модели является базовой (и самой точной) оценкой содержания гелия в солнечной системе, применяемой в астрофизике [2]. В общем случае результатами задачи следует считать также такие величины, как поток нейтрино, глубину конвективной зоны и характеристики спектра колебаний. Однако важно иметь в виду, что кроме профиля содержания водорода при построении модели используются по крайней мере четыре априорные функции, описывающие энерговыделение, непрозрачность, конвективный градиент и уравнение состояния и известные с некоторой, часто не слишком хорошей точностью. Поэтому актуальной проблемой задачи о внутреннем строении Солнца является определение ошибок результирующих параметров в зависимости от вариаций априорных физических функций.

В данной работе мы рассмотрим некоторые аспекты такой задачи. Во-первых, попытаемся преодолеть недостатки использования параметра конвекции как параметра модели, вводя вместо этого величину удельной энтропии в адиабатической части конвективной зоны. Во-вторых, рассмотрим влияние изменения используемых таблиц непрозрачности на параметры стандартной солнечной модели (ССМ). В-третьих, рассмотрим соотношения между параметрами солнечных моделей (содержанием гелия, энтропией и глубиной конвективной зоны) в зависимости от вариаций непрозрачности и химического состава в независимых солнечных моделях.

## 2. СТАНДАРТНЫЕ МОДЕЛИ СОЛНЦА

Общие физические предположения, используемые при расчете стандартных моделей, были описаны во Введении. Здесь мы перечислим основные параметры, использованные при расчетах. Масса Солнца  $M_{\odot} = 1.989 \times 10^{33}$  г, светимость  $L_{\odot} = 3.846 \times 10^{33}$  эрг/с [3], видимый радиус

$R_{\odot} = 6.9599 \times 10^{10}$  см [4]. В модели видимый радиус соответствует уровню оптической глубины  $\tau = 0.01$ . Принятое значение возраста Солнца ( $t_{\odot} = 4.75$  млрд. лет) базируется на возрасте наиболее старых метеоритов (хотя последние данные дают несколько меньшее значение – 4.55 млрд. лет [5, 6], мы использовали более общепринятое значение при моделировании внутреннего строения). Расчет каждой модели эволюционной последовательности состоит в решении краевой задачи для системы иерархических дифференциальных уравнений четвертого порядка, описывающих гидростатическое равновесие, сохранение энергии и процессы теплопереноса (см., например, [1]). Внутренние граничные условия соответствуют выбору решений, регулярных в центре. Внешние граничные условия по существу сводятся к самостоятельной задаче расчета атмосферы и внешних конвективных слоев, поскольку с точки зрения моделирования внутреннего строения достаточно потребовать стремления к нулю температуры и плотности и определить энтропию конвективной зоны. Для расчета строения атмосферы использовано аналитическое приближение зависимости температуры от оптической глубины из работы [7], параметризованное для разных светимостей. Интегрирование решений в фотосфере начиналось от точки ( $\tau = 10^{-4}$ ,  $\rho = 10^{-9}$ ) с подбором величины видимого радиуса на уровень  $\tau = 0.01$  и выполнялось с использованием  $T(\tau)$ -зависимости вплоть до начала конвекции, определяемой по критерию Шварцшильда (логарифмический градиент температуры  $\nabla = d\ln T/d\ln P$  больше адиабатического). Непрозрачность в атмосфере, используемая для связи между плотностью и оптической глубиной, существенна для определения радиуса модели.

Перенос энергии в конвективной зоне рассчитывался с использованием теории длины пути перемешивания [1]. Все необходимые термодинамические величины являются результатом интерполяции таблиц, рассчитанных в рамках термодинамической модели уравнения состояния MHD [8–10]. Скорости термоядерных реакций вычислены с использованием сечений, приведенных в работе [11].

Особое внимание было удалено численной точности выполняемых расчетов. Общим критерием точности результата можно считать точность функций основных переменных (температуры  $T$ , радиуса  $r$ , плотности  $\rho$ , доли массы  $M_r$ , доли светимости  $L_r$ ). Наши программы гарантируют относительную точность не хуже  $10^{-5}$ . Основные математические характеристики использованного метода расчета следующие. При решении краевой задачи строения отдельной модели применен метод пристрелки. Интегрирование решений производится методом Рунге–Кутты 4-го порядка с переменным шагом, число шагов – около 1700.

Использование в качестве независимой переменной  $\mu = (M_r/M_\odot)^{2/3}$  позволяет избежать проблем разложения в центре (и возникновения бесконечных производных; размер разложения составляет  $\mu_0 = 10^{-5} - 10^{-6}$ ). Основной источник ошибок, накапливаемых в процессе интегрирования решений методом высокого порядка к точке сшивки, — негладкость интерполяционных значений непрозрачности. Для уменьшения их влияния использована сплайн-интерполяция табличных значений непрозрачности и уравнения состояния. Точность сшивки решений по основным переменным —  $10^{-6}$ . Точка сшивки выбрана на уровне  $\mu = 0.81$  ( $r/R_\odot \sim 0.35$ ) во всех моделях. Для представления профиля содержания водорода  $X(\mu)$  используется вспомогательная сетка из 500 точек, равномерно распределенных по  $\mu$ . Это обеспечивает достаточную точность интерполированных значений  $X(\mu)$  для следующей модели. Расчет эволюции производился явным методом второго порядка, с использованием 80 равных шагов по времени. Подгонка значений радиуса и светимости модели к параметрам современного Солнца выполнена с точностью  $3 \times 10^{-6}$ .

Использование методов интегрирования высокого порядка и малых шагов не гарантируют отсутствие ошибок в программе, включающей в себя до 300 килобайт текста. Для увеличения надежности используемого программного кода (называемого MUSEC) было проведено тестирование с использованием аналитических функций для непрозрачности, энерговыделения и уравнения состояния и сравнение результатов независимых расчетов нескольких групп в рамках международной программы GONG Model Team. Сравнение по основным переменным подтверждает точность получаемых решений на уровне  $10^{-5}$  [12].

При рассмотрении стандартных солнечных моделей особое внимание будет сосредоточено на влиянии непрозрачности на результирующие параметры задачи. Были использованы три вида таблиц непрозрачности, рассчитанных на протяжении последних 20 лет. Во-первых, это таблицы из работы [13] (далее обозначаемые как CS70). Это достаточно старые расчеты, неоднократно использовавшиеся в разных работах и уточнявшиеся впоследствии. Во-вторых, были использованы таблицы, опубликованные в [14] (Лос-Аламосская библиотека непрозрачностей LAOL) для популярной в 70-е годы смеси тяжелых элементов Расса и Аллера [15]. Использованные нами таблицы WKM2 и WKM10 в обозначениях [14]. Отметим, что они рассчитаны с новой версией программ Лос-Аламосского проекта и несколько отличаются от часто использовавшихся LAOL-непрозрачностей, цитируемых со ссылкой на [16]. В-третьих, использованы новые непрозрачности, рассчитанные в рамках проекта OPAL и опубликованные в [17]. Эти таблицы дополнены данными из [18] во избежание экстраполяции величин при относительно низких температурах около основания конвективной зоны. Таблицы рассчитывались для смеси тяжелых элементов по Гривесси [19]. Однако в данной работе мы не анализируем влияние изменения содержания тяжелых элементов, поскольку это является внутренним параметром таблиц, также как и алгоритм расчета, а используем результирующие значения опубликованных таблиц для демонстрации изменения модельных параметров. Поскольку таблицы LAOL и OPAL ограничены со стороны низких температур, они дополнялись таблицами CT76 [20] с гладкой сшивкой таблиц в области температур 0.8 - 1.0 млн К в конвективной зоне, где роль непрозрачности незначительна.

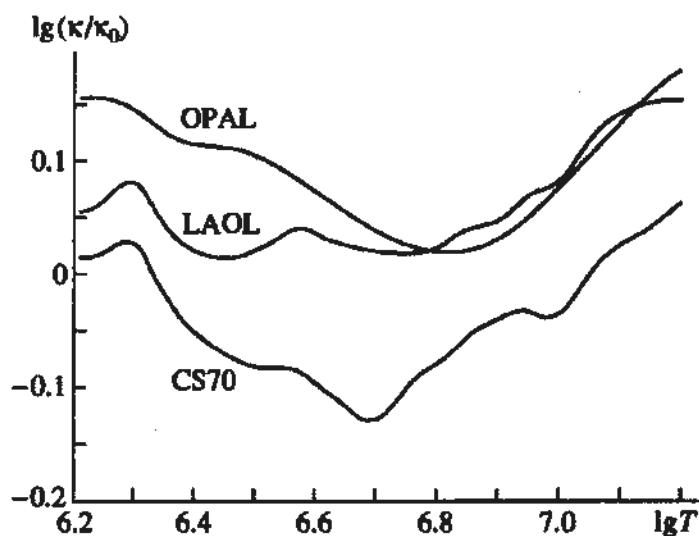


Рис. 1. Сравнение различных таблиц непрозрачности в условиях, характерных для лучистого ядра ССМ. Разность логарифмов непрозрачностей и простого аналитического закона  $k_0$  из [21] отложена как функция логарифма температуры. Точки  $(T, \rho, X)_i$  для расчета непрозрачности взяты из профиля модели, рассчитанной с непрозрачностями OPAL. Тип таблиц непрозрачности указан возле каждой кривой.

ми из [18] во избежание экстраполяции величин при относительно низких температурах около основания конвективной зоны. Таблицы рассчитывались для смеси тяжелых элементов по Гривесси [19]. Однако в данной работе мы не анализируем влияние изменения содержания тяжелых элементов, поскольку это является внутренним параметром таблиц, также как и алгоритм расчета, а используем результирующие значения опубликованных таблиц для демонстрации изменения модельных параметров. Поскольку таблицы LAOL и OPAL ограничены со стороны низких температур, они дополнялись таблицами CT76 [20] с гладкой сшивкой таблиц в области температур 0.8 - 1.0 млн К в конвективной зоне, где роль непрозрачности незначительна.

На рис. 1 сравниваются непрозрачности для условий, характерных для лучистой зоны под конвективной зоной в стандартной солнечной модели. Видно, что каждые новые таблицы обычно давали значения к больше, чем предыдущие. Отметим, что переход от CS70 к LAOL соответствовал росту непрозрачности при всех температурах, включая и ядро. Переход от LAOL к OPAL в основном изменил непрозрачности вне энерговыделяющего ядра.

### 3. ЭНТРОПИЯ КАК ПАРАМЕТР СОЛНЕЧНОЙ МОДЕЛИ

Как уже упоминалось во введении, стандартная солнечная модель характеризуется двумя параметрами калибровки — начальным химическим

составом и параметром конвекции, управляющим величиной градиента температуры во внешних конвективных слоях. Выбор именно этих величин обусловлен в значительной мере историческими и техническими причинами, поскольку после их задания эволюционный трек может быть последовательно рассчитан. Однако, если определение содержания гелия представляет самостоятельный смысл и интерес, то информация, содержащаяся во втором параметре, по существу не используется. Между тем, для спецификации модели необходимы оба параметра, причем второй имеет даже большее значение. При наличии протяженной конвективной оболочки (как у Солнца), где вещество стратифицировано адиабатически, требование нулевых внешних граничных условий ( $T \rightarrow 0, p \rightarrow 0$ ) недостаточно, поскольку оно выполняется на любой адиабате. Поэтому в модели должна быть специфицирована энтропия конвективной адиабаты, как естественный физический параметр строения (в ранних работах по моделированию Солнца вместо энтропии использовались другие величины, такие как константа политропного закона, однако ясно, что любая величина, сохраняющаяся на адиабате, есть функция энтропии). Параметр конвекции, определяющий градиент температуры в области сверхадиабатической конвекции и, тем самым, выбор соответствующей адиабаты, может рассматриваться лишь как технический параметр, поскольку его величина зависит не только от принятой для расчетов теории конвекции и ее внутренних параметров, но и от строения атмосферы, в частности, используемой в ней непрозрачности, в зависимости от которой изменяется плотность на верхней границе конвективной зоны.

В действительности использование параметра конвекции как результирующего параметра модели не только делает невозможным сравнение стандартных солнечных моделей, но и является физически неадекватным в задаче о ССМ. Как подробно обсуждалось в [22], для построения солнечной модели необходимо сохранение именно энтропии солнечной оболочки, тогда как структура самых внешних слоев может быть совершенно различной. Это означает, что строение внешних конвективных слоев не может быть определено в рамках задачи о ССМ, поскольку в ней определяется лишь толщина области сверхадиабатической конвекции и, с очень большой относительной неопределенностью, масса этих слоев.

В большинстве работ по моделированию Солнца энтропия в конвективной зоне не приводится, так же как и достаточные для ее вычисления данные. Между тем, ее вычисление ненамного сложнее, чем вычисление любых других термодинамических величин. Разность энтропии между двумя точками ( $T, p, X$ ) может быть легко

вычислена независимо от пути интегрирования как интеграл

$$S = S_0(X) + \int_{(T_0, p_0)}^{(T, p)} \frac{1}{T} \left[ \left( \frac{\partial U}{\partial p} \right)_T - \frac{P}{\rho^2} \right] d\rho + \frac{C_V dT}{T} \quad (1)$$

( $U$  – внутренняя энергия,  $C_V$  – удельная теплоемкость при постоянном объеме). Единственную сложность представляют начало отсчета и зависимость от химического состава. В наших расчетах мы использовали дополнительные данные для энтропии в фиксированной точке ( $T_0 = 15$  млн К,  $\rho_0 = 150$  г/см<sup>3</sup>) для разных химических составов, любезно предоставленные нам В. Дэппеном (W. Dappen). Простая аналитическая аппроксимация этих данных (в вышеприведенной точке) имеет вид

$$S_0/R_g = -3.426523X^2 + 12.36082X + 6.739551 \text{ моль/г} \quad (2)$$

и имеет точность  $\sim 10^{-3}$  для  $X \in [0.30 - 0.75]$  (значения абсолютной удельной энтропии соответствуют вычислениям в рамках уравнения состояния МНД и поделены на универсальную газовую постоянную  $R_g$ ). При вычислении энтропии с использованием статистических распределений в ее определении отсутствует произвольная постоянная. Единственная проблема связана со сравнением энтропии в моделях, рассчитанных с разными уравнениями состояния. Однако поведение горячей солнечной плазмы достаточно близко к уравнению идеального газа, поэтому численные отличия в значениях энтропии в применении к солнечным моделям будут невелики – того же порядка, как и отличия в давлении, внутренней энергии и пр. (около 0.1%). Таким образом, мы будем использовать и анализировать строение модели с точки зрения содержания гелия и удельной энтропии конвективной зоны.

#### 4. ВЛИЯНИЕ НЕПРОЗРАЧНОСТИ НА ПАРАМЕТРЫ ССМ

Основные параметры рассчитанных нами стандартных солнечных моделей для различных непрозрачностей приведены в табл. 1. Рассмотрим влияние непрозрачности на параметры ССМ вначале с точки зрения содержания гелия и глубины конвективной зоны  $h$ , поскольку это позволит привлечь для анализа данные большого числа моделей, рассчитанных в последние годы. Кроме того, глубина конвективной зоны логически связана с энтропией конвективной зоны при заданных непрозрачностях. Эта величина представляет также самостоятельный интерес в связи с тем, что известна оценка  $h$  из наблюдаемых частот пятиминутных колебаний ( $0.287 \pm 0.003$  в [23] и согласующаяся оценка в [24]). Это означает,

Таблица 1. Стандартные модели Солнца

Обозна- чение модели	Таблицы непроз- рачности	Параметры		Центральные величины			Конвек- тивная зона		$\rho_b$	Потоки нейтрино, SNU		
		$Y_0$	$S/R_g$	$T_c/10^6$	$\rho_c$	$X_c$	$h$	$T_b/10^6$		$^{37}\text{Cl}$	$^{71}\text{Ga}$	$^{115}\text{In}$
M-CS70	CS70	0.2320	21.72	15.0549	149.413	0.3862	0.2698	1.9984	0.1432	4.005	106.6	577.7
M-LAOL	LAOL	0.2803	21.05	15.6234	149.642	0.3379	0.2631	2.0025	0.1385	7.978	125.4	615.1
M-OPAL	OPAL	0.2803	20.87	15.7172	150.843	0.3322	0.2810	2.1907	0.1772	8.508	127.4	618.6
Наблюдения		0.2502	21.03				0.287			2.33	83	
		$\pm 0.004$	$\pm 0.08$				$\pm 0.003$				$\pm 19$	

что для согласования таких частот с модельными необходимо, чтобы модель имела указанную глубину конвективной зоны.

Положение построенных нами моделей на плоскости " $Y - h$ " показано на рис. 2. На этом рисунке представлены некоторые из моделей, опубликованные в работах девяностых годов (данные и ссылки о них даны в табл. 2), рассчитанные с теми же (или близкими) непрозрачностями и уравнением состояния.

Очевидна группировка моделей в соответствии с используемыми непрозрачностями. При переходе от непрозрачностей CS70 к LAOL содержание гелия значительно увеличилось (почти на 5%), что связано с увеличением непрозрачности как в ядре, так и в лучистой зоне. Переход от LAOL к OPAL слабо сказался на значении  $Y$ , поскольку различие непрозрачностей мало в центральных частях звезды.

С другой стороны, переход от CS70 к LAOL привел к уменьшению глубины конвективной зоны, причем из-за увеличения содержания гелия в оболочке модели. Эффект увеличения содержания гелия превзошел как эффект увеличения непрозрачности, так и эффект падения энтропии (оба последних эффекта ведут к увеличению глубины конвективной зоны, рис. 3). Наконец, использование OPAL вместо LAOL привело к росту глубины конвективной зоны (приближаясь к гелиосейсмическому определению), причем этот рост произошел как за счет роста непрозрачности, так и за счет уменьшения энтропии (рис. 3).

Оценки нейтринных потоков (табл. 1) (сечения поглощения нейтрино были взяты из [35]) в стандартных моделях не содержат неожиданностей. Малые потоки у модели M-CS70 обусловлены более низкими температурами в центре, что является следствием меньших непрозрачностей в центральных областях.

Общий вывод можно сформулировать следующим образом – рассчитанная при использовании современных представлений о непрозрачности в ядре (т.е. близких к LAOL или OPAL) модель должна иметь начальное содержание гелия

$Y = 0.27 - 0.28$ . Возможные изменения непрозрачности (например, в сторону уменьшения) из-за дополнительных механизмов теплопроводности, таких как WIMP (см. один из последних обзоров по этой проблеме в [36]), или коллективные явления [37] должны вести к уменьшению  $Y$  на 1% при уменьшении  $Y$  на ~5%. Аналогично снижение непрозрачности ведет к снижению потока нейтрино, однако поток хлорных нейтрино весьма чувствителен к температуре и непрозрачности в центре модели, тогда как  $Y$  зависит от непрозрачностей в более широкой области лучистого ядра. Таким образом, хотя общая корреляция между потоком нейтрино и начальным содержанием гелия и существует (что отмечалось на примерах стандартных и нестандартных моделей в [38] и [39]), связь между ними не является однозначной.

Наличие в литературе большого числа моделей позволяет оценить влияние уравнения состояния

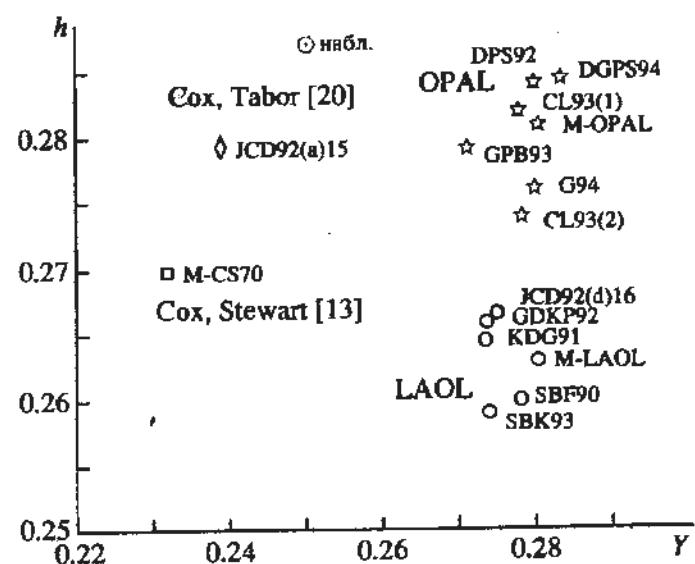


Рис. 2. Параметры ССМ в зависимости от используемой непрозрачности. По оси отложены глубина конвективной зоны  $h$  и содержание гелия в оболочке  $Y$ . Модели для каждого из четырех типов таблиц нанесены своим символом и сопровождаются обозначением в соответствии с табл. 2. Модели, обозначенные буквой M, перечислены в табл. 1.

Таблица 2. Некоторые солнечные модели последних лет

Обозначение	Ссылка	Уравнение состояния	Таблицы непрозрачности	$Y$	$h$	$S/R_s$	Примечания
15	[25]	MHD	CT76	0.2393	0.2794		
14	[25]	CEFF	CT76	0.2404	0.2784	21.547	*
4	[25]	EFF	CT76	0.2496	0.2769	21.443	
16	[25]	MHD	LAOL	0.2750	0.2666		
13	[25]	EFF	LAOL	0.2849	0.2637		
22	[25]	EFF	LAOL	0.2747	0.2729	21.007	$t_\odot = 4.5 \times 10^9$ лет
6	[25]	EFF	LAOL	0.2776	0.2696	21.009	$t_\odot = 4.75 \times 10^9$ лет
21	[25]	EFF	LAOL	0.2800	0.2667	21.012	$t_\odot = 5.05 \times 10^9$ лет
7	[25]	EFF	LAOL	0.2806	0.2712	20.952	
27	[25]	EFF	LAOL	0.2720	0.2790	20.982	**
28	[25]	EFF	LAOL	0.2650	0.2857	21.001	***
DPS92	[26]	MHD	OPAL	0.2799	0.2841		
DGPS94	[27]	MHD	OPAL	0.2827	0.2844		
KDG91	[28]	MHD	LAOL	0.2736	0.2645		
SBF90	[29]		LAOL	0.278	0.260		
CL93 (1)	[30]	MHD	OPAL	0.2779	0.282		
CL93 (2)	[30]	MHD	LAOL	0.2783	0.274		
GPB93	[31]		OPAL	0.271	0.2791		
G94	[32]		OPAL	0.2799	0.276		
GDKP92	[33]	MHD	LAOL	0.2736	0.266		
SBK93	[34]		LAOL	0.2740	0.259		

\* CEFF – уравнение состояния EFF [41] с введенными поправками за кулоновское взаимодействие атомов.

\*\* Уменьшенная непрозрачность в ядре; коэффициент 0.2.

\*\*\* Уменьшенная непрозрачность в ядре; коэффициент 0.4.

на ССМ. В настоящее время наиболее полным и детальным является уравнение состояния MHD. Наиболее существенным физическим эффектом уравнения состояния является взаимодействие заряженных частиц плазмы, ведущее к отклонению от законов идеального газа. Простые оценки показывают, что учет электростатических поправок понижает давление в центральных областях Солнца на 1 - 2%, что должно сказываться на параметрах ССМ. Наиболее просто эффект уравнения состояния можно проследить на примере моделей, рассчитанных с поправками и без них. Такие модели описаны в [25, 30, 33]. Изменения содержания гелия и глубины конвективной зоны примерно одинаковы во всех перечисленных работах. Поэтому для исследования изменений энтропии в моделях мы использовали данные о моделях [25] (модели 4 и 14 на рис. 4). Результат – учет электростатического взаимодействия ведет к понижению содержания гелия на 1% и росту энтропии, с некоторым ростом глубины конвективной зоны (на 0.25%). Кроме того, сравнение моделей, рассчитанных с уравнением состояния идеального газа плюс поправки за электростатическую кор-

рекцию (модель 14), и модели с MHD (модель 15) показывает, что введение поправок практически исчерпывает эффект более сложного уравнения состояния MHD с точки зрения влияния на параметры ССМ.

## 5. СТАТИЧЕСКИЕ (НЕСТАНДАРТНЫЕ) МОДЕЛИ СОЛНЦА

Далее рассмотрим класс нестандартных солнечных моделей, от которых требуется только то, чтобы они имели солнечные значения радиуса, светимости и массы. Вместо расчета эволюции для получения профиля химического состава в модели современного Солнца будем использовать произвольные профили  $X(\mu)$ , получаемые из профиля стандартной эволюционной модели путем модификаций двух видов. Вначале допускаем модификации, локализованные в энерговыделяющем ядре, определяя новый химический состав через профиль  $X_0(\mu)$  стандартной модели с помощью выражения

$$X(\mu) = X_0(\mu) + \delta X(X_{\text{surf}} - X_0(\mu)), \quad (3)$$

где  $\delta X$  является параметром модификации, а  $X_{\text{mod}}$  – содержанием водорода в оболочке модели. Очевидно, что новый профиль будет отличаться от стандартного только в области, где происходило заметное выгорание водорода, т.е. при температурах выше 10 млн К. Такого рода вариации в некоторой степени могут имитировать различные сложные эффекты в процессе солнечной эволюции, например, слабое или полное перемещивание, диффузию, гравитационное осаждение гелия и пр. Однако мы не уточняем, каким именно эффектам это может соответствовать (если вообще такие эффекты существуют), рассматривая профиль химического состава в ядре как неизвестную параметризуемую функцию.

Несомненно, что возможно значительно более сложное поведение профиля в ядре, чем то, которое может быть описано выражением (3). Однако сравнение с некоторыми численными экспериментами на эту тему [40] показывает, что основные закономерности и соотношения проявляются даже при таких простых вариациях профиля химического состава. Поэтому в дальнейшем для простоты будем понимать под вариациями  $X(\mu)$  в ядре вариации профиля, описываемые выражением (3).

Кроме того, рассмотрим более глобальные вариации профиля химического состава, а именно, полагая

$$X(\mu) = X_0(\mu) + \Delta X. \quad (4)$$

В этом случае в качестве параметра семейства профилей будем использовать содержание гелия в оболочке  $Y$ . Второй класс вариаций близок к изменениям профиля химического состава между стандартными моделями, рассчитанными с разными непрозрачностями.

Для приведения модели к солнечным значениям радиуса и светимости необходим еще один параметр, в качестве которого будем использовать энтропию конвективной зоны. В такой постановке свободных параметров достаточно для получения единственной модели, если остальные физические функции (непрозрачность, уравнение состояния и энерговыделение) определены. Нашей целью является изучение изменений удельной энтропии и содержания гелия при вариациях непрозрачности в тех или иных частях лучистой зоны Солнца, включая ядро (т.е. там, где значения непрозрачности определяют в значительной мере поведение модельных решений, и где непрозрачность является одной из наименее уверенно известных величин).

Изменения непрозрачности в модели представлялись функциями, имеющими максимум в ядре, собственно лучистой зоне или около основания конвективной зоны. Величина модифицированной непрозрачности имеет вид

$$\kappa = \kappa_0 [1 + a \exp(-(\lg T - \lg T_0)^2 / D)], \quad (5)$$

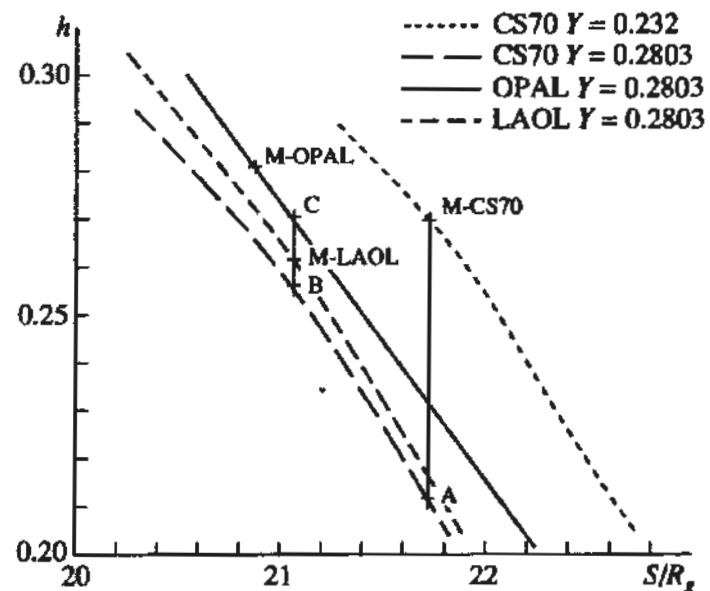


Рис. 3. Зависимость глубины конвективной зоны  $h$  от удельной энтропии для трех типов непрозрачности и содержания гелия в рассчитанных ССМ. Переход от точки M-CS70 к точке А иллюстрирует изменение  $h$  за счет увеличения содержания гелия при фиксированных энтропии и таблицах непрозрачности, от А к В – изменение  $h$  за счет изменения энтропии, от В к M-LAOL – за счет собственно увеличения непрозрачности между таблицами CS70 и LAOL. Аналогично, переход от M-LAOL к С соответствует изменению собственно непрозрачности между таблицами, а от С к M-OPAL – увеличению энтропии.

где  $\kappa_0$  – исходное значение непрозрачности, соответствующее таблицам OPAL,  $a$  – амплитуда модификации,  $\lg T_0$  – положение максимума коррекции,  $D$  – степень ограниченности модификации ( $D = 0.01$  во всех случаях). Для модификаций в ядре  $\lg T_0 = 7.2$ , в лучистой зоне  $\lg T_0 = 6.6$ , около основания конвективной зоны  $\lg T_0 = 6.3$ . При этом ширина области изменений в ядре соответствует интервалу от 7.0 до 7.3 по  $\lg T$ , или от центра модели до 0.18 по радиусу; в оболочке  $-6.4 < \lg T < 6.8$  (0.32 - 0.67 радиуса).

При использовании модификаций химического состава в ядре в соответствии с выражением (3) получены следующие результаты: вариации непрозрачности в ядре не ведут к изменению энтропии в оболочке, вариации же непрозрачности в лучистой зоне существенно влияют на энтропию модели (при  $a = 0.5$  изменение энтропии  $\Delta S = -0.33$ ), при вариациях непрозрачности у основания конвективной зоны изменения энтропии незначительны.

Эти результаты могут быть интерпретированы в другом виде. Во-первых, вариации непрозрачности и профиля  $X$  в ядре имеют сходное влияние на решения в ядре и компенсируют друг друга, поскольку параметры оболочки ( $S$  и  $Y$ ) не меняются. Это означает возможность существования семейства моделей с одинаковыми оболочками,

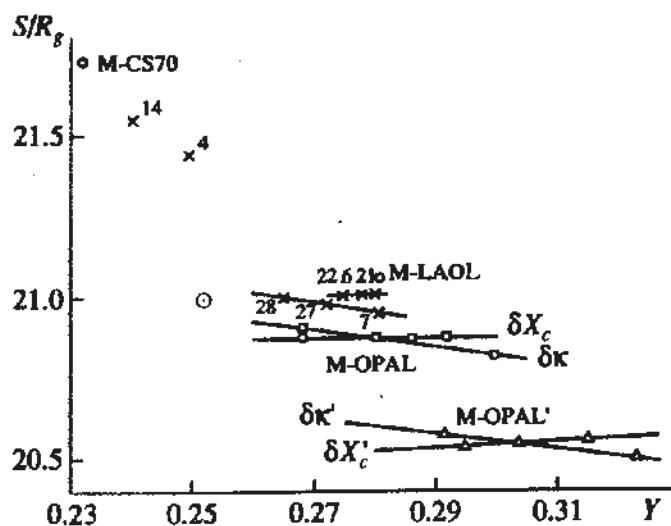


Рис. 4. Удельная энтропия конвективной оболочки  $S/R_s$  и содержание гелия  $Y$  в солнечных моделях. Кружки соответствуют моделям, рассчитанным в данной работе (табл. 1), крестики — моделям из [25] (нумерация в соответствии с табл. 2). Линии, соединяющие квадраты и треугольники, соответствуют  $S(Y)$  зависимостям для вариаций непрозрачности (знак  $\delta k$ ) и химического состава (знак  $\delta X$ ) в ядре модели. Переход от M-OPAL к M-OPAL' соответствует изменению непрозрачности в лучистой зоне. Символом Солнца обозначено гелиосейсмическое определение гелия и энтропии в оболочке Солнца.

но разными ядрами за счет вариаций  $X$  и  $k$ . Однако в тоже время это соответствует невозможности построить модель для произвольно заданных параметров оболочки за счет только вариаций непрозрачности и профиля химического состава в ядре (см. также [40]). Во-вторых, вариации непрозрачности около основания конвективной зоны, которые ведут к значительному изменению глубины конвективной зоны, слабо сказываются на параметрах модели. Это означает, что если возможная ошибка используемых непрозрачностей около 20%, то глубина конвективной зоны в стандартной солнечной модели определена с точностью лишь до 1%.

Во втором случае (изменение профиля в соответствии с выражением (4)) результаты в значительной степени являются следствием предыдущих. Естественно, в этом случае мы должны рассматривать зависимости в плоскости  $(S_{\text{conv}}, Y)$ , т.е. следить, как перемещается модель в этой плоскости при наложении тех или иных возмущений. Результаты представлены на рис. 4 на примере моделей, обозначенных крестиками и кружками (исходной моделью является стандартная OPAL-модель). На этом рисунке зависимость  $S(Y)_k$  (зависимость для модификаций непрозрачностей в ядре помечена  $\delta k$ ) оказывается почти параллельной оси абсцисс, т.е. численное значение энтропии в оболочке меняется мало. Это — в значительной степени случайный факт, связанный с компенсацией

изменений энтропии с молекулярным весом и изменением перепада энтропии в самой конвективной оболочке. Однако более важно то, что зависимость  $S(Y)_X$  для модификаций профиля химического состава в ядре (зависимость для постоянных непрозрачностей помечена  $\delta X$ ) близка к зависимости  $S(Y)_k$ . Это соответствует предыдущему утверждению о сходстве влияния вариаций непрозрачности и профиля химического состава в ядре, поскольку означает, что энтропия сохраняется при изменениях непрозрачности в ядре для других исходных профилей с разными  $Y$ .

С другой стороны, изменение непрозрачности в лучистой зоне ( $a = 0.5$  в выражении (4)) ведет к изменению как энтропии, так и содержания гелия в оболочке. Модель на плоскости  $(S_{\text{conv}}, Y)$  перемещается от точки M-OPAL к M-OPAL', и происходит параллельный перенос соответствующих зависимостей  $S(Y)$  (линии, проходящие через точку M-OPAL'). Количественно изменения энтропии в этом случае соответствуют предыдущим оценкам при вариациях химического состава в ядре. Точный вектор перемещения в плоскости  $(S_{\text{conv}}, Y)$  зависит от положения максимума функции возмущения непрозрачности, приближаясь к вертикали и уменьшаясь по величине при уменьшении  $\lg T_0$  в выражении (5).

На рис. 4 также нанесены модели из работы [25] (их характеристики представлены в табл. 2). Энтропия конвективной зоны была оценена нами по данным, любезно предоставленным И. Кристенсеном-Далсгаардом (J. Christensen-Dalsgaard) (отметим, однако, что энтропия для этих моделей оценивалась нами в рамках уравнения состояния MHD, тогда как модели рассчитаны с уравнением состояния EFF [41]). Расположение моделей подтверждает характер описанных изменений: модели 6, 21, 22 имеют разный возраст и, следовательно, разный профиль  $X$  — они расположены параллельно зависимостям  $\delta X$ . Ситуация с моделями 7, 27, 28, имеющими разные непрозрачности в ядре и параллельными  $\delta k$ -записями, аналогична.

Влияние вариаций непрозрачностей, локализованных около основания конвективной зоны, неизначительно — изменения  $\delta Y = 0.0003$ ,  $\delta S = -0.03$ ,  $\delta k/R_\odot = 0.012$  при амплитуде вариации непрозрачности  $a_k = 0.3$ .

Проведенное рассмотрение дает возможность сформулировать следующее утверждение. Солнечные модели с заданной непрозрачностью в лучистой зоне (а также уравнением состояния и скоростями реакций), независимо от профиля химического состава (т.е. стандартные эволюционные профили или нет) и непрозрачности в ядре, будут иметь одну и ту же энтропию для заданного содержания гелия, т.е. принадлежать одной зависимости  $S(Y)$ . Если ограничиться сравнением энтропий  $S/R_s$  моделей с точностью до 0.1 моль/г

и интервалом  $Y \in [0.23 - 0.28]$ , то вышеуказанное утверждение означает, что все модели с заданной непрозрачностью в лучистой зоне имеют одну и ту же энтропию в конвективной оболочке.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование удельной энтропии солнечной оболочки как параметра модели позволяет последовательно проследить влияние изменений в физических представлениях на строение модели. В настоящее время существуют оценки параметров строения области второй ионизации гелия в конвективной зоне по данным о колебаниях [42], см. также [43]. Такие оценки позволяют получить содержание гелия и энтропию конвективной оболочки независимо от предположений о строении ядра Солнца. Для согласования теоретического спектра колебаний стандартной модели с наблюдаемыми частотами необходимо согласование этих параметров модели. На рис. 4 представлена точка, соответствующая гелиосейсмическим оценкам, полученная при оценке энтропии для оптимальной модели из [42]. Видно, что все рассмотренные стандартные модели достаточно далеки от гелиосейсмической оценки. С помощью рис. 4 можно оценить возможность согласовать параметры солнечной модели. Это можно было бы сделать либо путем весьма значительного уменьшения непрозрачностей в ядре, начиная от OPAL-модели, либо за счет весьма значительного уменьшения содержания водорода в ядре (более чем на 20%) при одновременном уменьшении непрозрачностей, начиная с LAOL-модели (см. также модели с уменьшенными непрозрачностями в ядре из [44]). При этом такие модели будут иметь низкий поток хлорных нейтрино. Однако подобные суждения о необходимости менять непрозрачности имеют смысл лишь на рассматриваемом множестве моделей с эволюционными или близкими к ним профилями химического состава. В тоже время с точки зрения согласования параметров могут оказаться весьма перспективными модели с диффузионным осаждением гелия из конвективной зоны (см. [45, 46] и ссылки в них). В этих моделях достигается достаточно хорошее согласование содержания гелия и глубины конвективной зоны с гелиосейсмическими определениями этих величин при использовании непрозрачностей OPAL. [45]. Вопрос о согласовании энтропии остается открытым, и возможно, что ее величина в моделях находится в пределах ошибок гелиосейсмической калибровки.

Кроме того, некоторое влияние на рассмотренные зависимости должны оказывать принятые величины сечений ядерных реакций и уравнение состояния, хотя вряд ли физически допустимыми являются сколько-нибудь значительные вариации этих величин. В любом случае при

анализе получаемых моделей Солнца необходимо использовать оба параметра – энтропию и содержание гелия.

Авторы благодарят В. Дэппена (W. Däppen) за необходимые дополнительные расчеты энтропии в рамках уравнения состояния MHD. Авторы также весьма признательны Й. Кристенсен-Далсгаарду (J. Christensen-Dalsgaard) за дополнительные данные о моделях из работы [25].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cox J.P., Giuli R.J. *Principles of Stellar Structure*. New York: Gordon and Breach, 1968.
2. Anders E., Grevesse N. // *Geochimica et Cosmochimica Acta*. 1989. V. 53. P. 197.
3. Willson R.C., Hudson H.S., Frohlich C., Brusa R.W. // *Science*. 1986. V. 234. P. 1114.
4. Allen C.W. *Astrophysical Quantities*, 3rd ed. London: Athlone Press, 1973.
5. Wasserburg G.J., Tera F., Papanastassiou D.A., Hunkele J.C. // *Earth Planet Sci. Lett.* 1977. V. 35. P. 294.
6. Wasserburg G.J., Papanastassiou D.A., Lee T. // *Early Solar System Processes and the Present Solar System*. Bologna: Corso Soc. Italiana de Fisica, 1980.
7. Ando H., Osaki Y. // *Publ. Astron. Soc. Japan*. 1975. V. 27. P. 581.
8. Mihalas D., Däppen W., Hummer D.G. // *Astrophys. J.* 1988. V. 331. P. 815.
9. Hummer D.G., Mihalas D. // *Astrophys. J.* 1988. V. 331. P. 794.
10. Däppen W., et al. // *Astrophys. J.* 1988. V. 332. P. 261.
11. Caughlan G.R., Fowler W.A. // *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. 1988. V. 40. P. 284.
12. GONG Newsletter № 17. 1991. P. 29.
13. Cox A.N., Stewart J.N. // *Astrophys. J. Suppl.* 1970. V. 19. P. 243.
14. Weiss A., Keady J.J., Magee N.M. Jr. // *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. 1990. V. 45. P. 209.
15. Ross J.E., Aller L.H. // *Science*. 1976. V. 191. P. 1223.
16. Huebner W.F., Merts A.L., Magee N.H., Argo M.F. Report LA-6760-M. Los Alamos: Los Alamos Scientific Laboratory, 1977.
17. Iglesias C.A., Rogers F.J. // *Astrophys. J.* 1991. V. 371. P. 408.
18. Faulkner J., Seward F.J. // *Astrophys. J.* 1992. V. 386. P. L55.
19. Grevesse N. // *Phys. Scripta*. 1984. V. T8. P. 49.
20. Cox A.N., Tabor J.E. // *Astrophys. J. Suppl.* 1976. V. 31. P. 271.
21. Christensen-Dalsgaard J. *Computational Procedures for GONG Solar Model Project*. 1988.
22. Gough D.O., Weiss N.O. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1976. V. 176. P. 589.
23. Christensen-Dalsgaard J., Gough D.O., Thompson M.J. // *Astrophys. J.* 1991. V. 378. P. 413.
24. Guzik J.A., Cox A.N. // *Astrophys. J.* 1993. V. 411. P. 394.

25. Christensen-Dalsgaard J. // *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics*. 1992. V. 62. P. 123.
26. Dziembowski W.A., Pamyatnykh A.A., Sienkiewicz R. // *Acta Astron.* 1992. V. 42. P. 5.
27. Dziembowski W.A., Goode P.R., Pamyatnykh A.A., Sienkiewicz R. // *Astrophys. J.* 1994. V. 432. P. 417.
28. Kim Y.-C., Demarque P., Guenther D.B. // *Astrophys. J.* 1991. V. 377. P. 407.
29. Sackmann I.J., Boothroyd A.I., Fowler W.A. // *Astrophys. J.* 1990. V. 360. P. 727.
30. Charbonnel C., Lebreton Y. // *Astrophys. J.* 1993. V. 280. P. 666.
31. Guenther D.B., Pinsonneault M.H., Bahcall J.N. // *Astrophys. J.* 1993. V. 418. P. 469.
32. Gabriel M. // *Astron. and Astrophys.* 1994. V. 281. P. 551.
33. Guenther D.B., Demarque P., Kim Y.-C., Pinsonneault M.H. // *Astrophys. J.* 1992. V. 387. P. 372.
34. Sackmann I.J., Boothroyd A.I., Kraemer K.E. // *Astrophys. J.* 1993. V. 418. P. 457.
35. Bahcall J.N., Ulrich R.K. // *Rev. Mod. Phys.* 1988. V. 60. P. 297.
36. Kaplan J., Martin de Volnay F., Tao C., Turck-Chieze S. // *Astrophys. J.* 1991. V. 378. P. 315.
37. Luo G. // *Astron. and Astrophys.* 1994. V. 281. P. 561.
38. Kuzurman P.A., Pamyatnykh A.A. // *Solar Phys.* 1983. V. 82. P. 223.
39. Vorontsov S.V., Marchenkov K.I. // *Solar Phys.* 1983. V. 82. P. 215.
40. Baturin V.A., Ajukov S.V. // *Inside the Stars. IAU Colloquium 137 / Eds Weiss W., Baglin A.* 1993. P. 69.
41. Eggleton P.P., Faulkner J., Flannery B.P. // *Astron. and Astrophys.* 1973. V. 23. P. 325.
42. Vorontsov S.V., Baturin V.A., Pamyatnykh A.A. // *Nature*. 1991. V. 349. P. 49.
43. Christensen-Dalsgaard J., Hernandes P. // *Challenges to Theories of the Structure of Moderate Mass Stars / Eds Gough D.O., Toomre J.* Heidelberg: Springer-Verlag, 1991. P. 43.
44. Christensen-Dalsgaard J. // *Astrophys. J.* 1992. V. 385. P. 354.
45. Christensen-Dalsgaard J., Proffit Ch., Thompson M.J. // *Astrophys. J.* 1993. V. 403. P. L75.
46. Guenther D.B. // *Astrophys. J.* 1994. V. 422. P. 400.

## Effect of Opacity on the Convective-Envelope Parameters in Solar Models

V. A. Baturin and S. V. Ayukov

High-precision calculations of a set of standard models of the Sun internal structure, using different opacity tables, are presented. Models are compared on the basis of two clue parameters – helium abundance and specific entropy in the convective zone. Effect of opacity on these two parameters in the radiative interiors is studied. Comparison of standard models, based on different opacity tables, shows that specific entropy in the envelope diminishes with growing opacity in the radiative zone, whereas helium abundance grows with opacity growing in the core. Investigation of static nonevolving models with modified opacities indicates to a general correlation between the envelope specific entropy and opacity in the radiative zone, outside the energy release region.

УДК 524.337-48

## ОБРАЗОВАНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР И ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ ГАММА-ЛИНИЙ ПРИ ВСПЫШКАХ НОВЫХ

© 1995 г. А. Д. Куряшов, А. В. Тутуков

ВИНИТИ, Москва, Россия

Институт астрономии, Москва, Россия

Поступила в редакцию 13.09.94 г.

Представлены результаты кинетических расчетов термоядерного горения в богатом водородном веществе при условиях характерных для оболочек новых, в которых вспышки происходят на СО-карликах. Показано, что наличие в СО-ядрах значительных содержаний  $^{22}\text{Ne}$  и  $^{25}\text{Mg}$  приводит к появлению в выбрасываемом веществе дополнительного количества радиоактивного  $^{22}\text{Na}$  и существенно увеличивает концентрацию в нем  $^{26}\text{Al}_g$ . Предложен простой "графический" способ определения возможности регистрации потока в гамма-линиях радиоактивных ядер, образующихся в значительных количествах при вспышках новых. Для близких новых с достаточно большим содержанием СНО-элементов в оболочке перед вспышкой продемонстрирована возможность наблюдения гамма-излучения в аннигиляционной линии.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Открытие галактической гамма-линии радиоактивного изотопа  $^{26}\text{Al}$  с помощью НЕАО-3 [1, 2] и последующее подтверждение этого на SMM [3] не только поставило вопрос о природе основного источника данного изотопа, но и, привлекая всеобщий интерес к обнаружению гамма-линий других ядер, укрепило давние [4] надежды астрофизиков на возможности гамма-диагностики нуклеосинтеза в различных объектах.

Соответствующее наблюдаемому потоку ( $4 \times 10^{-4} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ) количество  $^{26}\text{Al}$  в межзвездной среде оценивается в  $3M_{\odot}$  [2] и является настолько значительным, что его трудно объяснить практически всеми предлагавшимися источниками его образования. Не анализируя здесь их вероятный относительный вклад (см. [5, 6] и приведенные там ссылки), просто перечислим эти возможные источники: звезды асимптотической ветви гигантов, звезды Вольфа-Райе, новые и сверхновые II типа.

Идея о том, что высокотемпературное горение водорода в новых может дать значительное количество  $^{26}\text{Al}$ , высказана еще в работе [4]; литература, посвященная расчетам нуклеосинтеза в новых уже довольно обширна [7]. Отметим, что в двух наиболее подробных работах [8, 9], основанных на предположении, что состав оболочки либо близок к солнечному, либо обогащен углеродом и кислородом, подмешанными в процессе аккреции из нижележащих слоев СО-ядра, получены довольно низкие значения концентрации  $^{26}\text{Al}$ . На основании этих расчетов в обзоре [10] сделан вывод, что новые могут дать требуемое

количество  $^{26}\text{Al}$  только в случае, если для всех неопределенных величин взять их наиболее оптимальные пределы.

Однако гипотеза о том, что наблюдаемые у некоторых новых значительные содержания кислорода, неона и магния означают, что вспышки происходят на ОНеМг-карликах [11, 12], а также оценка достаточно большой доли таких событий в работе [13], т.е. выделение особого класса новых звезд, несколько изменяет ситуацию. Действительно, первые расчеты нуклеосинтеза в процессе вспышки новой с учетом обогащения оболочки  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{24}\text{Mg}$  [14, 15] дали увеличение содержания  $^{26}\text{Al}$  в ней более чем на порядок. При этом уменьшение приблизительно на порядок характерной массы выброшенной оболочки для более массивных ОНеМг-карликов и учет того, что частота таких новых составляет  $\sim 1/4$  от общей частоты новых [13], приводят к величине  $0.3 - 0.8M_{\odot}$  для выбрасываемого ими за время жизни в межзвездную среду  $^{26}\text{Al}$ .

В работе [15] для оболочки ОНеМг-карлика получено также значительно увеличенное содержание  $^{22}\text{Na}$  ( $\sim 10^{-5}$  по массе), а для СО-карликов отмечено, что получающиеся содержания  $^{13}\text{N}$ ,  $^{14}\text{O}$  и  $^{15}\text{O}$  настолько велики, что представляют интерес для гамма-наблюдений в аннигиляционной линии на стадии непрозрачной оболочки в соответствии с идеей и оценками работы [4].

В работе [16] исследован процесс образования  $^{26}\text{Al}$  и  $^{22}\text{Na}$  в оболочках новых как солнечного состава, так и обогащенных веществом СО- и ОНеМг-карликов для различных значений максимальной температуры в зоне горения и времени охлаждения. Вывод относительно  $^{26}\text{Al}$  аналогичен

приведенному выше: для новых на СО-ядрах концентрация и выбрасываемая масса  $^{26}\text{Al}$  невелики, в оболочках аккрецирующих ONeMg-карликов содержание радиоактивного алюминия во время вспышки значительно выше, но его количество в межзвездной среде, которое в среднем могут обеспечить такие новые, равно  $0.4 - 1 M_{\odot}$ . Содержание же  $^{22}\text{Na}$  в новых на ONeMg-карликах достаточно велико для того, чтобы наблюдать гамма-линию 1.275 МэВ для близких ( $\leq 1$  кпс) событий, но совершенно исключает возможность того, что значительная часть галактического  $^{22}\text{Ne}$  образовалась этим путем.

В работе [7] систематически изучен выход  $^{26}\text{Al}$  в зависимости от максимальной температуры и времени высокотемпературной фазы, а также варьировалось содержание тяжелых элементов  $Z$  (от С до Mg с сохранением солнечных отношений) от 2 до 30%. Авторы получили, что  $^{26}\text{Al}$  образуется в пределах определенной полосы на плоскости параметров  $T_{\max} - \tau_{\text{ex}}$ , где  $\tau_{\text{ex}}$  – время нарастания температуры от  $10^8$  К до  $T_{\max}$ . Конечное содержание  $^{26}\text{Al}$  оказалось пропорциональным  $Z$ , а проведенные авторами на основе своих результатов оценки показали, что ONeMg-новые могут, также в оптимистическом пределе, обеспечить до  $5M_{\odot}$   $^{26}\text{Al}$  в межзвездной среде.

Во всех упомянутых работах при повышенных содержаниях в оболочке углерода и кислорода использовались только изотопы  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ , а для ONeMg-карликов – только  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{24}\text{Mg}$ . Между тем, СО-ядра вовсе не состоят только из двух изотопов, а содержат и другие продукты гелиевого горения, среди которых, например,  $^{22}\text{Ne}$  и  $^{25}\text{Mg}$ . Их концентрация ( $\sim 1\%$  по массе) и распределение в СО-ядре [17, 18], а также принадлежность соответственно к NeMg- и MgAl-циклам указывают на необходимость включения этих изотопов в расчеты нуклеосинтеза. Аналогично для оболочек со значительным обогащением неоном и магнием необходимо учитывать изотопное распределение продуктов углеродного горения в ONeMg-ядрах, которое может оказаться на содержаниях радиоактивных изотопов.

Наблюдения гамма-линий радиоактивных ядер, в частности для новых, предоставляют уникальную возможность прямого определения условий в зоне горения и характеристик динамических процессов, вызванных термоядерной вспышкой. По соотношению времен жизни этих ядер и характерных времен для новых они могут быть разделены на несколько групп. Очень обильные в зоне горения нестабильные изотопы с временами жизни больше времени конвективного перемешивания оболочки могут появиться на поверхности на ранних этапах вспышки и дать достаточные для наблюдения, хотя и кратковременные, вспышки в гамма-линиях распада или в аннигиляционной

линии. Нестабильные ядра с временами жизни, превышающими время просветления оболочки в гамма-диапазоне (несколько дней), могут дать достаточный для наблюдений поток даже при сравнительно низких концентрациях. Наконец, те ядра, которые живут много больше времени между вспышками новых, могут накапливаться в межзвездной среде и давать приблизительно постоянный гамма-поток.

В соответствии со сказанным настоящая работа имела следующие цели: проведение расчетов кинетики ядерного горения в богатом водородом веществе для определения содержаний радиоактивных изотопов при условиях, характерных для новых, и с учетом достаточно больших концентраций  $^{22}\text{Ne}$  и  $^{25}\text{Mg}$ , попадающих в оболочку вместе с веществом СО-ядра (раздел 2; соответствующее изучение ONeMg-ядер и определение их вклада в галактический синтез  $^{26}\text{Al}$  предполагается провести в следующей работе), представление простого и удобного графического метода определения возможности наблюдения вспышек новых в гамма-линиях (раздел 3), оценка влияния более точного учета изотопного состава СО-ядер на возможности производства новыми  $^{26}\text{Al}$  (раздел 4).

## 2. МЕТОД И РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

При расчетах ядерного горения в новых мы используем однозонное приближение, когда вся оболочка имеет температуру и плотность, соответствующие приблизительно температуре и плотности на дне реальной зоны горения, а также однородный химический состав. Конечно, такое приближение, давая возможность провести кинетические расчеты для целого набора параметров и выявить возникающие при этом зависимости, не учитывает многих процессов, присутствующих при многозонном гидродинамическом моделировании вспышек и, прежде всего, перемешивания между зоной горения и остальной оболочкой. Впрочем, неопределенности конечных содержаний элементов, связанные с этим эффектом, не выходят за пределы неопределенностей, связанных, например, с количеством (и составом!) вещества, подмешиваемого в процессе акреции из ядра [8], или с использованием различных температурных профилей.

Температура и плотность при однозонных расчетах нуклеосинтеза задаются либо в соответствии с какими-либо гидродинамическими расчетами вспышек новых, сделанных с ограниченной кинетической схемой, либо аналитически. Обычно считается, что зависимость температуры от времени определяется, в основном, двумя параметрами – максимальной температурой и временем охлаждения, однако по этому вопросу имеется и

другое мнение [7]; профиль же плотности не оказывает существенного влияния на нуклеосинтез.

В настоящей работе температура и плотность считались постоянными в ходе горения. Такое изотермическое приближение, избавляя от необходимости выбора какой-либо формы времени-бого профиля температуры, оказывается вполне достаточным для выяснения хода эволюции ядерного состава и конечных содержаний изотопов при характерных для новых температурах и плотностях.

Начальный состав вещества брался либо солнечным (состав I), либо с увеличенными до 25% по массе содержаниями  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  (с соответствен-но уменьшенными содержаниями водорода и гелия) (состав II), либо, кроме того, с увеличенны-ми на 0.005 по массе содержаниями  $^{22}\text{Ne}$  и  $^{23}\text{Mg}$  (состав III). Последние два случая подразумева-ют приблизительно равные доли в оболочке ак-кремированного вещества солнечного состава и вещества ядра, состоящего из углерода и кисло-рода, а также, в последнем случае, содержащего по 1%  $^{22}\text{Ne}$  и  $^{23}\text{Mg}$  [17]. Используемая нами кинетическая схема содержит ядра элементов от угле-рода до кальция и является обновленной версией схемы, описанной в работе [6].

Результаты численных расчетов для неко-торых радиоактивных ядер представлены в таб-лице. Во второй колонке даны десятичные лога-рифмы времени жизни, в третьей – основной тип распада, в четвертой – энергии основных гамма-линий. Далее, для трех указанных выше началь-ных составов приведены весовые содержания ядер  $x$  при четырех значениях температуры  $T_8 = T/10^8\text{ K}$  и одинаковой для всех вариантов плотности  $\rho = 10^4 \text{ g/cm}^3$ . Верхнее число соответствует выго-ранию 1% водорода по массе ( $\delta X = 0.01$ ), а ни-жнее – 10%. Легко заметить, что все испытываю-щие позитронный распад и дающие гамма-линии ядра, приведенные в таблице, разбиваются по временам жизни на три указанные ранее группы следующим образом: к первой группе относятся все короткоживущие ядра, ко второй –  $^{22}\text{Na}$ , к тре-тьей –  $^{26}\text{Al}$ . Рассмотрим особенности образования элементов каждой группы в процессе горения.

Для солнечного химического состава содержа-ние  $^{13}\text{N}$  значительно только при низких темпе-ратурах и быстро падает с ростом температуры гор-ения, когда этот изотоп переходит в изотопы кислорода  $^{14}\text{O}$  и  $^{15}\text{O}$ . Последние, напротив, за ис-ключением наиболее низкотемпературного случая, имеют практически одинаковые содержа-ния при разных температурах и содержат в сумме почти весь начальный CNO-состав, что является характерным признаком горячего CNO-цикла. Изотопы  $^{17}\text{F}$  и  $^{18}\text{F}$ , так же как  $^{13}\text{N}$ , имеют заметные содержа-ния при низких температурах, а, кроме того, лишь в начале водородного горения.

Максимальные концентрации  $^{30}\text{P}$  достигаются при средних температурах (для выбранных нами ха-рактерных величин степени выгорания водорода), а для остальных элементов тяжелее алюминия – при высоких температурах в начале водородного горения, т.е. при  $\delta X \approx 0.01$ .

Следует отметить, что, поскольку все рассмат-риваемые ядра нестабильны и их начальные со-держания равны нулю, а конечные также рано или поздно окажутся близкими к нулю, то форма кривой их содержания по времени всегда имеет горбообразный вид, обычно с одним максимумом. Однако этот максимум не всегда находится внутри рассматриваемого интервала от начала горения и до выгорания 12 - 15% водорода. Тогда содержание такого изотопа является либо при-мерно постоянной, либо нарастающей со време-нем величиной.

Именно такое поведение демонстрируют кон-центрации  $^{14}\text{O}$ ,  $^{15}\text{O}$  и, например,  $^{37}\text{Ar}$  и  $^{38}\text{K}$  при низ-ких температурах. Концентрации последних двух изотопов при высоких температурах имеют мак-симум внутри рассматриваемого интервала (т.е. до уменьшения содержания водорода на несколь-ко процентов), а затем значительно падают. Поло-жение и величина этого максимума определяются соотношением скоростей образования и разруш-ения ядер данного типа, часто максимум концентрации быстро смещается к началу водородного горения при увеличении температуры.

Содержание  $^{22}\text{Na}$  при горении вещества солнечного состава невелико и растет в начале горения при учете содержания короткоживущего  $^{22}\text{Mg}$  с ростом температуры,  $^{26}\text{Al}$  имеет весовую долю порядка  $10^{-5}$  при низких температурах. Для обоих этих изотопов справедливо последнее за-мечание о смещении максимума концентрации: их максимальные содержания при высоких тем-пературах сравнимы с величинами, указанными в таблице для более низких температур, но дости-гаются они в самом начале горения и, соответст-венно, малых выгораниях водорода, так что не предстаивают интереса при учете характерных времен для новых.

Для вещества, обогащенного только изотопами  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  (состав II в таблице), так что их сум-марная весовая доля равна 0.5, содержа-ния радиоактивных изотопов N, O, F, конечно, весьма зна-чительны, поскольку, как уже отмечалось, их суммарное количество в процессе горения прак-тически равно начальному содержанию CNO-эле-ментов. При этом ядра  $^{13}\text{N}$ , образующиеся из начального углерода, наиболее обильны в начале горения, а затем они переходят в  $^{14}\text{O}$  и  $^{15}\text{O}$ ; изото-пы же фтора, образующиеся из медленнее сгораю-щего начального кислорода, имеют большие кон-центрации в конце рассматриваемой нами фазы горения.

Таблица 1

Изотоп	$\lg \tau$	Тип распада	$E_\gamma$ , МэВ	Состав I				Состав II				Состав III				Процент продукта $\alpha$	
				T <sub>8</sub>													
				1.0	1.5	2.0	2.5	1.0	1.5	2.0	2.5	1.0	1.5	2.0	2.5		
<sup>13</sup> N	2.94	$\beta^+$	0.511	1.8 - 3 2.4 - 3	8.3 - 5 9.4 - 5	6.6 - 6 7.3 - 6	1.0 - 6 1.1 - 6	1.4 - 1 7.1 - 2	1.2 - 1 6.5 - 3	1.2 - 1 5.5 - 4	1.1 - 1 8.1 - 5	1.4 - 1 7.1 - 2	1.2 - 1 6.5 - 3	1.2 - 1 4.5 - 4	1.1 - 1 8.2 - 5	4.6 - 5	
<sup>14</sup> O	2.01	$\beta^+$	0.511, 2.31	1.8 - 3 2.2 - 3	4.4 - 3 4.7 - 3	4.6 - 3 4.7 - 3	4.6 - 3 4.7 - 3	4.2 - 3 2.9 - 2	4.9 - 3 1.6 - 1	6.2 - 3 2.1 - 1	7.0 - 3 2.5 - 1	4.1 - 3 2.8 - 2	4.7 - 3 1.6 - 1	7.0 - 3 2.2 - 1	6.5 - 3 2.5 - 1	9.4 - 4	
<sup>15</sup> O	2.25	$\beta^+$	0.511	3.9 - 3 4.8 - 3	8.8 - 3 8.8 - 3	9.0 - 3 8.9 - 3	8.9 - 3 8.9 - 3	5.3 - 5 7.5 - 2	1.1 - 4 2.6 - 1	5.1 - 4 2.7 - 1	8.3 - 4 2.6 - 1	5.2 - 5 7.3 - 2	1.1 - 4 2.5 - 1	5.3 - 4 2.2 - 1	8.2 - 4 2.5 - 1	3.7 - 6	
<sup>17</sup> F	1.99	$\beta^+$	0.511	1.2 - 4 2.1 - 6	3.3 - 4 3.1 - 6	2.4 - 5 9.0 - 7	2.2 - 7 1.2 - 7	1.3 - 3 7.8 - 3	2.0 - 3 1.1 - 1	2.9 - 3 7.4 - 2	3.3 - 3 2.2 - 2	1.3 - 3 7.7 - 3	2.0 - 3 1.1 - 1	3.0 - 3 1.1 - 1	3.2 - 3 3.4 - 2	3.4 - 6	
<sup>18</sup> F	3.98	$\beta^+$	0.511	1.6 - 3 2.3 - 5	1.4 - 5 1.4 - 7	1.7 - 6 5.7 - 8	2.0 - 7 6.0 - 8	3.9 - 7 1.2 - 2	3.5 - 7 1.1 - 2	8.4 - 7 2.9 - 3	1.0 - 6 6.4 - 3	3.9 - 7 1.2 - 2	5.0 - 7 1.2 - 2	9.1 - 7 3.0 - 3	8.0 - 7 8.5 - 3	1.9 - 5	
<sup>22</sup> Na	8.07	$\beta^+$	0.511, 1.275	7.8 - 7 8.3 - 7	1.4 - 5 1.9 - 6	3.1 - 5 8.0 - 12	8.0 - 5 1.7 - 9	4.0 - 6 7.7 - 7	1.1 - 7 5.8 - 6	2.8 - 7 8.5 - 5	7.0 - 7 4.9 - 4	4.0 - 6 7.8 - 7	1.4 - 7 1.3 - 5	3.0 - 7 2.8 - 4	6.5 - 7 7.9 - 4	1.8 - 4	
<sup>26</sup> Al <sub>g</sub>	13.5	$\beta^+$	0.511, 1.12, 1.81	4.3 - 6 7.5 - 6	3.7 - 5 2.7 - 6	3.9 - 6 5.3 - 13	3.7 - 7 8.0 - 12	1.9 - 9 5.0 - 7	2.5 - 7 7.8 - 5	4.7 - 6 1.5 - 5	1.8 - 5 1.8 - 6	1.2 - 7 6.6 - 6	1.5 - 5 5.9 - 4	3.2 - 4 1.1 - 4	1.1 - 3 1.2 - 5	8.9 - 5	
<sup>30</sup> P	2.34	$\beta^+$	0.511, 2.23	7.6 - 10 6.6 - 10	9.5 - 6 1.2 - 5	2.2 - 5 4.0 - 10	1.2 - 6 3.0 - 11	1.8 - 11 2.9 - 10	4.5 - 8 6.1 - 5	1.4 - 6 8.2 - 6	7.3 - 6 7.0 - 11	4.3 - 12 9.5 - 6	4.4 - 8 1.8 - 4	1.5 - 6 4.2 - 5	7.1 - 6 4.2 - 5	2.7 - 5	
<sup>34</sup> Cl <sub>m</sub>	3.44	$\beta^+$	0.511, 0.145, 2.12	1.0 - 11 1.9 - 11	2.8 - 7 1.4 - 7	1.9 - 5 1.3 - 9	1.8 - 5 3.6 - 10	3.8 - 12 3.1 - 12	4.1 - 10 2.1 - 8	3.7 - 9 1.5 - 5	1.4 - 8 8.2 - 5	3.7 - 12 3.0 - 12	4.1 - 10 1.9 - 8	3.8 - 9 1.6 - 5	1.4 - 8 2.0 - 4	2.1 - 5	
<sup>37</sup> Ar	6.64	EC	-	3.9 - 9 2.6 - 8	1.2 - 6 5.2 - 5	7.7 - 4 3.2 - 7	1.0 - 4 1.7 - 9	7.3 - 12 5.1 - 10	2.9 - 11 1.6 - 7	3.5 - 11 9.3 - 6	3.0 - 11 2.5 - 4	7.1 - 12 4.9 - 10	2.8 - 11 1.5 - 7	3.9 - 11 6.2 - 6	3.0 - 11 2.2 - 4	1.2 - 6	
<sup>38</sup> K	2.82	$\beta^+$	0.511, 2.17	1.0 - 16 5.7 - 16	7.1 - 11 2.4 - 9	4.8 - 6 1.8 - 9	1.4 - 5 2.3 - 10	7.6 - 20 4.8 - 18	5.2 - 17 3.0 - 12	8.0 - 16 2.0 - 8	3.6 - 15 1.4 - 5	7.2 - 20 4.5 - 18	5.0 - 17 2.7 - 12	9.0 - 16 1.4 - 8	3.4 - 15 1.2 - 5	1.1 - 7	

Примечание. 1. Запись  $a - b$  означает  $a \times 10^{-b}$ . 2. Для каждого изотопа в верхней строчке приведено  $x$  при выгорании 1% водорода, в нижней – 10%. Приведенное содержание для <sup>18</sup>F и <sup>22</sup>Na включает в себя содержания короткоживущих <sup>18</sup>Ne и <sup>22</sup>Mg соответственно.

Для относительно тяжелых ядер, начиная с  $^{30}\text{P}$ , увеличения концентраций по сравнению с горением вещества солнечного состава заметны только при высоких температурах в самом конце рассматриваемой фазы горения, что связано с их образованием из начальных углерода и кислорода за счет разрушения CNO-цикла и последующего  $r\bar{p}$ -процесса. При этом их содержания в начале горения (при  $\delta X = 0.01$ ) обычно значительно меньше, чем в случае состава при тех же температурах, поскольку времена горения, определяемые горячим CNO-циклом, здесь значительно короче и соответствующие реакции на изначально существующих в этом интервале масс ядрах, а также реакции  $r\bar{p}$ -процесса просто не успевают пройти.

Содержание  $^{22}\text{Na}$  в рассматриваемом случае значительно возрастает при высоких температурах при  $\delta X \approx 0.1$ . Содержание  $^{26}\text{Al}_g$ , кроме случая наиболее низкотемпературного горения, также возрастает, особенно при средних значениях температуры и  $\delta X \approx 0.1$ .

Добавление в начальную смесь по 0.5% массовой доли  $^{22}\text{Ne}$  и  $^{25}\text{Mg}$  (состав III в таблице) практически не изменяет характеристики водородного горения в горячем CNO-цикле и, в частности, содержаний всех легких радиоактивных изотопов. Для ядер за алюминием содержания также практически не меняются, за исключением самых легких из них —  $^{30}\text{P}$  и  $^{34}\text{Cl}_g$ , при максимальной температуре в конце рассматриваемой фазы горения, что связано с увеличением потока за пределы MgAl-цикла. Содержание  $^{22}\text{Na}$  увеличивается, так, что значительное увеличение начального количества вещества в NeNa-цикле заметно только при высоких температурах и  $\delta X \approx 0.1$ . Концентрация  $^{26}\text{Al}_g$ , тоже увеличивается довольно значительно, кроме того, здесь достаточно хорошо видно смещение максимума концентрации к началу горения при увеличении температуры.

### 3. О ВОЗМОЖНОСТЯХ НАБЛЮДЕНИЙ ГАММА-ЛИНИЙ ОТ НОВЫХ ЗВЕЗД

Оценим потоки в гамма-линиях радиоактивных изотопов, образующихся при высокотемпературном водородном горении при вспышках новых в рамках однозонного приближения, т.е. рассматривая всю оболочку как однородный и химически однородный шаровой слой, расширяющийся с постоянной скоростью  $v$ . Обозначим массу оболочки  $M$ , содержание радиоактивного изотопа с атомной массой  $A$  и временем жизни  $\tau$  равно  $x$ . Предполагая оболочку уже оптически тонкой для гамма-излучения, имеем тогда для условия регистрации потока в линии через время  $t$  от начала вспышки:

$$\frac{g M x e^{-t/\tau}}{A m_p \tau 4 \pi r^2} \geq F_{\min}, \quad (1)$$

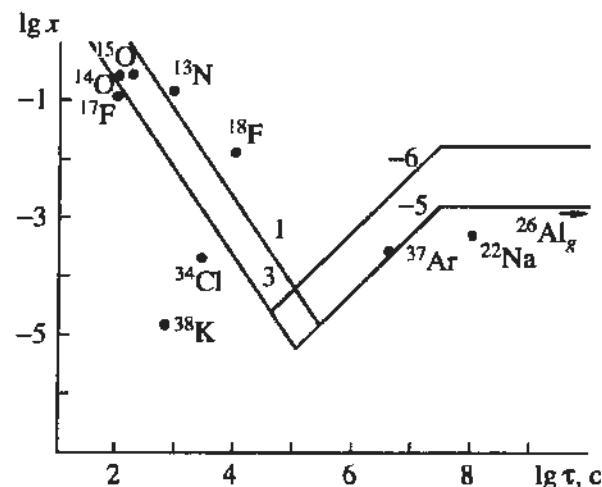


Рис. 1. Условия видимости гамма-линий на плоскости "lg x-lg t". Точками обозначены максимальные полученные содержания изотопов при указанных в тексте значениях  $\delta X$ . Цифры "1" и "3" означают скорости расширения оболочки на непрозрачной стадии в единицах  $10^8 \text{ см/с}$ ; цифры "-5" и "-6" указывают на массы прозрачных оболочек  $10^{-5}$  и  $10^{-6} M_\odot$  соответственно.

где  $g$  — количество гамма-квантов на один распад,  $m_p$  — атомная единица массы,  $r$  — расстояние до новой,  $F_{\min}$  — минимальный регистрируемый поток.

Минимальный поток для приемника OSSÉ на спутнике GRO при времени наблюдения  $10^6$  с и энергиях  $E_\gamma = 0.5 - 2 \text{ МэВ}$  равен приблизительно  $2 \times 10^{-5}$  фот./см $^2$  с [19]. При этом предел чувствительности детекторов зависит от времени накопления сигнала  $\delta t$  как  $\delta t^{-1/2}$ . Поэтому для минимального потока имеем  $F_{\min}(\delta t) = F_{\min}(10^6 \text{ с})(10^6/\delta t)^{1/2}$ , что при обычных временах наблюдения  $\sim 10^5$  с дает  $F_{\min} = 6.3 \times 10^{-5}$  фот./см $^2$ .

Для оценки характерных расстояний будем использовать параметры ближайшей новой, вспыхнувшей в течение года в Галактике. Согласно [20], локальная частота новых в галактическом диске равна  $f = 10^{-7} \text{ пс}^{-2} \text{ год}^{-1}$ . Отсюда вероятное расстояние до ближайшей в данном году новой  $r = (\pi f)^{-1/2} \approx 1.8 \text{ кпс}$ . Тогда, полагая  $g = 1$ , среднее значение атомной массы  $A = 25$ , время просветления оболочки в гамма-диапазоне и, соответственно, время наблюдения от начала вспышки меньше времени жизни ядра  $\tau$ , имеем:

$$\frac{x}{\tau} \geq \frac{5.1 \times 10^{-16}}{M}, \quad (2)$$

где масса оболочки выражена в массах Солнца. Линии, отвечающие условию равенства в (2) для двух значений массы оболочки  $10^{-5}$  и  $10^{-6} M_\odot$ , изображены на рисунке на плоскости "lg x-lg t".

При  $\tau > 1 \text{ год} \approx 3 \times 10^7 \text{ с}$  условие (2) разумно заменить на условие видимости ближайшей новой, вспыхивающей за время жизни данного типа ядер, т.е. на характерном расстоянии  $r = (\pi f t^*)^{-1/2}$ , где

$\tau^*$  – время жизни в годах. Тогда условие (2) принимает вид

$$x \geq 1.61 \times 10^{-8}/M. \quad (3)$$

Соответствующие двум указанным массам оболочки горизонтальные линии, отвечающие равенству в (3), ограничивают на рисунке линии, отвечающие равенству в (2), справа. Слева же, т.е. при коротких временах жизни ядер и, соответственно, при коротких временах наблюдения от начала вспышки, оболочки новых являются оптически толстыми для гамма-квантов. Поток в линии тогда определяется внешними частями оболочки, т.е. шаровым слоем с оптической толщиной меньше единицы. Предполагая, что этот шаровой слой геометрически тонкий, имеем для его массы  $M = 4\pi R^2 \delta R \rho$ , где  $R$  – радиус оболочки,  $\delta R$  – толщина слоя ( $\delta R/R \ll 1$ ),  $\rho$  – плотность.

Пробег фотонов с энергией около 1 МэВ составляет  $r \delta R = 1/\kappa = 10 \text{ г/см}^2$  [4], где  $\kappa$  – непрозрачность вещества, при этом лишь около четверти гамма-квантов, рождающихся в этом шаровом слое, выходят из него без рассеяния. Для радиуса оболочки, расширяющейся достаточно быстро, так что при всех рассматриваемых временах жизни ядер  $R \gg R_0$ , где  $R_0$  – радиус карлика до вспышки, можно положить  $R = vt$ . Тогда условие регистрации гамма-линий принимает вид

$$\frac{10g\chi v^2 t^2 e^{-t/\tau}}{4A m_p \tau r^2} \geq F_{\min}. \quad (4)$$

Время накопления сигнала теперь принимаем равным  $\tau$ , поэтому  $F_{\min} = 2 \times 10^{-2} \tau^{-1/2}$ . Используя максимальное значение левой части (4) при  $t = 2\tau$  и подставляя ранее принятые значения, получим

$$xt^{3/2} \geq 1.9 \times 10^3 / v_8^2, \quad (5)$$

где  $v_8 = v/10^8 \text{ см/с}$ . Линии, отвечающие равенству в (5), для двух значений  $v_8 = 1$  и  $v_8 = 3$  представлены на рисунке. Здесь уместно отметить, что условие видимости гамма-линий для оптически толстой оболочки не зависит от ее массы, а только от скорости расширения.

Конечно, между двумя крайними случаями, соответствующими равенствам в (2) и (4) и определяющими на рисунке две системы прямых линий, находится переходная область, условие регистрации потока в гамма-линии в которой зависит от соотношения между временем просветления оболочки и временем накопления сигнала. Время просветления оболочки, в свою очередь, определяется ее массой и скоростью расширения. Простые оценки, однако, показывают, что эта область довольно узкая по  $\tau$  в окрестности  $10^5 \text{ с}$ , в которой нет радиоактивных ядер, существенных для водородного горения. Поэтому для качественного анализа видимости гамма-линий достаточно двух рассмотренных случаев.

Как видно из рисунка и таблицы, в случае вещества солнечного состава (состав I) лишь аннигиляционная линия от позитронного распада  $^{18}\text{F}$  может быть зарегистрирована на ранней стадии вспышки ближайшей новой с достаточно большой скоростью расширения оболочки. Однако для состава II, соответствующего часто наблюдаемому в выбросах новых повышенному содержанию CNO-элементов (см. таблицу в [21]), кроме уверенно наблюдаемых аннигиляционных линий от распадов  $^{18}\text{F}$  и  $^{13}\text{N}$ , могут, при благоприятных условиях (достаточные концентрация CNO-элементов в оболочке и скорость ее расширения) быть видны аннигиляционные линии от распадов  $^{14}\text{O}$  и  $^{15}\text{O}$  и даже  $^{17}\text{F}$  (см. таблицу). Ядра  $^{14}\text{O}$  дают кроме того, линию 2.31 МэВ сравнимой с аннигиляционной линией интенсивности. Максимальные содержания нестабильных NOF-изотопов для этого состава изображены точками на рисунке.

Для состава III, как уже отмечалось, содержания радиоактивных NOF-изотопов практически совпадают с их содержаниями для состава II. Содержания остальных нестабильных короткоживущих изотопов (за исключением  $^{34}\text{Cl}_m$ , находящегося для состава III (см. рисунок) вблизи "границы видимости"), несмотря на довольно значительно повышенные в некоторых случаях значения, остаются для всех начальных составов все-таки недостаточными для наблюдения соответствующих линий.

Полученные нами концентрации  $^{22}\text{Na}$  достаточно велики, чтобы предполагать возможность наблюдения гамма-линии 1.275 МэВ от ближайших новых на CO-карликах.

Изотоп  $^{26}\text{Al}_g$  становится для состава III настолько обильным, что, хотя наблюдение в его гамма-линии вспышки ближайшей новой за время жизни этого изотопа  $\sim 10^6$  лет представляется возможным, хотя и маловероятным (см. рисунок), такие содержания уже сравнимы с предсказываемыми для ONeMg-карликов [16] и могут изменить относительную роль новых в синтезе  $^{26}\text{Al}_g$  в Галактике. Ясно, что это увеличение содержания  $^{26}\text{Al}_g$  связано с увеличением начального содержания  $^{25}\text{Mg}$ , непосредственно предшествующего  $^{26}\text{Al}_g$  MgAl-цикле.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Детальное сравнение полученных нами для разных начальных составов содержаний нестабильных NOF-изотопов, синтезируемых во время вспышки, с работами других авторов затруднено по двум причинам: во-первых, во всех упомянутых расчетах нуклеосинтеза в новых приводят содержания в конце процесса горения или даже выброшенном веществе, во-вторых, начальны-

составы вещества оболочки для СО-карликов, используемые в разных работах, весьма различны.

Однако и в наших расчетах и в большинстве цитируемых работ отмечается, что характерным признаком горячего CNO-цикла является переход практически всех стабильных ядер в диапазоне масс, соответствующем CNO-элементам, в радиоактивные NOF-изотопы. При этом их относительные концентрации определяются скоростями ядерных реакций CNO-цикла и, в частности, временами жизни NOF-ядер. Таким образом, содержания этих ядер можно считать, при прочих одинаковых условиях, пропорциональными начальному обогащению оболочки CNO-элементами и полученные нами значения являются в этом смысле вполне характерными.

Приведенные в таблице значения содержания  $^{22}\text{Na}$  для начальных составов I и II сопоставимы с полученными в работах [7, 15, 16] при солнечном и обогащенном углеродом и кислородом начальных составах оболочки, учет значительного наличия  $^{22}\text{Ne}$  в СО-ядрах приводит к увеличению содержания радиоактивного  $^{22}\text{Na}$  в оболочке.

Учет наличия в СО-ядрах  $^{25}\text{Mg}$  приводит к значительному увеличению содержания  $^{26}\text{Al}_g$ . Действительно, содержание  $^{26}\text{Al}_g$  для составов I и II (см. таблицу) соответствует результатам работ [7, 15, 16] для аналогичных начальных составов, а для состава III – находится между значениями содержаний  $^{26}\text{Al}_g$ , полученными в работах [15, 16] для ONeMg-карликов.

Оценим вклад новых, в которых вспышки происходят на СО-карликах, в галактический синтез  $^{26}\text{Al}_g$  на основе полученного нами содержания этого изотопа. Примем его характерное значение равным  $10^{-3}$  по массе, частоту новых в Галактике равной  $40 \text{ год}^{-1}$ , среднюю массу выбрасываемой оболочки  $10^{-5} M_{\odot}$ . Тогда за время жизни  $^{26}\text{Al}_g$  ( $1.04 \times 10^6$  лет) в межзвездную среду выбрасывается  $0.4 M_{\odot}$  этого изотопа, что с учетом неопределенностей, особенно значительных при оценке характерных значений концентраций и массы выбрасываемой оболочки, совпадает с ранее приведенными оценками для ONeMg-карликов. Этот результат представляется интересным потому, что сохраняет возможность значительного образования  $^{26}\text{Al}_g$  в новых даже при понижении относительной доли новых на ONeMg-карликах, указание на которое появилось в последнее время [21].

Отметим, что предложенный в настоящей работе "графический" метод определения возможности наблюдения ближайших новых в гамма-линиях достаточно прост и удобен для диагностики. С разумной точностью используемые в нем "границы видимости" зависят лишь от двух параметров – массы оболочки и скорости ее расширения. При этом получаемые с его помощью

результаты полностью соответствуют выводам работы [19], опирающимся на специально разработанную модель аннигиляционного гамма-излучения на стадии непрозрачной оболочки при вспышках новых. Конечно, эти результаты, основанные на однозонном приближении, нуждаются в проверке и уточнении. Детальные гидродинамические расчеты с учетом нуклеосинтеза в NeNa- и MgAl-циклах, которые ведутся сейчас несколькими группами (см., например, [22]), должны, кроме всего прочего, дать ответ на вопрос: попадают ли продукты термоядерного горения со дна оболочки на уровень оптической прозрачности в гамма-диапазоне и насколько быстро это происходит.

Итак, при вспышках новых, содержащих СО-карлики, наиболее вероятным является наблюдение аннигиляционной линии от позитронных распадов  $^{18}\text{F}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{15}\text{O}$ ,  $^{14}\text{O}$  и  $^{17}\text{F}$  на ранней стадии оптически толстой в гамма-диапазоне оболочки. При этом для  $^{18}\text{F}$  и  $^{13}\text{N}$  запас по потоку достаточно велик, чтобы можно было рассчитывать наблюдать новые со значительным начальным обогащением оболочки CNO-элементами с расстояния в несколько килопарсек или несколько раз в год. Продолжительность гамма-вспышек такого рода в случае  $^{13}\text{N}$  может быть около 30 мин, а в случае  $^{18}\text{F}$  – несколько часов. Кроме аннигиляционной линии, достаточно интересными при благоприятных условиях или для близких новых представляются линия 2.31 МэВ кислорода  $^{14}\text{O}$  и две линии метастабильного состояния ядра хлора  $^{34}\text{Cl}_m$ . Наблюдение же хотя бы одной новой на СО-карлике в линии  $^{26}\text{Al}_g$  и в линии  $^{22}\text{Na}$  представляется возможным, хотя и при существующих инструментах маловероятным.

По крайней мере, новые остаются перспективными источниками  $^{26}\text{Al}_g$  в Галактике, причем учет наличия в СО-ядрах  $^{25}\text{Mg}$  приводит к тому, что отпадает необходимость связывать синтез  $^{26}\text{Al}_g$  в основном со вспышками на ONeMg-карликах.

Выражаем благодарность Н.Н. Чугаю за полезные обсуждения. А.В. Тутуков благодарит Международный научный фонд за грант MPT000.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mahoney W.A., Ling J.C., Jacobson A.S., Lingenfelter R.E. // *Astrophys. J.* 1982. V. 262. P. 742.
2. Mahoney W.A., Ling J.C., Wheaton W.A., Jacobson A.S. // *Astrophys. J.* 1984. V. 286. P. 578.
3. Share G.H., Kinzer R.L., Kurfess J.D. et al. // *Astrophys. J. (Lett.)*. 1985. V. 292. P. 61.
4. Clayton D.D., Hoyle F. // *Astrophys. J. (Lett.)*. 1974. V. 187. P. 101.
5. Higdon J.C. // *Nucl. Spectrosc. Astrophys. Sources: Workshop*. N.Y., 1988. P. 167.

7. Nofar I., Shaviv G., Starrfield S. // *Astrophys. J.* 1991. V. 369. P. 440.
8. Hillebrandt W., Thielemann F.-K. // *Astrophys. J.* 1982. V. 255. P. 617.
9. Wiescher M., Gorres J., Thielemann F.-K., Ritter H. // *Astron. and Astrophys.* 1986. V. 160. P. 56.
10. Clayton D.D., Leising M.D. // *Phys. Reports.* 1987. V. 144, № 1.
11. Law W.Y., Ritter H. // *Astron. and Astrophys.* 1983. V. 63. P. 265.
12. Starrfield S., Sparks W.M., Truran J.W. // *Astrophys. J. (Lett.)*. 1986. V. 303. P. 5.
13. Truran J.W., Livio M. // *Astrophys. J.* 1986. V. 308. P. 721.
14. Hoffman R.D., Woosley S.E. // *Bull. Amer. Astron. Soc.* 1987. V. 18. P. 948.
15. Wolff M.T., Leising M.D. // *Nucl. Spectrosc. Astrophys. Sources: Workshop*. N.Y., 1988. P. 136.
16. Weiss A., Truran J.W. // *Astron. and Astrophys.* 1990. V. 238. P. 178.
17. Iben I., Tutukov A.V. // *Astrophys. J. Suppl.* 1985. V. 58. P. 661.
18. Arnett W.D., Thielemann F.-K. // *Astrophys. J.* 1985. V. 295. P. 589.
19. Leising M.D., Clayton D.D. // *Astrophys. J.* 1987. V. 323. P. 159.
20. Duerbeck H.W. // *Physics of classical novae*. IAU Coll. № 122. 1990. P. 34.
21. Livio M., Truran J.W. // *Astrophys. J.* 1994. V. 425. P. 797.
22. Starrfield S., Truran J.W., Politano M. et al. // *Phys. Rep.* 1993. V. 227. P. 223.

## Production of Radioactive Nuclei and Detectability of $\gamma$ -Ray Lines from Nova Outbursts

A. D. Kudryashov and A. V. Tutukov

We report the results of nucleosynthesis calculations of thermonuclear burning in hydrogen-rich matter under conditions typical of the envelopes of novae occurring on CO white dwarfs. It is shown that substantial abundances of  $^{22}\text{Ne}$  and  $^{25}\text{Mg}$  in CO cores do not lead to the production of an appreciable amount of radioactive  $^{22}\text{Na}$  in the ejected material, but they result in a significant increase in  $^{26}\text{Al}_\gamma$  concentration. A simple, "graphical" method for assessing the detectability of  $\gamma$ -ray line fluxes from radioactive nuclei formed in large quantities during nova outbursts is proposed. For nearby novae with fairly high CNO abundances in their envelopes before an outburst,  $\gamma$ -ray radiation in the annihilation line is shown to be observable.

УДК 524.354.4

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ И КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ ПУЛЬСАРОВ

© 1995 г. И.Ф. Малов, О.И. Малов

Физический институт им. П.И. Лебедева, Москва, Россия

Поступила в редакцию 11.04.94 г.

Проведен анализ зависимости светимости и других энергетических характеристик от параметров пульсаров для объектов с периодами  $P \geq 1$  с и с  $P < 0.1$  с. Показано, что пульсары первой группы имеют, в среднем, меньшую светимость, но выше коэффициент трансформации энергии вращения в радиоизлучение. В короткопериодических пульсарах наблюдается высокая степень корреляции между светимостью и величиной магнитного поля вблизи светового цилиндра, а также между светимостью и углом наклона магнитной оси к оси вращения. Эти корреляции согласуются с предсказаниями модели генерации излучения у пульсаров с короткими периодами в окрестности светового цилиндра.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В работах [1 - 3] сообщается о статистических отличиях в наблюдаемых параметрах у пульсаров с длинными и с короткими периодами. В частности, по-разному у этих двух групп ведут себя зависимости ширины импульса от периода пульсара, полное изменение позиционного угла линейной поляризации в среднем импульсе, остаточные уклонения времен прихода импульса, различаются также их спектры. В этих же работах было показано, что наблюдаемые отличия могут быть объяснены в предположении о формировании излучения на умеренных расстояниях от поверхности нейтронной звезды ( $r \ll r_{LC} = \frac{cP}{2\pi}$ ) у долгопериодических объектов и вблизи светового цилиндра ( $r \sim r_{LC}$ ) у пульсаров с короткими периодами. В настоящее время получены точные значения интегральной радиосветимости для 232 пульсаров [4]. Новые данные дают возможность проверить гипотезу о различии пульсаров с сильно отличающимися периодами на основе сравнения энергетических характеристик у этих двух групп объектов. Такому сравнению и посвящена настоящая работа.

В [4] был проведен первичный статистический анализ полученных значений светимостей для всей выборки без разделения пульсаров по величине периода. Здесь мы будем проводить вычисления отдельно для пульсаров с  $P > 1$  с и с  $P < 0.1$  с, которые, по нашему мнению, наиболее ярко отражают свойства каждой из указанных выше групп.

При  $P > 1$  с радиус светового цилиндра  $r_{LC} > 5 \times 10^9$  см, что значительно больше тех расстояний ( $r \sim 10^8 - 10^9$  см), на которых формируется наблюдаемое радиоизлучение [5 - 6]. У пульса-

ров с  $P < 0.1$  с  $r_{LC} < 10^8$  см, и излучение генерируется вблизи светового цилиндра.

### 2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО СВЕТИМОСТЯМ

В работе [4] было получено распределение пульсаров по светимостям  $N(\lg L)$ , которое оказалось достаточно узким (светимость 88% объектов заключена в пределах от  $10^{27}$  до  $10^{30}$  эрг/с при  $\bar{\lg L} = 28.4$  и при среднеквадратичном отклонении  $S_{\lg L} = 1.0$ ). Наши вычисления для двух групп пульсаров показали (рис. 1), что такое распределение обусловлено долгопериодическими объектами ( $P \geq 1$  с) :  $\bar{\lg L} = 28.0$ ,  $S_{\lg L} = 0.8$  у 90% объектов с  $27 < \lg L < 30$ . Что касается пульсаров с  $P < 0.1$  с, то для них распределение по светимостям почти равномерное в диапазоне от  $10^{27}$  до  $10^{32}$  эрг/с при значительно больших средних значениях светимости  $\bar{\lg L} = 29.8$  и среднеквадратичного отклонения  $S_{\lg L} = 1.4$ . Следует, однако, подчеркнуть, что малое число короткопериодических объектов ( $n = 8$ ) делает их статистику очень бедной, и это нужно иметь в виду при анализе всех полученных в данной работе выводов.

### 3. ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ОТ ПЕРИОДА

В работе [4] для всей выборки получен вывод о зависимости интегральной мощности излучения в импульсе  $\mathcal{E} = \int E_v dv$  от периода  $\mathcal{E} \propto \sqrt{P}$  (в предположении, что  $W \propto \sqrt{P}$ ). Представляет интерес проанализировать, как зависит  $\mathcal{E}$  от  $P$  для рассматриваемых групп пульсаров. С этой целью прежде всего были вычислены зависимости  $W(P)$

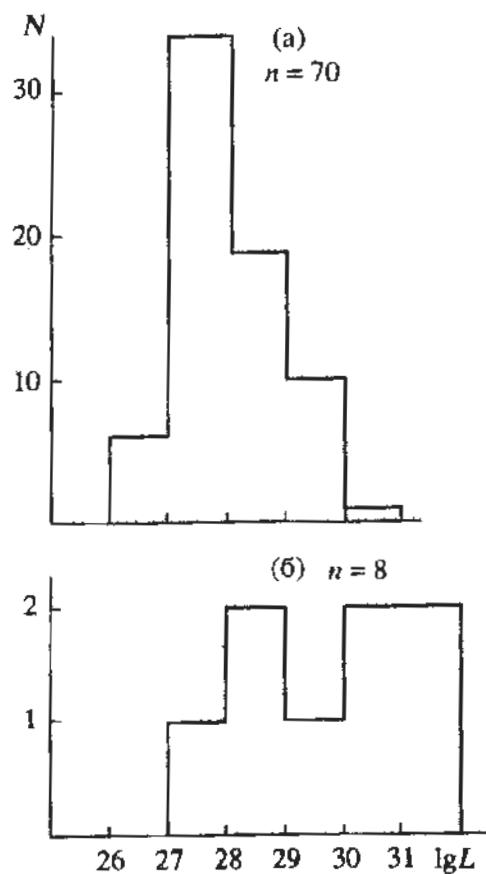


Рис. 1. Гистограмма распределения логарифмов светимости для пульсаров с  $P \geq 1$  с (а) и пульсаров с  $P < 0.1$  с (б).

для каждой группы. Оказалось, что у пульсаров с  $P \geq 1$  с  $W \propto P^{0.93 \pm 0.26}$ , а при  $P < 0.1$  с  $W \propto P^{0.84 \pm 0.14}$ , т.е. с точностью до ошибок наклоны прямых  $\lg W(\lg P)$  у двух групп совпадают. Однако у короткопериодических пульсаров зависимость более

значима (коэффициент корреляции для них  $k = 0.93 \pm 0.15$ , в то время как для пульсаров с длинными периодами  $k = 0.39 \pm 0.11$ ). Интересно отметить, что при промежуточных периодах ( $0.1 < P < 1$  с) ( $n = 154$ ) формально проведенная прямая оказывается более пологой ( $W \propto P^{0.43 \pm 0.10}$ ) (рис. 2) и согласуется с обычно принимаемой зависимостью  $W \propto \sqrt{P}$ . Следует отметить, что в массив точек с  $P > 0.1$  с можно вписать одну прямую с наклоном, близким к 0.5.

В короткопериодических пульсарах ожидается зависимость  $W \propto P$  [7]. Возможно, что у пульсаров с самыми длинными периодами излучение генерируется в областях, где структура магнитного поля такова, что угловой размер окна излучения не зависит от периода. В этом случае его временной масштаб будет пропорционален периоду. Обнаруженный нами эффект требует дополнительного исследования.

Нами были получены следующие соотношения между светимостью и периодом:

$$\begin{aligned} \lg L &= (-1.06 \pm 0.85) \lg P + (27.91 \pm 1.63) \\ (k &= -0.45 \pm 0.36) \quad P < 0.1 \text{ с} \quad (n = 8), \\ \lg L &= (-0.28 \pm 0.78) \lg P + (28.06 \pm 0.17) \\ (k &= -0.05 \pm 0.12) \quad P \geq 1 \text{ с} \quad (n = 70). \end{aligned} \quad (1)$$

Таким образом, у короткопериодических пульсаров намечается обратно пропорциональная зависимость светимости от периода, у пульсаров с длинными периодами зависимость  $L(P)$ , по-видимому,

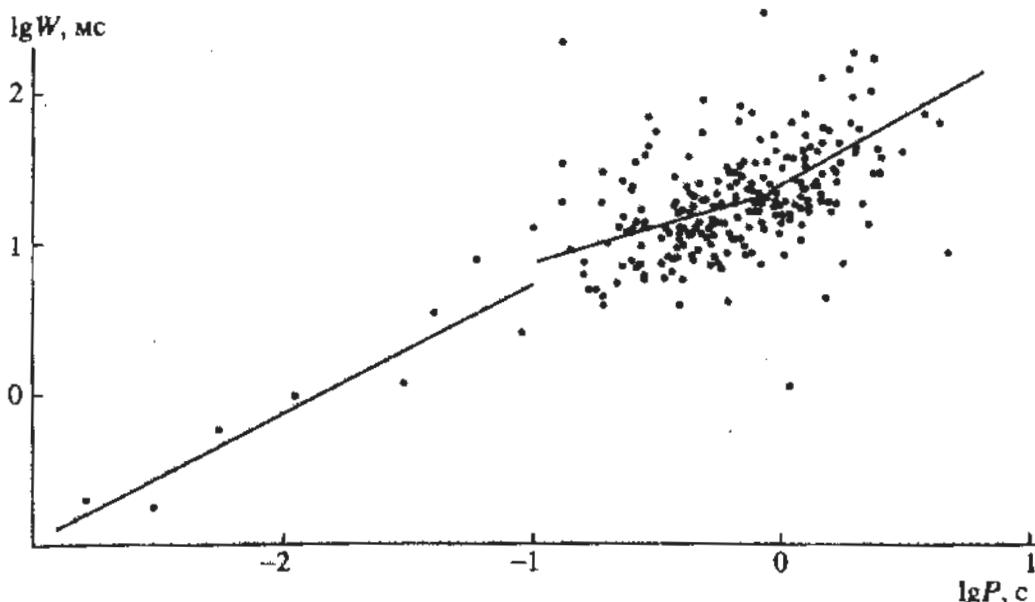


Рис. 2. Зависимость эквивалентной ширины импульса от периода для 232 пульсаров.

отсутствует. Принимая приближенно для обеих групп  $W \propto P$ , из формулы светимости

$$L = \frac{\pi^3 d^2}{P^2} W^2 \quad (2)$$

получим, что в объектах с  $P \geq 1$  с  $\mathcal{E} \propto P$ , а при  $P < 0.1$  с величина  $\mathcal{E}$  от  $P$  не зависит.

Рассмотрим теперь зависимость от периода коэффициента трансформации энергии вращения, теряемой при торможении нейтронной звезды, в радиоизлучение

$$\eta = \frac{L}{\dot{E}_{\text{вращ}}} = \frac{LP^3}{4\pi^2 I P} \quad (3)$$

Прежде всего отметим, что как и в работе [8], у пульсаров с  $P < 0.1$  с наши значения  $\eta$ , в среднем существенно ниже, чем у долгопериодических объектов (рис. 3):

$$\lg \bar{\eta} = -5.85 \quad P < 0.1 \text{ с},$$

$$\lg \bar{\eta} = -3.45 \quad P \geq 1 \text{ с}.$$

В [8] по данным для 40 пульсаров намечалось отличие зависимости  $\eta(P)$  в пульсарах с разными периодами. По новым данным мы получили:

$$\begin{aligned} \lg \eta &= (-1.40 \pm 0.67) \lg P - (8.40 \pm 1.28) \\ (k = -0.65 \pm 0.31) \quad P < 0.1 \text{ с} \quad (n = 8), \\ \lg \eta &= (1.80 \pm 0.23) \lg P - (3.8 \pm 0.1) \\ (k = 0.47 \pm 0.06) \quad P \geq 0.1 \text{ с} \quad (n = 217). \end{aligned} \quad (4)$$

Таким образом, коэффициент трансформации у основной массы пульсаров растет с периодом, у короткопериодических пульсаров – наоборот, уменьшается (рис. 4). Обсуждение возможных причин этого эффекта мы проведем ниже.

#### 4. ЭВОЛЮЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

Обратимся к анализу зависимости светимости и других энергетических параметров от возраста пульсара. Характеристикой возраста может быть одна из трех величин: 1) характеристический возраст  $\tau = P/2\dot{P}$ , 2) кинематический возраст  $t_k = |z|/V$  (где  $|z|$  – расстояние пульсара от плоскости Галактики,  $V$  – компонента его скорости, перпендикулярная этой плоскости) и 3) параметр  $Q = 2^{P/1.1} \dot{P}_{-15}$  [9]. Вычисления показали, что зависимость светимости от кинематического возраста отсутствует как для всей выборки [4], так и для двух рассматриваемых групп. Намечается слабая зависимость  $L(\tau)$  для всех пульсаров:

$$\lg L = (-0.30 \pm 0.07) \lg \tau + (30.41 \pm 0.46) \quad (n = 225), \quad (5)$$

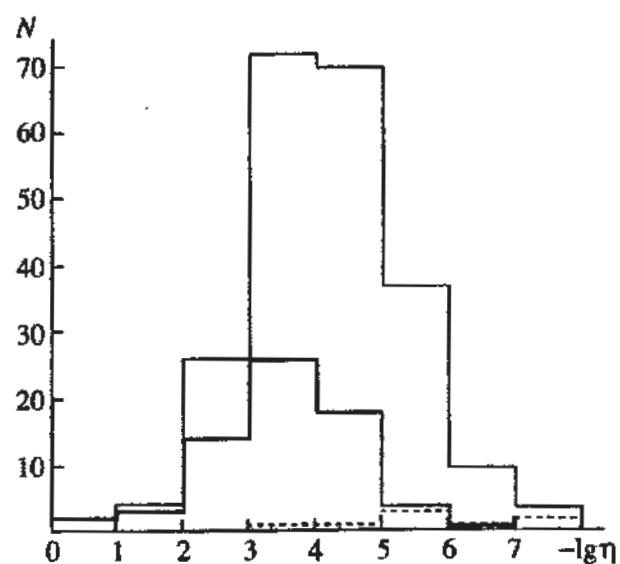


Рис. 3. Гистограмма распределения логарифмов коэффициента трансформации для пульсаров с  $P < 0.1$  с (штриховая линия),  $P \geq 1$  с (жирная линия) и для всей выборки (тонкая линия).

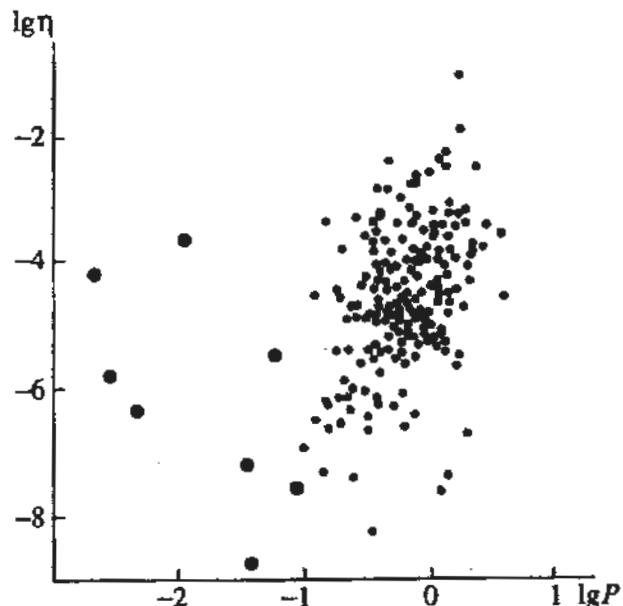


Рис. 4. Диаграмма “ $\lg \eta - \lg P$ ”. Жирными точками отмечены пульсары с  $P < 0.1$  с.

но отсутствует аналогичная зависимость у пульсаров с  $P < 0.1$  с и  $P \geq 1$  с. Отметим, что характеристический возраст вычисляется в предположении об образовании всех пульсаров с очень короткими периодами. Однако, как показывает анализ наблюдательных данных (см., например, [10]), пульсары могут образовываться с периодами, близкими к современным. В этом случае,  $\tau$  может отличаться от истинного возраста на несколько порядков. Что касается параметра  $Q$ , также характеризующего возраст пульсара, то его величина должна быть приблизительно пропорциональной  $\tau$ .

Действительно, у этих параметров отличие в степени  $P$  равно только 0.1, а в степени  $\dot{P}$  — 0.6. Поскольку (как показывают наши вычисления)  $L$  от  $\dot{P}$  не зависит для обеих групп и для всей выборки, зависимости  $L(t)$  и  $L(Q)$  должны быть близкими. По нашим данным:

$$\begin{aligned} \lg L &= (-0.89 \pm 0.12) \lg Q + (14.92 \pm 1.77) \\ (k = -0.46 \pm 0.06) \text{ для всей выборки } (n = 225), \\ \lg L &= (-1.27 \pm 0.63) \lg Q + (9.39 \pm 10.23) \\ (k = -0.63 \pm 0.32) \quad P < 0.1 \text{ с}, \\ \lg L &= (0.39 \pm 0.39) \lg Q + (33.75 \pm 5.75) \\ (k = 0.12 \pm 0.12) \quad P \geq 1 \text{ с}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь так же, как и в случае  $L(t)$ , намечается зависимость  $L(Q)$  для всей выборки (и, возможно, для пульсаров с  $P < 0.1$  с), но нет зависимости для пульсаров с  $P \geq 1$  с. Заметим, что параметр  $Q$  может также не отражать реальный возраст пульсара, и, следовательно, из трех величин ( $t$ ,  $t_{\text{кин}}$  и  $Q$ ) лишь зависимость  $L(t_{\text{кин}})$ , по-видимому, описывает эволюцию светимости со временем. Она показывает, что у обеих групп светимость не изменяется в течение нескольких миллионов лет.

Вычисления показали, что наблюдаются положительные корреляции  $\eta(t)$  и  $\eta(Q)$  как для всей выборки, так и для отдельных групп. Однако эти корреляции тривиальны и связаны с наличием в формуле (3) множителя  $P/\dot{P}$  в явном виде. Поэтому с точки зрения эволюции значительно интереснее связь между  $\eta$  и кинематическим возрастом  $t_k$ . Оказалось, что у пульсаров с  $P \geq 1$  с зависимость  $\eta(t_k)$  отсутствует, а у пульсаров с  $P < 0.1$  с намечается рост  $\eta$  с возрастом:

$$\begin{aligned} \lg \eta &= (0.32 \pm 0.25) \lg t_{k_6} - (6.51 \pm 0.69) \\ (k = 0.47 \pm 0.36). \end{aligned} \quad (7)$$

Этот рост проявляется и в зависимости для всей выборки ( $n = 225$ ):

$$\begin{aligned} \lg \eta &= (0.07 \pm 0.02) \lg t_{k_6} - (4.46 \pm 0.11) \\ (k = 0.29 \pm 0.06). \end{aligned} \quad (8)$$

В (7) и (8)  $t_{k_6} = t_k / 10^6$  лет.

С точки зрения эволюции интересны также зависимости  $L(P, \dot{P})$  и  $L(\dot{E})$ . Полученные в работе [4] соотношения  $L = 10^{28} P^{-1.13} \dot{P}^{0.24}$  и  $L \propto \dot{E}^{0.35}$ , как показал выполненный нами детальный анализ, обусловлены короткопериодическими пульсарами ( $P < 0.1$  с), для которых

$$\begin{aligned} \lg L &= (25.06 \pm 1.32) - (3.07 \pm 0.80) \lg P + \\ &\quad + (0.60 \pm 0.18) \lg \dot{P}, \\ \lg L &= (0.55 \pm 0.24) \lg \dot{E} + (10.1 \pm 8.7) \\ (k = 0.68 \pm 0.30). \end{aligned} \quad (9)$$

Эти соотношения показывают, что в данной группе  $L \propto \dot{E}^\alpha$ , где  $0.3 < \alpha < 1$ .

Для пульсаров с  $P \geq 1$  с

$$\begin{aligned} \lg L &= (28.08 \pm 0.17) + (1.16 \pm 0.82) \lg P - \\ &\quad - (0.18 \pm 0.16) \lg \dot{P}, \\ \lg L &= (-0.15 \pm 0.15) \lg \dot{E} + (32.8 \pm 4.9) \\ (k = -0.12 \pm 0.12), \end{aligned} \quad (10)$$

т.е. полученные формально коэффициенты при  $\lg P$ ,  $\lg \dot{P}$  и  $\lg \dot{E}$  имеют противоположные знаки и в сравнении со знаками коэффициентов для пульсаров с  $P < 0.1$  с, хотя корреляция между  $L$  и  $\dot{E}$  отсутствует.

## 5. ЗАВИСИМОСТЬ СВЕТИМОСТИ ОТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Наиболее критическим тестом для проверки гипотезы о двух различных типах пульсаров можно считать наличие или отсутствие зависимости светимости от магнитного поля в области формирования наблюдаемого радиоизлучения [11]. Действительно, как предполагается в наиболее распространенных моделях пульсаров, наблюдаемые особенности профилей и спектров формируются за счет механизма излучения кривизны на расстояниях от поверхности нейтронной звезды  $r \ll r_{LC}$ . Мы считаем, что такой моделью описываются пульсары с длинными периодами. В этом случае полная мощность, излучаемая единичным электроном, равна

$$q_{cr} = \frac{2e^2 c \gamma^4}{3\rho^2}, \quad (11)$$

где  $\gamma = E/mc^2$  — Лоренц-фактор излучающего заряда,  $\rho$  — радиус кривизны магнитной силовой линии. Из этого выражения следует, что  $q_{cr}$  не зависит от величины магнитного поля и определяется только его структурой.

Таким образом, у пульсаров с  $P \geq 1$  с не должна быть зависимости светимости от магнитного поля на поверхности (в предположении, что  $r$  для всех пульсаров этой группы одинаково). Вычисления действительно показывают, что для 68 долгопериодических объектов корреляция между  $L$  и  $B_s$  отсутствует.

Что касается пульсаров с  $P < 0.1$  с, то у них излучение должно формироваться вблизи светового

цилиндра. Здесь у излучающих частиц могут появляться заметные питч-углы [12]. В этом случае более существенным становится синхротронное излучение, мощность которого при тех же Лореиц-факторах значительно выше, чем у излучения кривизны [13]. Полная мощность, испускаемая частицей в виде синхротронного излучения, равна [14]

$$q_s = \frac{2e^4 B^2 \sin^2 \theta}{3m^2 c^3} \gamma^2, \quad (12)$$

где  $\theta$  – питч-угол излучающего заряда. Из этой формулы видно, что для короткопериодических пульсаров светимость должна зависеть от магнитного поля  $B_{LC}$  вблизи светового цилиндра.

Полученные нами данные действительно свидетельствуют о наличии положительной корреляции между  $L$  и  $B_{LC}$  в пульсарах с  $P < 0.1$  с (рис. 5а) (при оценке  $B_{LC}$  считалось, что магнитное поле остается дипольным вплоть до светового цилиндра):

$$\lg L = (1.22 \pm 0.29) \lg B_{LC} + (14.99 \pm 3.51) \quad (k = 0.87 \pm 0.20). \quad (13)$$

Это выражение согласуется с предположением как о моноэнергетическом распределении излучающих электронов  $N(\epsilon) = N_0 \delta(\epsilon - \epsilon_0)$ , так и о степенном распределении  $N(\epsilon) = N_0 \epsilon^{-\alpha}$ . В первом случае коэффициент полного излучения равен [14]

$$E_v = \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \frac{e^3}{mc^2} B \sin \theta N_0 \frac{v}{v_0} \int K_{5/3}(z) dz, \quad (14)$$

во втором –

$$E_v = A(\alpha) N_0 (B \sin \theta)^{\frac{\alpha+1}{2}} v^{\frac{1-\alpha}{2}}, \quad (15)$$

где  $A(\alpha)$  – известная функция от  $\alpha$  [14]:

$$A(\alpha) = \frac{\sqrt{3} e^3}{16\pi m c^2} \Gamma\left(\frac{3\alpha-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3\alpha+7}{12}\right) \times \\ \times \left(\frac{\alpha+7/3}{\alpha+1}\right) \left(\frac{2\pi m^3 c^5}{3e}\right)^{\frac{1-\alpha}{2}}. \quad (16)$$

Если синхротронное самопоглощение отсутствует, можно считать, что  $L_v \propto E_v$ , и для моноэнергетического распределения  $L \propto B$ , а для степенного (при  $N \propto \epsilon^{-2}$ )  $L \propto B^{1.5}$ . Следует отметить, что для пульсаров с  $P \geq 1$  с нет никакой корреляции между  $L$  и  $B_{LC}$ , т.е. в этих пульсарах процессы вблизи светового цилиндра не играют непосредственной роли в формировании излучения (они могут лишь влиять на структуру магнитосферы в целом и

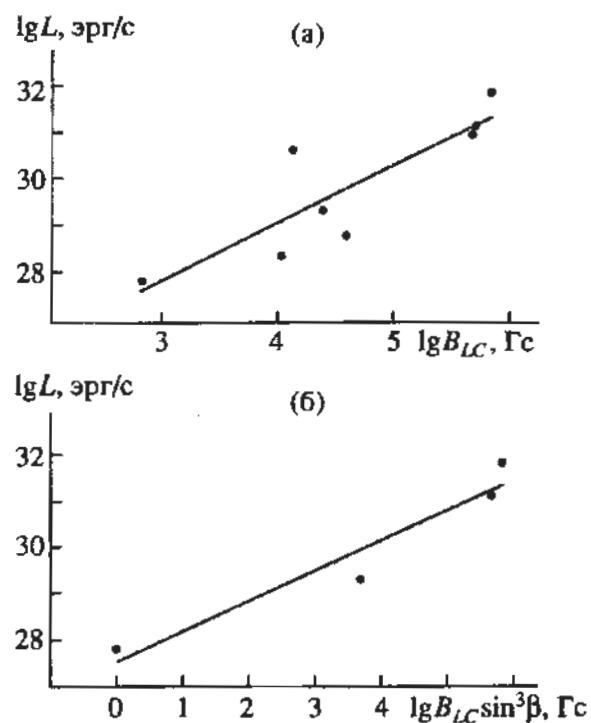


Рис. 5. Зависимости “ $\lg L - \lg B_{LC}$ ” (а) и “ $\lg L - B_{LC} \sin^3 \beta$ ” (б).

опосредованно сказываться на характере излучения). Однако для всей выборки ( $n = 225$ ) корреляция остается заметной:

$$\lg L = (0.46 \pm 0.06) \lg B_{LC} + (24.32 \pm 0.51) \quad (k = 0.47 \pm 0.06). \quad (17)$$

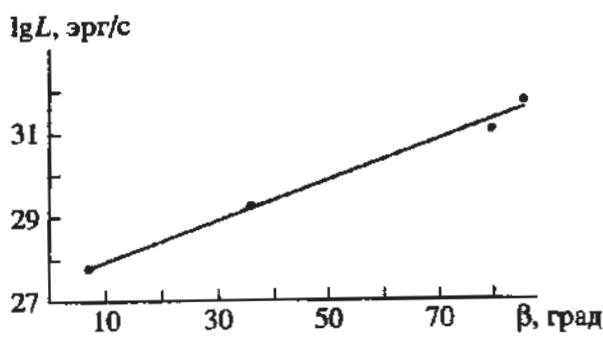
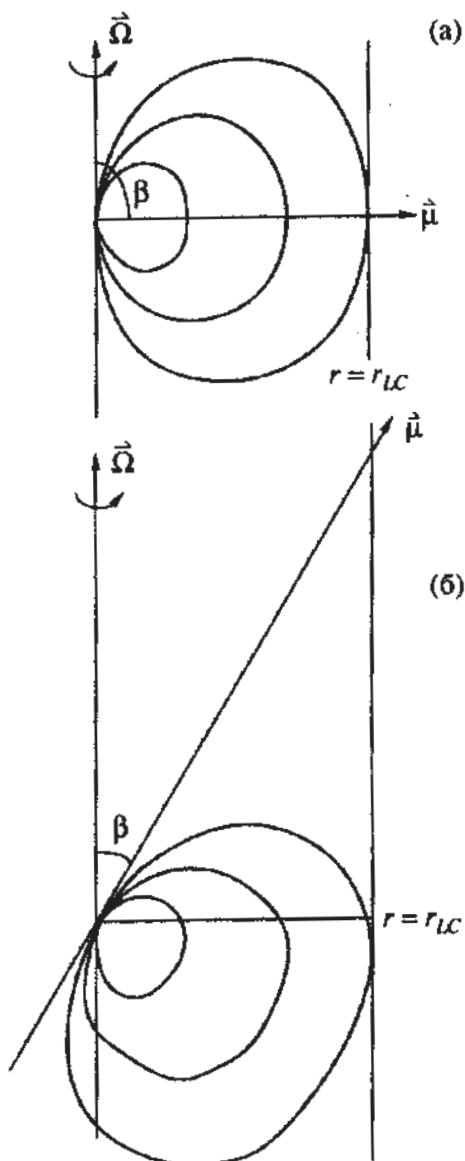
Она, во-первых, определяется короткопериодической частью диаграммы “ $\lg L - \lg B_{LC}$ ”, а, во-вторых, связана с некоторой ролью процессов вблизи светового цилиндра в пульсарах с промежуточными периодами ( $0.1 < P < 1$  с).

Подчеркнем, что здесь рассматривались формулы для некогерентного излучения. Однако, если число излучающих частиц не зависит от величины магнитного поля на световом цилиндре, все полученные выводы остаются справедливыми и для когерентного случая.

Вернемся теперь к анализу зависимости  $\eta(P)$ . Величина магнитного поля на световом цилиндре

$$B_{LC} = B_s \left( \frac{R_*}{r_{LC}} \right)^3 = \frac{8\pi^3 R_*^3 B_s}{c^3 P^3} \quad (18)$$

быстро уменьшается с ростом периода. Если принять для пульсаров с короткими периодами  $L \propto B_{LC}^{1.5}$ , то из формулы (3) следует  $\eta \propto P^{-1.5}$ , что находится в соответствии с первым из соотношений (4). При  $L \propto B_{LC}$  зависимость  $\eta$  от  $P$  исчезает. Это противоречит указанному соотношению. Поэтому следует принять, что из двух распределений электронов всему комплексу наблюдений

Рис. 6. Зависимость  $\lg L$  от  $\beta$ .Рис. 7. Структура магнитосферы пульсара с  $\beta = 90^\circ$  (а) и с  $\beta = 30^\circ$  (б).

удовлетворяет степенное распределение с  $\alpha = 2$ . Для пульсаров с  $P \geq 1$  с нет зависимостей, аналогичных зависимости (13), и для них в соответствии с формулой (3) наблюдается увеличение  $\eta$  с ростом периода (см. (4)).

Поскольку в выражение для  $\eta$  входит  $\dot{P}$ , при определении функции  $\eta(P)$  необходимо знать, как зависит  $\dot{P}$  от периода. Для нашей выборки, состоящей из 68 пульсаров с  $P \geq 1$  с.

$$\dot{P} \propto P^{1.63 \pm 0.59}. \quad (19)$$

Такая зависимость согласуется со вторым и соотношением (4). Связь между  $\dot{P}$  и  $P$ , описываемая уравнением (19), в пределах ошибок совпадает с предсказаниями модели Хуанга и др. [15], которая основана на рассмотрении процессов электрослабого взаимодействия внутри нейтронной звезды и дает  $\dot{P} \propto P^2$ .

## 6. ЗАВИСИМОСТЬ СВЕТИМОСТИ ОТ УГЛА МЕЖДУ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ И ОСЬЮ ВРАЩЕНИЯ

Используя значения угла  $\beta$  между вектором магнитного момента и осью вращения из работы [16], мы проанализировали связь между этим углом и светимостью. Оказалось, что в долгопериодических пульсарах зависимость  $L(\beta)$  отсутствует. Этого и следовало ожидать, поскольку процессы в магнитосфере обычных пульсаров приводящие к радиоизлучению, во всех моделях при умеренных значениях  $\beta$  (не близких к нулю или к  $90^\circ$ ) не зависят от  $\beta$ .

Что касается пульсаров с  $P < 0.1$  с, то только для 4 из них известны величины  $\beta$ . В этих пульсарах (рис. 6)

$$\lg L = (0.049 \pm 0.003) \beta + (27.488 \pm 0.188) \quad (20)$$

$$(k = 0.996 \pm 0.004).$$

Такую зависимость также можно было ожидать. Действительно, как было показано выше, светимость короткопериодических пульсаров зависит от магнитного поля в области генерации излучения. При  $\beta = 90^\circ$  (рис. 7а) частицы, выброшенные из полюса, проходят расстояние  $r_{LC}$  и попадают в область, где  $\Omega r \sim c$ . При  $\beta = 30^\circ$  (рис. 7б) им необходимо удалиться на расстояние  $r \sim 2r_{LC}$ , чтобы достичь области релятивистского вращения. Поскольку  $B \propto r^{-3}$ , то во втором случае магнитное поле почти на порядок меньше, чем для  $\beta = 90^\circ$ . Если с ростом  $B$  светимость увеличивается как  $B^{1.5}$ , то различие в  $L$  для пульсаров с  $\beta = 7^\circ$  и с  $\beta = 85^\circ$  превышает 4 порядка в соответствии с полученными нами результатами (рис. 5б).

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведен поиск и анализ различных светимостях и других, связанных с ними, энергетических величин, для пульсаров с короткими и

с длинными периодами. В результате этого анализа можно сделать следующие выводы:

1. Светимость у пульсаров с периодами  $P < 0.1$  с ( $\lg \bar{L} = 29.8$ ) значительно выше, чем у пульсаров с длинными периодами ( $P \geq 1$  с) ( $\lg \bar{L} = 28.0$ ), а распределение по светимостям — шире (соответствующие среднеквадратичные отклонения  $S_{\lg L}$  равны 1.4 и 0.8).

2. У пульсаров с короткими периодами светимость пропорциональна периоду, а полная мощность  $\mathcal{E}$ , излучаемая в импульсе, от периода не зависит. В долгопериодических пульсарах зависимость  $L(P)$  отсутствует, а  $\mathcal{E} \propto P$ .

3. Коэффициент трансформации  $\eta$  потерь энергии вращения в радиоизлучение у основной массы пульсаров растет с периодом, у пульсаров с  $P < 0.1$  с — уменьшается.

4. Среднее значение  $\eta$  в пульсарах с  $P \geq 1$  с ( $\lg \eta = -3.45$ ) значительно выше, чем в пульсарах с  $P < 0.1$  с ( $\lg \eta = -5.85$ ).

5. У обеих групп пульсаров светимость не изменяется с возрастом в течение нескольких миллионов лет.

6. Для пульсаров с короткими периодами обнаружена высокая степень корреляции ( $k = 0.87 \pm 0.20$ ) между светимостью и магнитным полем вблизи светового цилиндра.

7. Для 4 пульсаров с  $P < 0.1$  с и с известными значениями угла  $\beta$  между магнитным моментом и осью вращения точки на диаграмме " $\lg L - \beta$ " ложатся почти точно на прямую линию  $\lg L = 0.05\beta + 27.49$  ( $k = 1.0$ ).

8. Все полученные нами результаты подтверждают концепцию о формировании излучения в пульсарах с самыми короткими периодами вблизи светового цилиндра. При этом основным

механизмом генерации является синхротронный механизм, и согласие с наблюдаемыми особенностями излучения достигается при степенном распределении релятивистских частиц по энергиям  $N = N_0 E^{-2}$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке ГНПП "Астрономия" (проект № 3-177), а также Европейской южной обсерватории (грант А-04-063).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Малов И.Ф., Сулейманова С.А. // Астрофизика. 1982. V. 18. P. 107.
2. Малов И.Ф., Шабанова Т.В. // Астрон. циркуляр. 1982. № 1208. с. 1.
3. Малов И.Ф. // Астрон. журн. 1985. Т. 62. С. 608.
4. Малов И.Ф., Малофеев В.М., Сенье Д.С. // Астрон. журн. 1994. Т. 71. С. 762.
5. Усов В.В. // Астрон. циркуляр. 1986. № 1431. с. 1.
6. Kazbegi A.Z., Machabeli G.Z., Melikidze G.I. // Proc. IAU Colloq. 1992. № 128. P. 232.
7. Zheleznyakov V.V. // Astrophys. and Space Sci. 1971. V. 13. P. 87.
8. Malov I.F., Malofeev V.M. // Astrophys. and Space Sci. 1981. V. 78. P. 73.
9. Beskin V.S., Gurevich A.V., Istomin Ya.N. // Astrophys. and Space Sci. 1988. V. 146. P. 205.
10. Герасимов С.А., Нешпор Ю.И., Степанян А.А. // Изв. Кр.АО. 1982. Т. 65. С. 163.
11. Malov I.F. // Proc. IAU Colloq. 1992. № 128. P. 103.
12. Machabeli Г.З., Усов В.В. // Письма в "Астрон. журн.". 1979. Т. 5. С. 445.
13. Смит Ф.Г. Пульсары. М: "Мир", 1979.
14. Пахольчик А. Радиоастрофизика, М.; "Мир", 1973.
15. Huang J.-H., Huang K.-L., Peng W.-H. // Astron. and Astrophys. 1983. V. 117. P. 205.
16. Малов И.Ф. // Астрон. журн. 1990. Т. 67. С. 377.

## Energy Properties of Long- and Short-Period Pulsars

I. F. Malov and O. I. Malov

The dependence of luminosity and other energy characteristics on pulsar parameters for objects with periods  $P \geq 1$  s and  $P < 0.1$  s is analyzed. Pulsars of the first group are shown to have, on the average, lower luminosities but larger coefficients of conversion of rotational energy into radio emission. Short-period pulsars exhibit a high correlation between luminosity and magnetic-field strength near the light cylinder, as well as between luminosity and inclination of the magnetic axis to the rotation axis. These correlations are consistent with predictions of the model of emission generation in pulsars with short periods in the vicinity of the light cylinder.

УДК 524.354.4

## О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ В РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ ПАРАМЕТРОВ ПУЛЬСАРОВ

© 1995 г. И. Ф. Малов, О. И. Малов

Физический институт им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия

Поступила в редакцию 19.08.94 г.

В работе исследуются распределения ряда параметров известных 558 пульсаров. Распределение периодов выявляет наличие двух групп пульсаров (с периодами  $P \geq 0.1$  с и  $P < 0.1$  с), отличающихся своей эволюцией. Среди пульсаров с  $P < 0.1$  с, не входящих в шаровые скопления, нет объектов, удаленных от плоскости Галактики более, чем на  $z = 700$  пс. В то же время несколько десятков долгопериодических пульсаров имеют  $z = 1 - 2$  кпс, что соответствует кинематическим возрастам более 10 млн лет. Наблюдается высокая корреляция светимости с мощностью магнитодипольных потерь ( $L \propto 3\sqrt{W_{md}}$ ). Построенная функция светимости показывает, что в Галактике, по-видимому, нет пульсаров с  $L < 10^{26}$  эрг/с. Общее число активных галактических пульсаров достигает  $2.4 \times 10^5$ , что соответствует скорости рождения пульсаров порядка одного объекта в 40 лет.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В каталоге [1] приведены значения различных параметров для 558 пульсаров, что дает возможность проанализировать распределения этих параметров и наличие связей между ними. Кроме того построение средних спектров для большого количества пульсаров (см., например, [2]) позволило вычислить наиболее точные к настоящему времени значения интегральных радиосветимостей 232 объектов [3], провести их статистический анализ и обнаружить ряд отличий в поведении энергетических характеристик в пульсарах с короткими ( $P < 0.1$  с) и с длинными ( $P \geq 1$  с) периодами [4]. Мы анализируем здесь данные работ [1] и [3] с целью выявления дополнительных отличий в распределениях параметров для этих двух групп источников.

### 2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ ПО ПЕРИОДАМ

На рис. 1 представлена гистограмма распределения периодов 558 пульсаров. Как видно из рисунка, описать все распределение одной гауссианой не представляется возможным. Совокупность данных может быть представлена двумя распределениями, близкими к нормальному: одно для пульсаров с  $P < 0.1$  с, другое –  $P \geq 0.1$  с. Такие два класса можно связать с наличием или отсутствием вблизи светового цилиндра внешней зоны ускорения частиц, дающих затем наблюдаемое излучение [5]. Границы периодов, разделяющие эти классы, равен 0.13 с. Возможно, что короткопериодические пульсары подразделяются еще на

два подкласса (в левой части гистограммы намечается два максимума), однако бедность статистики (всего 44 пульсара с  $P < 0.1$  с) не позволяет сделать значимые выводы в этом направлении.

Что касается пульсаров с  $P \geq 0.1$  с, то их распределение должно быть скорректировано. Как показано в работе [6], чувствительность обзор-

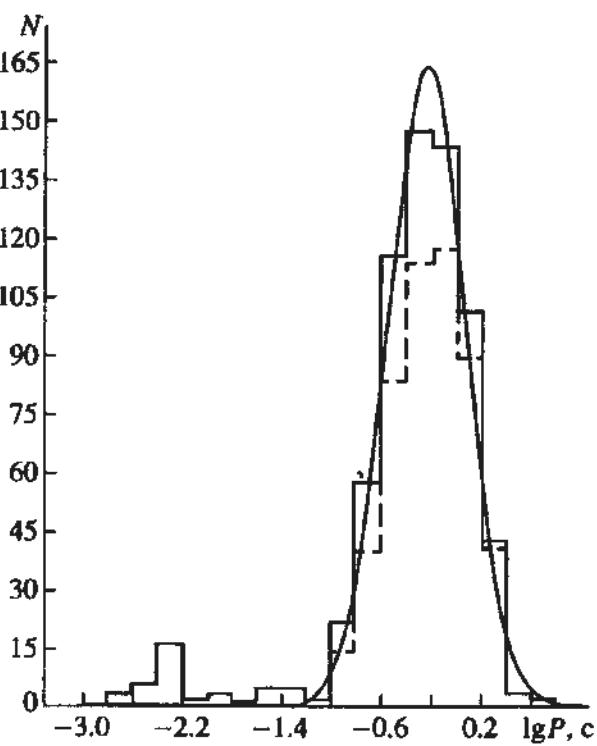


Рис. 1. Гистограмма распределения пульсаров по величинам  $\lg P$ .

(и число обнаруженных пульсаров) вследствие конечного времени интегрирования  $t$  уменьшается на множитель

$$f = \left( 1 + \frac{\tau^2}{W^2} \right)^{1/4}, \quad (1)$$

где  $W$  – собственная ширина импульса. Принимая  $\tau = 0.02$  с и зависимость  $W(P)$  в виде [4]

$$W(P) = \begin{cases} 2.14 \times 10^{-2} P^{0.43} & 0.1 < P < 1 \text{ с} \\ 2.24 \times 10^{-2} P^{0.93} & P \geq 1 \text{ с}, \end{cases} \quad (2)$$

получаем выражение для корректирующего множителя

$$f = \begin{cases} (1 + 0.87/P^{0.86})^{1/4} & 0.1 < P < 1 \text{ с} \\ (1 + 0.80/P^{1.86})^{1/4} & P \geq 1 \text{ с}. \end{cases} \quad (3)$$

Исправленные числа пульсаров показаны на рис. 1 сплошной линией, исходные – штриховой. Характер распределения  $N(\lg P)$  означает, что по-видимому эволюция пульсаров с  $P < 0.1$  с происходит своим путем, и нет перехода пульсаров в область с  $P > 0.1$  с. В противном случае наблюдалось бы заполнение минимума в районе  $P \sim 0.1$  с.

### 3. z-РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ

Возможное различие в происхождении и эволюции короткопериодических и долгопериодических пульсаров должно проявиться и в их пространственном распределении. На рис. 2 представлены гистограммы  $z$ -координат для двух групп пульсаров. Из рассмотрения исключены пульсары в Магеллановых Облаках, не связанные своим происхождением с нашей Галактикой. Пульсары с  $P < 0.1$  с делятся на две группы: объекты в шаровых скоплениях, принадлежащих к сферической составляющей Галактики и имеющих высокие  $z$ -координаты, по-видимому отличаются по своему происхождению и эволюции от составляющих вторую группу одиночных объектов. Считая, что  $z$ -распределение пульсаров представляется экспоненциальным законом, получаем для пульсаров, не входящих в шаровые скопления (рис. 2):

$$\begin{aligned} 5.25 \exp(-|z|/0.42 \text{ кпс}) & P < 0.1 \text{ с} \\ 158.50 \exp(-|z|/0.32 \text{ кпс}) & P \geq 0.1 \text{ с}. \end{aligned} \quad (4)$$

Из этих соотношений следует, что пульсары с  $P \geq 0.1$  с несколько сильнее концентрируются к диску. Однако важно подчеркнуть, что все пульсары с  $P < 0.1$  с (за исключением объектов, входящих в шаровые скопления) находятся от плоскости Галактики не далее 700 пс (у половины источников  $|z| < 200$  пс). Если учесть, что  $z$ -расстояние

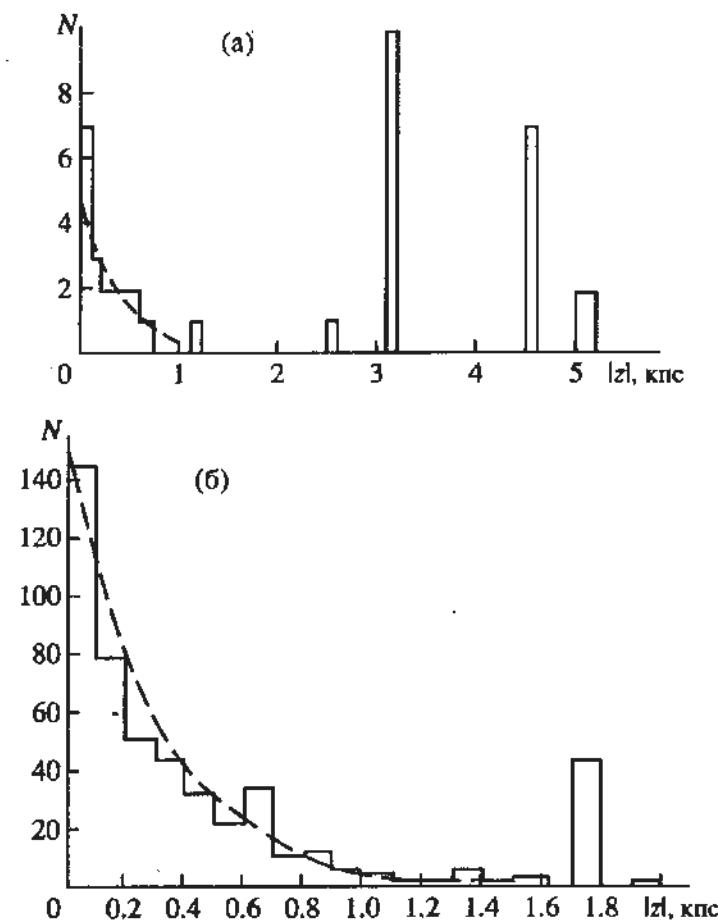


Рис. 2. Распределения пульсаров по  $z$ -координатам: а –  $P < 0.1$  с, б –  $P \geq 0.1$  с. Пунктиром показаны зависимости, описываемые соотношениями (4).

служит мерилом возраста пульсара, то этот факт означает относительную молодость пульсаров с короткими периодами  $t_{\text{кин}} = |z|/v \leq 7$  млн. лет (при  $v = 100$  км/с). В таком свете большие характеристические возрасты одиночных миллисекундных пульсаров являются следствием их малых  $P$  и, также как и малые магнитные поля, отражают их долгое пребывание и особую эволюцию в двойных системах в пределах галактического диска. Однако как радиопульсары эти объекты образовались недавно и после распада двойной системы не успели далеко уйти от плоскости Галактики. Наличие  $|z| > 1$  кпс у пульсаров с  $P \geq 0.1$  с означает, что у этих объектов может быть реальный возраст, превышающий 10 млн. лет.

### 4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ ПО РАССТОЯНИЯМ ОТ ЦЕНТРА ГАЛАКТИКИ

На рис. 3 показаны гистограммы распределения пульсаров по галактоцентрическим расстояниям, которые определялись по формуле

$$R^2 = d^2 \cos^2 b + d_{\odot}^2 - 2dd_{\odot} \cos b \cos l, \quad (5)$$

Обратимся теперь к распределениям и зависимостям, связанным со светимостями пульсаров.

### 5. ЗАВИСИМОСТЬ СВЕТИМОСТИ ОТ ВЕЛИЧИНЫ $B/P^2$

Столлмэн [7] обнаружил различие в зависимости  $L(B/P^2)$  для молодых и старых пульсаров. Величина  $B/P^2$  пропорциональна разности потенциалов в зазоре вблизи поверхности нейтронной звезды [8]. "Молодые" и "старые" пульсары определялись по параметру [9]

$$Q = 2P^{1.1}\dot{P}^{-0.4}. \quad (6)$$

Мы построили аналогичную зависимость  $\lg L(\lg \frac{B}{P^2})$ , показанную на рис. 4а. При этом были использованы светимости из каталога [3] для 225 пульсаров с известными  $\dot{P}$ . Как видно из рисунка, все 7 точек хорошо ложатся на прямую

$$\lg L = (0.64 \pm 0.05) \lg \frac{B}{P^2} + (20.54 \pm 0.68) \quad (7)$$

при коэффициенте корреляции  $K = 0.98 \pm 0.08$ . Столлмэн сделал вывод о том, что для значений  $\lg \frac{B}{P^2} > 13$ ,  $L$  перестает зависеть от  $B/P^2$  (выходит на константу). В нашем случае для  $B/P^2 < 13$  (без двух правых точек) мы получили:

$$\begin{aligned} \lg L &= (0.62 \pm 0.11) \lg B/P^2 + (20.77 \pm 1.35), \\ K &= 0.96 \pm 0.17. \end{aligned} \quad (8)$$

Таким образом, зависимости (7) и (8) совпадают, т.е. выхода на константу не наблюдается и соотношение  $L(B/P^2)$  одинаково для всех значений  $B/P^2$ . Как следует из рис. 4б, в точки, полученные Столлмэном, можно достаточно хорошо вписать одну прямую [7]:

$$\lg L = (-5.69 \pm 1.31) + (0.62 \pm 0.21) \lg B/P^2. \quad (9)$$

Как уже отмечалось, Столлмэн связывал величину  $B/P^2$  с разностью потенциалов во внутренней зоне ускорения. Однако эта величина имеет и другой физический смысл. Действительно, мощность магнитодипольного излучения нейтронной звезды в вакууме на частоте ее вращения равна [10]

$$W_{md} = \frac{2}{3} \frac{m_1^2 \Omega^4}{c^3}, \quad (10)$$

где  $m_1 = BR^3 \cos \theta$  – величина ортогональной к оси вращения составляющей магнитного момента.

N(сплошн.)

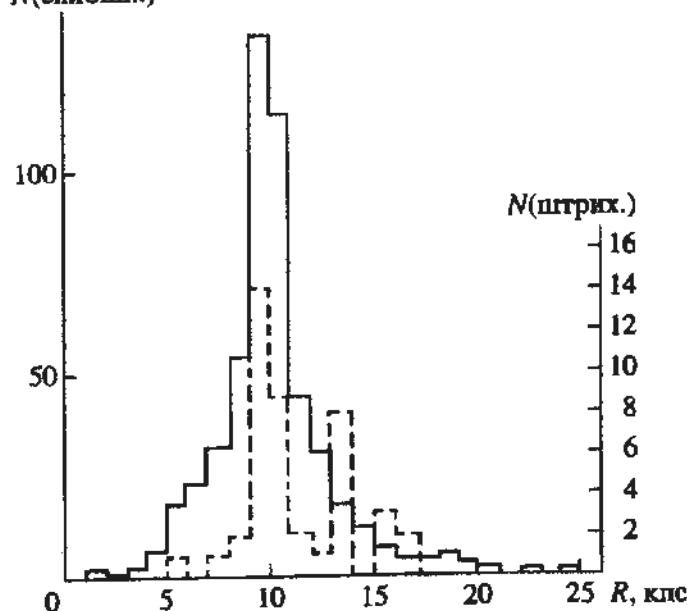


Рис. 3. Распределение пульсаров по расстояниям от центра Галактики (пунктир для объектов с  $P < 0.1$  с. сплошная кривая –  $P \geq 0.1$  с).

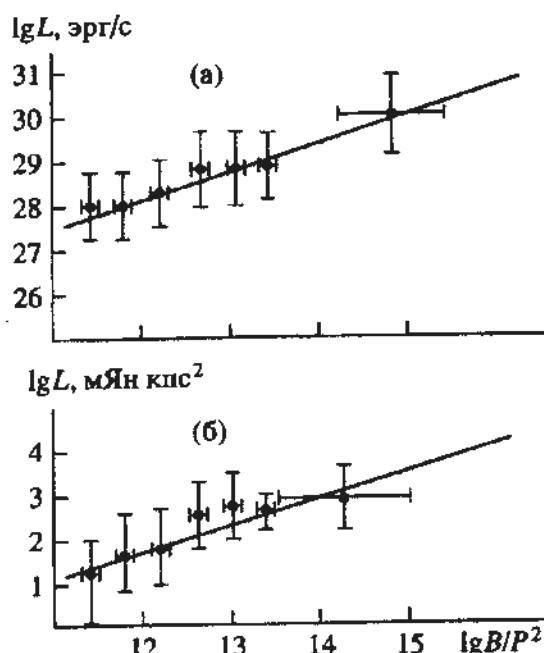


Рис. 4. Зависимость светимости от величины  $B/P^2$ . а – наши данные для 222 пульсаров, б – рисунок 1 из [7] с вписанной в него прямой (6) той же работы.

где  $d$  – расстояние пульсара от Солнца,  $d_\odot$  – расстояние Солнца от Центра Галактики (при вычислениях полагалось  $d_\odot = 10$  кпс),  $b$  и  $l$  – галактические широта и долгота пульсара. Распределения  $N(R)$  для  $P \geq 0.1$  с и  $P < 0.1$  с оказались подобными и не выявили различий в этих двух группах пульсаров – они по-видимому имеют одинаковую локализацию в пределах галактического диска.

Нетрудно видеть, что  $W_{md} \propto B^2/P^4$ , и, следовательно, зависимость (7) означает, что

$$L \propto \sqrt{W_{md}}. \quad (11)$$

В работе [3] было показано, что  $L \propto \sqrt[3]{|\dot{E}|}$ , и, поскольку обычно принимается  $W_{md} = |\dot{E}|$ , то эти две зависимости следуют одна из другой, т.е. излучаемая светимость увеличивается с ростом теряющей звездой энергии.

## 6. ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ ПУЛЬСАРОВ

Прежде всего отметим, что гистограмма распределения светимостей 232 пульсаров [3] имеет один максимум, и, как показали дополнительные построения, этот вывод не зависит от интервала разбиения. Следовательно, утверждение о наличии двух групп пульсаров, различающихся по распределению светимостей [11], не подтверждается. Мы также построили гистограмму  $N(\lg L)$  для 544 пульсаров (рис. 5), осуществив пересчет  $L$  в объектах, не вошедших в выборку из 232 источников, по формуле [3]:

$$\lg L = 0.91 \lg L_{TML} + 26.36, \quad (12)$$

где  $L_{TML} = S_{400}$  (мЯн)  $d^2$  (кпс) – оценка светимости из каталога [1]. И в этом случае в распределении нет минимумов.

Для вычисления функции светимости воспользуемся схемой, предложенной в работе [12]. Число пульсаров, наблюдаемых в интервалах периодов  $dP$ , светимостей  $dL$  и расстояний от диска Галактики  $dz$  равно

$$N(P, L, z) dP dL dz = V(P, L, z) \rho(P, L, z) dP dL dz, \quad (13)$$

где  $V(P, L, z)$  – объем пространства, эффективно исследованный для пульсаров с периодом  $P$ , светимостью  $L$  и расстоянием от плоскости  $z$ . Обычно предполагается, что функция распределения  $\rho(P, L, z)$  может быть представлена произведением независимых функций:

$$\rho(P, L, z) = \rho_1(P) \rho_2(z) \Phi(L). \quad (14)$$

Такая запись корректна, если переменные  $P$ ,  $z$  и  $L$  независимы. Как показано в работах [3, 4], светимость  $L$  от  $z$  не зависит, а между  $L$  и  $P$  наблюдается слабая корреляция. Что касается связи между  $z$  и  $P$ , то она обсуждалась в разделе 3. Как следует из соотношения (4), характерные масштабы для пульсаров с  $P \geq 0.1$  с и  $P < 0.1$  с близки друг к другу, хотя при  $|z| > 1$  кпс наблюдаются одиночные пульсары только с  $P > 0.1$  с. Ниже мы будем считать, что соотношение (14) справедливо. В этом

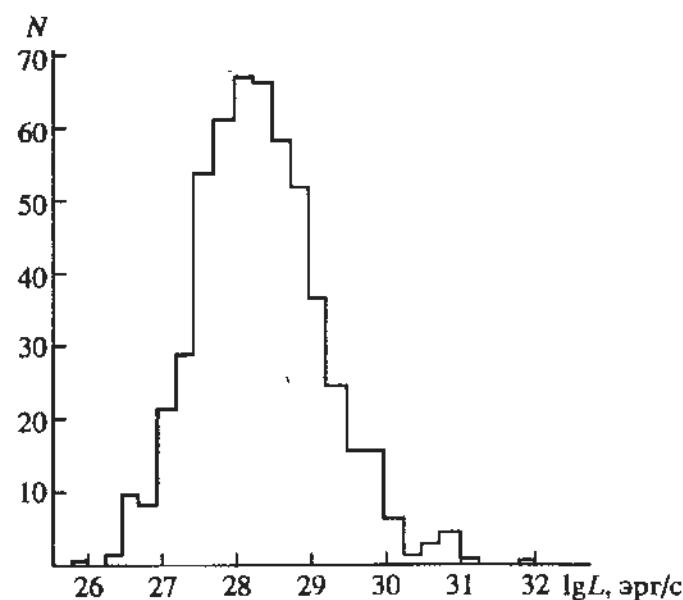


Рис. 5. Гистограмма распределения светимостей 544 пульсаров.

случае интересующая нас функция светимости может быть получена из выражения

$$\Phi(\lg L) = \frac{N(\lg L)}{\int \int V(P, L, z) \rho_1(P) \rho_2(z) dP dz} \quad (15)$$

Используя нормировки

$$\int_{-\infty}^{\infty} \rho_2(z) dz = 1 \quad (16)$$

и

$$\int_0^{\infty} \rho_1(P) dP = 1,$$

приводим (15) к окончательному виду:

$$\Phi(\lg L) = \frac{N(\lg L)}{V(L)}. \quad (17)$$

Чтобы оценить объем  $V(L)$ , воспользуемся выражением для вычисления светимости

$$L = \pi^3 d^2 S \frac{W}{P} \Delta v. \quad (18)$$

При заданной чувствительности  $S_{min}$  пульсары со светимостью  $L$  будут обнаружены на максимальном расстоянии

$$d_{max} = \left( \frac{L}{\pi^3 S_{min} W / P \Delta v} \right)^{1/2}, \quad (19)$$

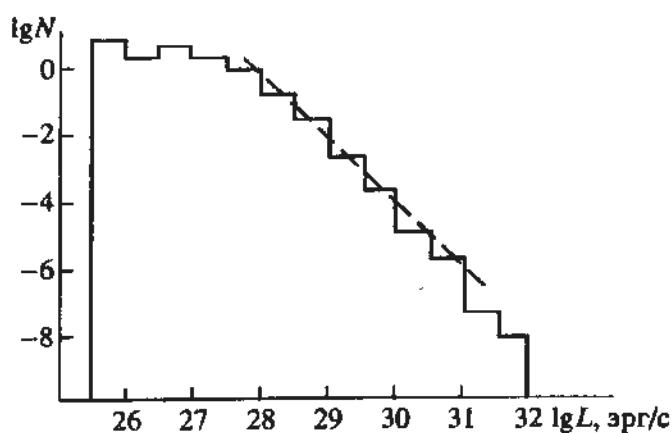


Рис. 6. Функция светимости пульсаров.

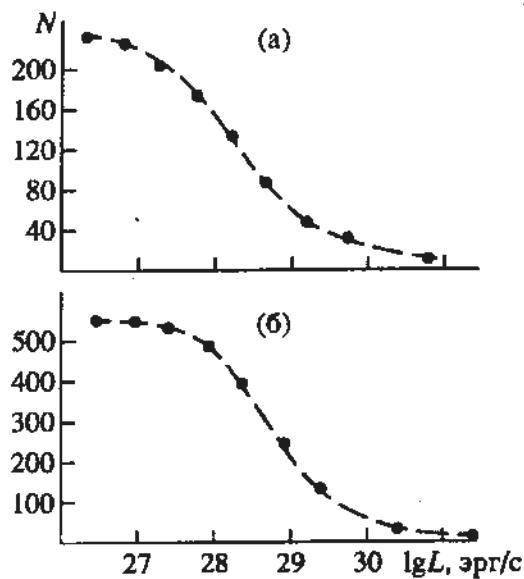


Рис. 7. Интегральное число пульсаров со светимостью больше данной: а – для 232 пульсаров из [3]; б – для 544 пульсаров из [1] с пересчетом светимостей по формуле (12).

что соответствует объему

$$V(L) = \frac{4}{3} \pi d_{\max}^3 = \frac{4}{3 \pi^{7/2}} \left( \frac{P}{S_{\min} W \Delta v} \right)^{3/2} L^{3/2}. \quad (20)$$

Для определения уверенности величины множителя  $P/W \Delta v$  для различных интервалов светимости количество пульсаров в этих интервалах недостаточно. Поэтому мы воспользуемся для оценок соотношением [13]

$$\lg W = (0.54 \pm 0.05) \lg P + (1.50 \pm 0.02) \quad (21)$$

или

$$W (\text{с}) = 0.032 \sqrt{P}$$

и примем для всех пульсаров  $\Delta v = 1 \text{ ГГц}$ . Среднее значение периода для 558 объектов каталога [1]  $P = 0.74 \text{ с}$ . Будем считать также, что каталог

является полным до  $S_{\min} = 5 \text{ мЯн}$ . В результате получим

$$V(L) = 0.33 L_{26}^{3/2} \text{ кпс}^3. \quad (22)$$

Используя это выражение, приходим к функции светимости, приведенной на рис. 6. Линейная часть может быть представлена в виде:

$$\lg \Phi(\lg L) = (-1.95 \pm 0.07) \lg L + (54.40 \pm 2.13). \quad (23)$$

При светимостях  $L < 10^{26.25}$  эрг/с наблюдается всего один пульсар, т.е. пульсаров со светимостями меньше  $10^{26}$  эрг/с в Галактике, по-видимому, нет. Действительно, как следует из (19), пульсары с  $L_{26} = 1$  могут наблюдаваться на расстояниях до  $d_{\max} = 0.43 \text{ кпс}$ . В этом объеме известно 8 пульсаров. Среди них можно было ожидать наличия источников и со значительно меньшими светимостями. В ряде обзоров наблюдались пульсары с  $S_{\min} \leq 1 \text{ мЯн}$  и даже при такой глубине обзора пульсаров с меньшими светимостями не было обнаружено. Отсутствие их заставляет сделать вывод, что таких пульсаров в Галактике просто нет. Этот же результат может быть получен и из зависимости  $\lg n(\lg L)$  (рис. 7), описывающей интегральное число пульсаров со светимостями больше заданной. Вид этой зависимости качественно соответствует ходу кривых, полученных в других работах (см., например, [14]). Следует однако отметить, что на нашей кривой нельзя уверенно выделить линейный участок, и она плавно переходит от наклонов с тангенсом  $> 1$  к участкам с почти нулевым наклоном. На нашей зависимости явно виден выход на плато, т.е. число пульсаров при  $L < 10^{26.5}$  эрг/с перестает увеличиваться. Кроме отсутствия пульсаров с малой светимостью заслуживает внимания факт обрыва функции светимости при  $L > 10^{32}$  эрг/с, что для  $P \sim 1 \text{ с}$  величин  $P \sim 10^{-15}$  и  $I = 2 \times 10^{45} \text{ г см}^2$  соответствует высыпыванию всей потери энергии вращения ( $\dot{E} = 4\pi^2 I \dot{P}/P^3$ ).

Используя зависимость, представленную на рис. 6, можно вычислить полное число пульсаров в Галактике:

$$\mathcal{N} = \frac{V_{\Gamma \text{ап}}}{\delta} \int \Phi(\lg L) d \lg L. \quad (24)$$

Значение интеграла в (24) близко к 6.3, а объем Галактики  $V_{\Gamma \text{ап}} = 4\pi R_{\Gamma}^2 h$  при  $R_{\Gamma} = 15 \text{ кпс}$  и  $h \sim 1 \text{ кпс}$  равен 2800 кпс<sup>3</sup>. Доля наблюдаемых пульсаров  $\delta$  определяется раскрытым конусом излучения и в соответствии с соотношением (21) может быть принята равной 0.074. В результате получаем, что число активных пульсаров в Галактике в настоящее время составляет  $2.4 \times 10^5$ . При времени жизни порядка  $10^7$  лет это число может быть обеспечено скоростью рождения пульсаров порядка одного объекта в 40 лет.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный в работе анализ позволяет сделать следующие выводы.

1. Распределение периодов пульсаров не может быть представлено одной гауссианой и предполагает наличие, по крайней мере, еще одной особой группы объектов с периодами  $P < 0.1$  с.

2. Среди одиночных пульсаров с короткими периодами нет объектов, удаленных от плоскости Галактики более, чем на 700 pc. В то же время несколько десятков долгопериодических пульсаров имеют  $|z| > 1$  кпс; это означает, что только в этой группе наблюдаются старые объекты с возрастом более  $10^7$  лет.

3. Распределения пульсаров с  $P < 0.1$  с и  $P > 0.1$  с по расстояниям от центра Галактики близки друг к другу, т.е. положение этих объектов в диске одинаково.

4. Наблюдается высокая корреляция светимостей пульсаров с величиной  $B_s/P^2$ , пропорциональной разности потенциалов в зоне ускорения вблизи поверхности нейтронной звезды и мощности магнитодипольных потерь  $W_{md}$ . Оказалось, что  $L \propto \sqrt[3]{W_{md}}$ .

5. Зависимость  $\lg n(\lg L)$  показывает выход на плато при светимостях  $L < 10^{26.5}$  эрг/с, т.е. пульсаров с меньшими светимостями в Галактике не существует.

6. Оценка полного числа пульсаров в Галактике по построенной в работе функции светимости составляет  $2.4 \times 10^5$ , что соответствует частоте рождения пульсаров 0.024 пульсара в год.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГНТП "Астрономия" (проект № 3-177) и гранта Европейской южной обсерватории (ESO) A-04-063.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Taylor J.H., Manchester R.N., Lyne A.G. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1993. V. 88. P. 529.
2. Malofeev V.M., Gil J.A., Jessner A. et al. // *Astron. and Astrophys.* 1994. V. 285. P. 201.
3. Малов И.Ф., Малофеев В.М., Сенье Д.С. // Астрон. журн. 1994. Т. 71. С. 768.
4. Малов И.Ф., Малов О.И. // Астрон. журн. 1995. (в печати).
5. Ruderman M., Cheng K.S. // *Astrophys. J.* 1988. V. 335. P. 306.
6. Lyne A.G., Manchester R.N., Taylor J.H. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1985. V. 213. P. 613.
7. Stollman G.M. *Astron. and Astrophys.* 1987. V. 171. P. 152.
8. Ruderman M., Sutherland P.G. // *Astrophys. J.* 1975. V. 196. P. 51.
9. Beskin V.S., Gurevich A.V., Istomin Ya.N. // *Astrophys. and Space Sci.* 1988. V. 146. P. 205.
10. Смит Ф.Г. Пульсары. М: "Мир", 1979.
11. Pineault S. // *Astrophys. J.* 1986. V. 301. P. 145.
12. Large M.I. // *The Crad Nebula. IAU Symp.* № 46. 1971. P. 165.
13. Малов И.Ф., Сулайманова С.А. // Астрофизика. 1982. Т. 18. С. 107.
14. Гусейнов О.Х., Касумов Ф.К., Юсифов И.М. // Астрон. журн. 1981. Т. 58. С. 1195.

## Some Features in the Distributions of Pulsar Parameters

I. F. Malov and O. I. Malov

The distributions of a number of parameters of 558 known pulsars are analyzed. The period distribution reveals the presence of two pulsar groups (with periods  $P \geq 0.1$  s and  $P < 0.1$  s) differing in evolution. There are no objects at distances larger than  $z = 700$  pc from the Galactic plane among the pulsars with  $P < 0.1$  s that are not members of globular clusters. At the same time, a few dozen long-period pulsars have  $z = 1 - 2$  kpc, corresponding to kinematic ages more than 10 Myr. A high correlation between luminosity and power of losses due to magnetic-dipole radiation ( $L \propto \sqrt[3]{W_{md}}$ ) is observed. The constructed luminosity function shows that no pulsars with  $L < 10^{26}$  erg s<sup>-1</sup> appear to be present in the Galaxy. The total number of active Galactic pulsars reaches  $2.4 \times 10^5$ , corresponding to a pulsar birthrate of order one object every 40 yr.

УДК 524.338.6

## ПОСЛЕВСПЫШЕЧНАЯ КОРОНАЛЬНАЯ АКТИВНОСТЬ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННАЯ СПУТНИКОМ EUVE НА ЗВЕЗДЕ AU MIC

© 1995 г. М. М. Кацова, Дж. Дрейк, М. А. Лившиц

Астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

Астрофизический центр КА EUVE, Беркли, Калифорния, США

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, Троицк, Россия

Поступила в редакцию 25.07.94 г.

Обсуждаются данные о длительном свечении в EUV-диапазоне, зарегистрированном на спутнике "Extreme Ultraviolet Explorer" после импульсных возрастаний яркости звезды AU Mic. Интенсивное свечение наблюдалось около полусуток после каждого из двух импульсов, что в десятки раз превышает время радиационного охлаждения корональных петель с типичными для вспышечной плазмы значениями плотности. Указаны трудности предложенных ранее двух объяснений этого явления: свечение плотных петель в главной фазе вспышки и излучение разреженной плазмы коронального транзиента. Из совместного анализа наблюдений в полосе 65 - 190 Å и в линии 93.9 Å FeXVIII найден временной ход меры эмиссии источника. Общая энергия, излучаемая примерно за 12 ч, составляет  $3 \times 10^{35}$  эрг. Для объяснения мощного длительного свечения в EUV-диапазоне используются представления о пост-эруптивном энерговыделении. Источником свечения является система высоких корональных петель с размером, превышающим радиус звезды; такие системы петель уже остывшей плазмы наблюдались на Солнце в линии H<sub>a</sub> в ходе мощных вспышек (например, 15 июня 1991 г.) после ухода транзиента. Некоторое дополнительное поступление энергии в эту систему петель возможно из вертикального токового слоя, что продлевает свечение. Предлагаемое явление можно отнести к новому типу поверхностной активности на поздних звездах, который является промежуточным между импульсными вспышками на красных карликах и длительными и мощными событиями на субгигантах-компонентах двойных систем типа RS CVn.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Рентгеновские наблюдения вспышек на Солнце и красных карликовых звездах позволили составить определенное представление о развитии вспышки, ее приблизительном сценарии. Собственно вспышка представляет собой внезапное выделение энергии в верхней хромосфере или нижней короне и последующее развитие процесса в системе корональных петель. Многие вспышки можно разделить на две фазы: импульсную (или жесткую) и плавную (или главную). Основным физическим процессом импульсной фазы является ускорение частиц, их диффузия в одной или нескольких магнитных трубах. Воздействие потоков тепла и частиц на нижележащие слои атмосферы определяет большинство наблюдаемых эффектов. К описанию сценария импульсных звездных вспышек, данному нами в 1992 г. [1], следует сейчас добавить только, что условно окончанием импульсной фазы можно считать момент, когда тепловая волна, распространяющаяся от области первичного энерговыделения, достигает второго конца высокой арки и потоки мягких ускоренных частиц вместе с потоками тепла второга-

ются там в нижние слои атмосферы, формируя еще один вспышечный очаг. Как правило, длительность импульсной фазы не превышает 100 с.

Горячая плазма испаряется вверх, заполняя систему корональных петель. Основная энергия расходуется в главной фазе на высыпчивание плазмы и, частично, на уход энергии вниз вследствие теплопроводности. Высыпчивание плазмы происходит с характерным временем

$$t_{rad} = 3kT/nL(T), \quad (1)$$

где  $n$  — плотность в короне,  $T$  — корональная температура,  $k$  — постоянная Больцмана,  $n^2L(T)$  — радиационные потери в см<sup>3</sup>. Выражение (1) активно использовалось Палавичини (см., например, [2]), который показал, что спад интенсивности мягкого рентгеновского излучения звездных вспышек действительно связан с высыпчиванием плазмы во вспышечных петлях. Общая длительность вспышки в мягком рентгеновском диапазоне от начала до уменьшения максимальной интенсивности на порядок величины составляет  $t = 2.3t_{rad}$  и не превышает 1 ч на красных карликах [2].

В октябре 1993 г. на конференции 8-й Кэмбриджской рабочей группы по холодным звездам, звездным системам и Солнцу (Афины, Джордания, США) были доложены первые результаты, полученные на спутнике EUVE для активного красного карлика AU Mic. Аппаратура спутника позволяла одновременно проводить фотометрию в области 65 - 190 Å и получать спектры в трех диапазонах 70 - 190 Å, 140 - 380 Å и 280 - 760 Å [3]. В этой области содержится как основное излучение спокойных корон с температурой плазмы в несколько миллионов градусов (корональный максимум соответствует 100 - 300 Å), так и несколько линий, излучаемых более горячей вспышечной плазмой. Поэтому данные спутника EUVE представляют уникальную возможность изучения корональной активности на ближайших звездах. По сравнению с данными обсерватории EINSTEIN и

спутника ROSAT на EUVE регистрируются как общее излучение в широкой полосе длин волн, так и спектры с достаточно высоким разрешением. Это позволяет проводить более полный анализ процесса, особенно если его длительность превышает временнебе разрешение аппаратуры.

15 - 17 июля 1992 г. на спутнике EUVE была зарегистрирована вспышка на звезде AU Mic, состоящая из двух импульсов, отстоящих друг от друга примерно на 0.5 сут. Более мощный первый импульс в диапазоне 65 - 190 Å сопровождался быстрым возрастанием потока излучения в линиях 192 Å FeXXIV и 304 Å HeII. Необычным явилось то, что регистрируемое фотометром излучение после импульса не уменьшилось до уровня фона, а продолжало регистрироваться еще в течение суток. Такое явление с длительным свечением, превышающим время (1) на порядок величины,

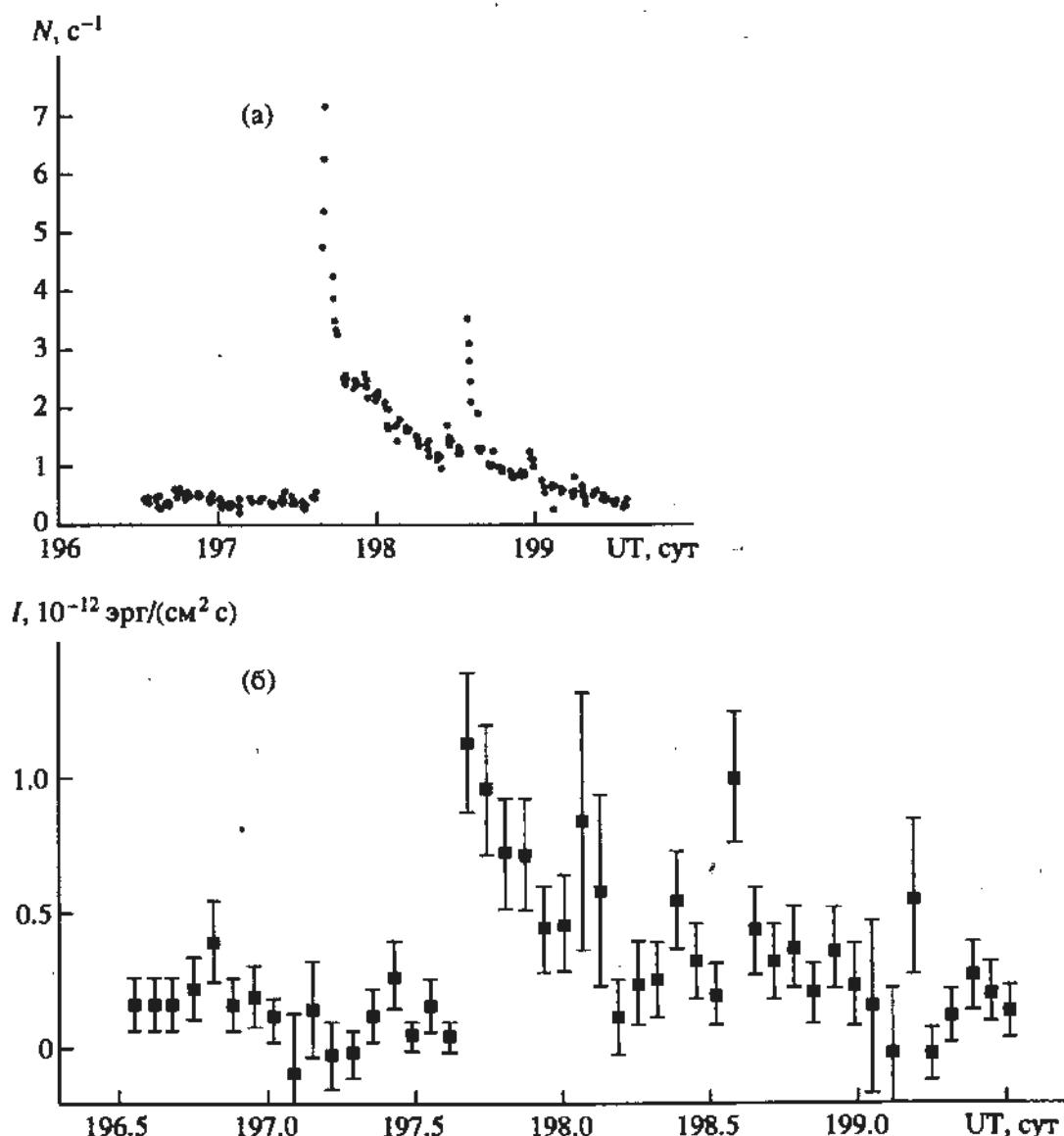


Рис. 1. Временной ход излучения звезды AU Mic 14 - 17 июля 1992 г.: а - в диапазоне 65 - 190 Å [4, 5], б - в линии FeXVIII [3]. По оси абсцисс отложено время UT в сут от начала года (1992).

впервые наблюдалось в мягком рентгеновском излучении красных карликов. В первой интерпретации появление длительного свечения связывается с прохождением транзиента, уходящего на большие расстояния от звезды [4]. Ниже кратко обсуждаются трудности такого подхода, дается новый, совместный анализ фотометрических и спектральных данных и предлагается физическая модель явления.

## 2. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

В работе использованы данные глубокого обзора в диапазоне 65 - 190 Å (Deep Survey Detector) с фильтром Lexan/B [5]. Вспышка 15 июля 1992 г. на AU Mic с максимумом в 16:00 UT приведена на рис. 1а. Первоначальный анализ фотометрических данных был проведен в [3, 4]; функция отклика DS-детектора  $\Psi_{DS}$ , основанная на теоретическом спектре излучения оптически тонкой горячей плазмы [6] и приведенная в [5], будет использована нами далее. Во время спектральных наблюдений, которые сопровождали фотометрические наблюдения, была зарегистрирована линия около 94 Å FeXVIII [3]. Изменение потока в этой линии приведено на рис. 1б.

Звезда AU Mic (dM2e) находится на расстоянии 9.35 пс и является одной из наиболее ярких среди активных красных карликовых звезд, наблюдавшихся в мягком рентгеновском диапазоне: величина  $\lg(L_x/L_{bol})$  равна -2.72 по данным обсерватории EINSTEIN и -3.05 по данным спутника EXOSAT [2]. Фотометрический период AU Mic в оптическом диапазоне, обусловленный присутствием пятен на ее поверхности, составляет 4.85 дня [7]. Согласно [8], AU Mic можно считать одиночной звездой, скорость ее осевого вращения составляет 6 - 8 км/с. Последние измерения магнитного потока дают одну из максимальных величин среди активных красных карликов:  $fB = 2310$  Гс, что интерпретируется как то, что магнитное поле напряженностью 4200 Гс занимает 55% поверхности этой звезды [9].

## 3. АНАЛИЗ ДАННЫХ ДЛЯ ПРОЦЕССА

Изменение скорости счета можно условно разделить на импульсное событие и фазу спада, длившуюся более суток. На фазе спада произошел всплеск, называемый далее вторым импульсом.

### *Времена затухания вспышечного излучения*

Изменения потоков в области 65 - 190 Å на EUVE во время вспышки характеризуются первым мощным импульсом и последующим более длительным затуханием излучения. Ослабление потока в  $e$  раз в первом импульсе происходит за

время  $7.3 \times 10^3$  с и на фазе спада - за  $4.5 \times 10^4$  с. Для второго импульса соответствующие значения равны  $7.8 \times 10^3$  и  $6.9 \times 10^4$  с. Основное внимание в последующем анализе будет уделено спаду интенсивности после первого мощного импульса. Уменьшение в  $e$  раз потока в линии FeXVIII характеризуется временем спада  $2.6 \times 10^4$  с. Нами было определено также время затухания излучения в диапазоне 65 - 190 Å для вспышки на звезде AT Mic по данным [10]. Оно оказалось равным  $2.1 \times 10^3$  с.

### *Изменение меры эмиссии во времени*

Рассмотрим модель изотермического в каждый данный момент времени источника излучения. Оптическая толщина этой области в короне во всех частотах непрерывного спектра очень мала. В центрах резонансных линий оптическая толщина того же источника может быть значительной. Поскольку эффективность ударов второго рода при корональных плотностях низка, фотоны выходят из среды свободно. Оптические толщины в субординатных линиях значительно ниже, чем в резонансных, поэтому для описания радиационных потерь такого источника можно использовать расчеты для оптически тонкой плазмы.

Проведем совместный анализ данных фотометрии и потоков в линии FeXVIII. Поскольку данный ион существует в ограниченной области температур, предположим, что температура медленно уменьшается со временем в корональном источнике после импульсной фазы, проходя за время регистрации линейчатого всплеска значения от  $10^7$  до  $3 \times 10^6$  К для FeXVIII. Выбранный ход температуры приведен ниже в таблице. Подобный ход температуры наблюдается в источниках самых длительных рентгеновских солнечных вспышек вне импульса [11].

Оценим прежде всего меру эмиссии по данным широкополосного DS-фотометра, используя функцию отклика прибора  $\Psi_{DS}(T)$ , приведенную на рис. 3 в работе Калли и др. [4]. Из соотношения  $4\pi d^2 N = EM\Psi_{DS}(T)$ , где  $N$  - скорость счета DS-детектора в  $\text{с}^{-1}$ ,  $d$  - расстояние до звезды, а  $\Psi_{DS}(T)$  имеет размерность  $\text{с}^{-1} \text{ см}^5$ , определяем значение меры эмиссии в  $\text{см}^{-3}$  в течение первого импульса и последующего спада. Полученные таким образом величины не более, чем в 2 раза превышают значения меры эмиссии, данные в [4]. Величины EM, найденные по данным DS-фотометра, остаются достаточно высокими в течение примерно полуторы суток после первого импульса (см. рис. 2 и 3).

Спектральные данные также позволяют найти меру эмиссии источника коронального свечения, длившегося лишь немногим меньше, чем излучение в полосе 65 - 190 Å. Рассмотрим данные о линии FeXVIII 93.9 Å  $2s^2 2p^5 2P_{3/2} - 2s2p^6 2S_{1/2}$ . Для

Таблица 1

Время, сут	$\lg T$ (К)	$N, \text{с}^{-1}$	$\text{EM}_{\text{DS}}, 10^{53} \text{ см}^{-3}$	$I(\text{FeXVIII}), 10^{-12} \text{ эрг/см}^2\text{с}$	$\frac{n(\text{FeXVIII})}{n(\text{Fe})}$	$\langle v\sigma \rangle_{12}, 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$	$\text{EM}(\text{FeXVIII}), 10^{52} \text{ см}^{-3}$
1	2	3	4	5	6	7	8
Модель I							
197.7	6.9	7.20	0.846	1.1	0.093	9.49	1.67
197.8	6.8	2.60	1.06	0.78	0.269	9.10	4.31
197.9	6.7	2.55	1.40	0.55	0.389	8.59	2.20
198.0	6.6	2.25	2.36	0.40	0.302	7.82	2.27
198.1	6.5	1.80	2.92	0.20	0.132	7.41	2.74
198.2	6.4	1.55	1.66	0.00	0.033	6.92	0
198.3	6.3	1.35	0.447				
198.4	6.2	1.20	0.148				
Модель II							
197.7	6.90		2.38				16.6
197.8	6.85		0.955				7.59
197.9	6.80		1.05				3.01
198.0	6.75		1.07				1.78
198.1	6.70		1.00				0.802
198.2	6.65		1.17				
198.3	6.60		1.41				
198.4	6.55		1.51				

Примечание. 1 – время, 2 – логарифм температуры, 3 – скорость счета в диапазоне 65 - 190 Å, 4 – мера эмиссии источника длительного коронального излучения в том же диапазоне, 5 – потоки в линии 93.9 Å FeXVIII около Земли, 6 – относительное обилие иона FeXVIII, 7 – скорость возбуждения электронным ударом, 8 – мера эмиссии источника излучения в линии FeXVIII.

этого разрешенного резонансного перехода между близкими уровнями можно использовать следующее выражение для числа переходов в линии

$$A_{21}n_2 = 0.734 n_e n_1 \langle v\sigma \rangle_{12}.$$

Здесь  $n_1, n_2$  – населенность нижнего (основного) и верхнего уровней,  $n_e$  – электронная плотность,  $A_{21}$  – коэффициент спонтанного перехода,  $\langle v\sigma \rangle_{12}$  – скорость возбуждения электронным ударом, коэффициент 0.734 – фактор ветвления, соответствующий относительной доле перехода в рассматриваемой линии (по отношению к обоим переходам с верхнего уровня вниз).

Интенсивность линии около Земли выражается в виде

$$I = \frac{h\nu}{4\pi d^2} \int A_{21} n_2 dV = \\ = 7.47 \times 10^{-55} \frac{n(\text{FeXVIII})}{n(\text{Fe})} \langle v\sigma \rangle_{12} \text{ EM эрг/см}^2 \text{ с}. \quad (2)$$

Здесь  $n(\text{FeXVIII})/n(\text{Fe})$  – относительное обилие иона, взятое по [12], коэффициент включает в себя величину обилия Fe в короне  $5 \times 10^{-5}$ . Ско-

рость возбуждения электронным ударом  $\langle v\sigma \rangle_{12}$  для рассматриваемого разрешенного перехода между близкими уровнями можно оценить, используя сечение возбуждения ван Регемортера [13]. Для скорости возбуждения имеем [14]

$$\langle v\sigma \rangle_{12} = 32 \times 10^{-6} f(Ry/h\nu)^{3/2} \beta^{1/2} \exp(-\beta) p(\beta) \text{ см}^3/\text{с},$$

где  $\beta = h\nu/kT$ ,  $f$  – сила осциллятора для перехода с нижнего уровня на верхний,  $p(\beta)$  для ионов является слабо изменяющейся функцией [14]. Значения меры эмиссии приведены на рис. 2 и 3 и в таблице для двух моделей зависимости температуры от времени. Принято, что в начальный момент, соответствующий 197.7 сут, величина  $\lg T$  равна 6.9, а далее за 0.1 сут она уменьшается на 0.1 и 0.05 в первой и второй моделях соответственно. Сравнение рассчитанных значений мер эмиссий для линии FeXVIII с полученными по данным широкополосного детектора, приведенное на рис. 2 и 3, показывает, что эти величины близки в начале длительного процесса, а затем различие доходит до порядка величины. Излучение в линии заканчивается несколько раньше, чем в области 65 - 190 Å, особенно во второй модели с медленным уменьшением температуры. О точности определения

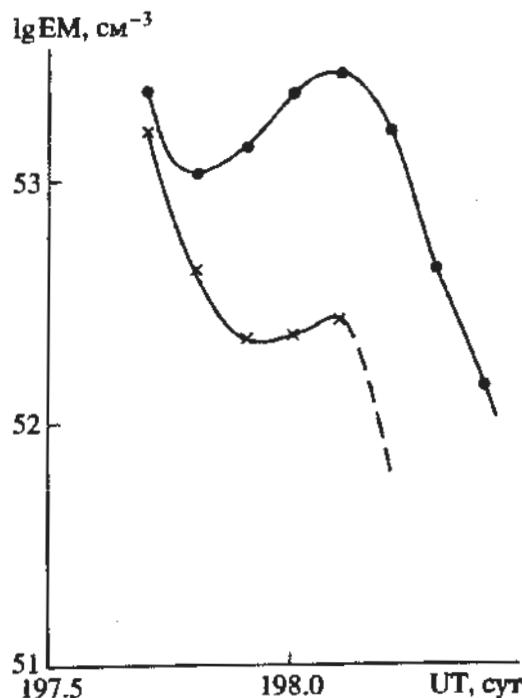


Рис. 2. Изменение со временем меры эмиссии ЕМ источника длительного излучения в широкой полосе 65 - 190 Å (точки) и в линии FeXVIII (крестики). Ось абсцисс — как на рис. 1. Расчет проведен для модели I с быстрым изменением температуры во времени (см. таблицу). В начальный момент заметен некоторый вклад импульсного события.

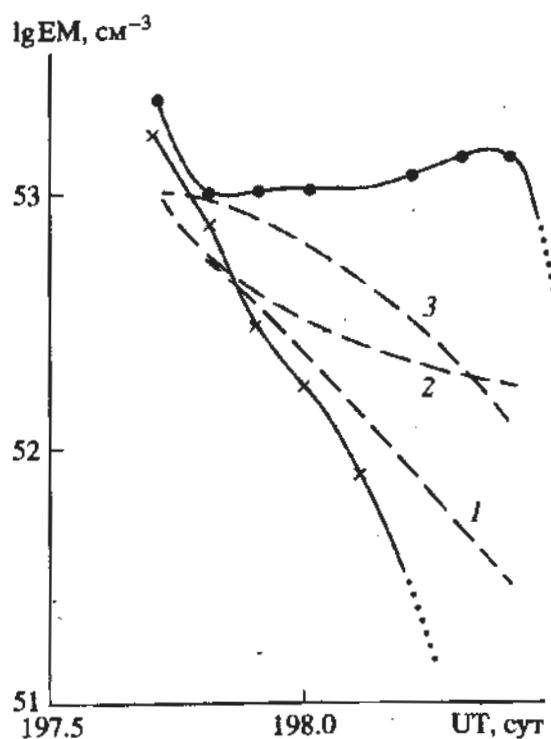


Рис. 3. То же, что на рис. 2 для модели II с медленным изменением температуры во времени (см. таблицу). Штриховыми линиями показаны результаты расчетов ЕМ по (7) с  $t_0 = 1.7 \times 10^3$  с (кривая 1), в изотермическом случае по (6) с тем же значением  $t_0$  (кривая 2) и по (7) с  $t_0 = 5.1 \times 10^3$  с (кривая 3).

мер эмиссий по обоим рядам данных можно судить из сравнения рис. 2 и 3 для двух моделей.

Обсудим два следствия этого вывода, касающиеся энергетики явления и необходимости дополнительного нагрева плазмы в источнике.

Во-первых, полная энергия длительного события может быть оценена следующим образом:

$$W = \int n^2 L(T) dt dV = \int \text{EM}_{DS} L(T) dt.$$

Это дает  $W = 2.9 \times 10^{35}$  эрг за 0.5 сут для первой модели, что значительно превышает типичные энергии вспышек на красных карликах. Если также оценить энергию импульсного события, то соответствующая величина оказывается по крайней мере в 6 раз меньше. Однако отсутствие детального временного хода скоростей счета DS-детектора не позволяет с достаточной точностью оценить это различие. Тем не менее обнаруженное здесь соотношение между энергиями, излученными в начале вспышки, включая импульс, и в более поздние моменты времени, является необычным для красных карликов.

Во-вторых, абсолютные значения меры эмиссии требуют для своего объяснения корональный источник с необычными физическими характеристиками. Действительно, предположим, что максимальный размер источника коротковолнового излучения  $0.5R_\odot$  (это значение близко к максимальной оценке радиуса звезды). Мера эмиссии  $10^{53} \text{ см}^{-3}$  соответствует плотности корональной плазмы  $4.8 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , типичной для вспышечных петель. При этой плотности и значении температуры  $\lg T = 6.9$  сразу после импульса и с учетом радиационных потерь здесь и далее, по [15], выражение (1) дает характерное время высыпчивания  $t_0 = 1.7 \times 10^3$  с. Поскольку источник наблюдается в течение по крайней мере  $20t_0$ , необходим дополнительный нагрев плазмы в этом источнике. Другим способом согласования  $t_{rad}$  и реального времени коротковолнового свечения является значительное уменьшение плотности в источнике, т.е. при фиксированной мере эмиссии увеличение его размера. Один из вариантов такой интерпретации содержится в [4], где в качестве источника излучения в диапазоне 65 - 190 Å предложен корональный транзист (coronal mass ejection, CME).

#### 4. ВОЗМОЖНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ, ПРИВОДЯЩИЕ К ДЛЯТЕЛЬНОМУ КОРТОВОЛНОВОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

Существует несколько возможностей для объяснения обсуждаемых здесь наблюдений длительного события. Предыдущий опыт наблюдений и теоретического изучения солнечных и звездных вспышек позволяет остановиться здесь на трех

следующих возможностях: а) высвечивание в рамках модели главной фазы вспышки [3]; б) транзист как источник длительного свечения и в) пост-эруптивное энерговыделение, теория которого предложена Мартенсом [16]. Обсудим каждую из этих возможностей.

1. Как известно, после импульса система корональных петель заполняется горячей плазмой. Охлаждение вещества в этом источнике и определяет скорость затухания рентгеновского излучения. Выражение (1) с достаточной степенью точности описывает очень большое число событий как на Солнце, так и на звездах [2]. Это прослеживается и на вспышках, зарегистрированных на спутнике EUVE. Так, для длительной фазы спада вспышечного излучения, зарегистрированной на звезде AT Mic [10], скорость счета в диапазоне  $65 - 190 \text{ \AA}$  изменяется пропорционально  $\exp(-t/t_{\tau})$  с  $t = 2.1 \times 10^3 \text{ с}$ . Для события на AT Mic имеются, однако, все основания полагать, что в данном случае  $t = t_{\text{rad}}$ . Иначе говоря, высвечивание, просто уменьшающее запасенную тепловую энергию вспышечных корональных петель, является типичным для главной фазы многих явлений на Солнце и активных красных карликах.

Ясно, что для того, чтобы длительность рентгеновского свечения соответствовала хотя бы нескольким величинам  $t_{\text{rad}}$ , необходим дополнительный нагрев вспышечной системы петель. В принципе, это может происходить, когда в результате импульсного процесса нарушается устойчивость группы пятен и(или) начинается всплытие нового магнитного потока. Процесс длительного пересоединения существовавших ранее высоких (до 30 тысяч км) магнитных полей активной области (или фона) и вновь всплывающих трубок может обеспечить дополнительное поступление энергии. Расчет подобного процесса был продемонстрирован в работе [17] и впоследствие исследовался рядом авторов. Если вспышечное излучение в обсуждаемом эксперименте генерируется во время главной фазы, то размер источника, определяемый масштабом локальных полей, не может быть очень большим (например, существенно превышать  $0.1R_*$ ). В таком случае наблюдаемая мера эмиссии ( $10^{53} \text{ см}^3$ ) соответствует плотности плазмы во вспышечных петлях  $2.5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . В настоящий момент это значение может быть проверено. По данным спутников IUE, EXOSAT, EINSTEIN, нет явных наблюдательных свидетельств в пользу столь больших значений электронных плотностей во вспышечных корональных петлях на Солнце и красных карликах, превышающих  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ , особенно вне импульсов [18].

2. Рассмотрим далее транзист как источник длительного коротковолнового излучения. Общая идея, высказанная в [4], представляется чрезвычайно привлекательной. Действительно,

выброшенное из звездной короны облако горячей плазмы может являться источником длительного коротковолнового излучения: величина меры эмиссии определяется, главным образом, большим масштабом явления при соответствующих низких плотностях плазмы. Здесь имеется аналогия с развивающейся около 30 лет назад небулярной моделью звездных вспышек и мы можем лишь повторить основные общие критические замечания, высказанные тогда при ее обсуждении.

При выбросе облака плазмы от поверхности звезды происходит его расширение и охлаждение. Спектр излучения соответствующего источника должен отражать тот факт, что температура и, особенно, плотность заметно уменьшаются при удалении от звезды. Этот эффект проявляется в случае солнечных транзиентов и во многом определяет низкий уровень их мягкого рентгеновского излучения, а также то, что длительность этого излучения не равна полной длительности движения вещества до расстояний выше  $10R_\odot$ , а соответствует перемещению переднего фронта транзиента до гелиоцентрических расстояний  $2 - 3R_\odot$  [19]. Кроме того, при малых плотностях вид спектра транзиентного явления должен отличаться от обычного спектра вспышки: появление запрещенных линий, изменение соотношений линейчатого и непрерывного свечений в области  $100 - 300 \text{ \AA}$ , однако качественных изменений характера спектра при переходе от импульсной к длительной фазе на опубликованных в [3, 4] спектрограммах не видно. В данном случае мощность излучения во времени длительного события была сравнима с соответствующим значением для импульса этой вспышки и больших звездных вспышек вообще. Такое соотношение совершенно нетипично для мягкого рентгеновского свечения солнечных вспышек. Необходимо провести сравнение наблюдавшего и теоретического спектра оптически тонкой плазмы с целью определения электронных плотностей в источнике. Априори маловероятен вывод об электронных плотностях, существенно меньших  $10^9 \text{ см}^{-3}$ . Заметим, что сейчас уже существуют пути наблюдательной проверки высказанной в [4] гипотезы. Эмиссионные линии движущейся плазмы для вспышки на лимбе должны быть сдвинуты в синюю сторону, причем скорости от сотен до тысячи км/с должны заведомо регистрироваться, например, Годдаровским спектрографом Космического телескопа Хаббла. Звезда AU Mic и слабая вспышка на ней уже зарегистрировались этой аппаратурой [20]. В этом эксперименте, так же как и в предыдущих с меньшим спектральным разрешением, таких значительных скоростей пока не обнаружено.

Итак, выброшенное с большой скоростью облако плазмы быстро становится разреженным, температура в нем падает, и рентгеновское излучение не может длиться многие часы. Кроме того,

пока не существует указаний на большие скорости движения плазмы от поверхности звезды во время длительных вспышек на активных поздних звездах. Поэтому, несмотря на привлекательность объяснения длительного свечения в EUV-диапазоне транзисторным явлением, оно представляется нам в настоящее время неприемлемым.

3. Предлагаемый нами механизм легче будет понять в рамках представлений, которые начинают использовать в последнее время при интерпретации появления длительных вспышечно-подобных событий на Солнце. Хотя наиболее отчетливо эти явления наблюдались в серии вспышек июня 1990 г., они также происходили во время нескольких других вспышек XXII цикла солнечной активности и нескольких более ранних событий.

В солнечных вспышках обычно принято выделять импульсную (не более нескольких минут) и плавную (главную) (от нескольких минут до часа) фазы. Для импульсной фазы характерно появление кратковременного всплеска жесткого рентгеновского и иногда линейчатого и непрерывного  $\gamma$ -излучений. Главная фаза – это время свечения

вспышечных петель в мягком рентгеновском диапазоне. В момент, близкий к началу вспышки, по-видимому, начинается выброс транзиента.

Здесь мы предполагаем обсудить явления, начинающиеся в конце главной фазы или после нее. Наиболее отчетливым наблюдательным (в линии  $H_{\alpha}$ ) проявлением процесса, который мы будем называть фазой пост-эруптивного энерговыделения, является выброс большой системы петлеобразных протуберанцев (см., например, [21]). Несколько выше холодных  $H_{\alpha}$ -петель располагаются горячие петли, светящиеся в мягком рентгеновском диапазоне. Есть свидетельства в пользу тесной связи этих горячих и холодных петель и возможного происхождения холодного газа при "склонении" горячих петель вследствие тепловой неустойчивости. Заметим, что для солнечных вспышек размеры таких петель доходят до  $0.5R_{\odot}$ , что значительно превышает размеры петель в главной фазе вспышек.

Время радиационного охлаждения плазмы в этих горячих петлях мало по сравнению со временем существования системы горячих петель. Поэтому для поддержания этого процесса требуется некоторая дополнительная энергия. Один из возможных вариантов пост-эруптивного энерговыделения предложен Мартенсом [16]: при выбросе транзиента происходит искажение магнитного поля на больших высотах, и тенденция к восстановлению первоначальной конфигурации поля приводит к формированию вертикального токового слоя. Процесс пересоединения в нем обеспечивает длительное дополнительное выделение энергии.

Эти представления о пост-эруптивных процессах на Солнце позволяют дать естественное объяснение обсуждавшимся выше наблюдениям длительного коротковолнового излучения на звезде AU Mic. Действительно, увеличение масштаба системы петель по сравнению с петлями главной фазы вспышек обеспечивает достаточную интенсивность излучения (точнее меру эмиссии) при меньших плотностях, чем в петлях главной фазы. С другой стороны эти плотности выше, чем в транзиенте, и сохраняются дольше. Длительность этого процесса определяется временем выброса системы петель и, возможно, временем существования вертикального токового слоя. Спектр такого источника, схематически изображенного на рис. 4, близок к корональному вспышечному спектру, но может наблюдаться достаточно долго (на Солнце иногда такие образования – особый тип корональных конденсаций или очень длительные рентгеновские события (см., например, [11]) – могут наблюдаться 0.5–1 сут). Разумеется, такая система может существовать, если в нее поступает энергия  $(2 - 10) \times 10^{30}$  эрг/с,

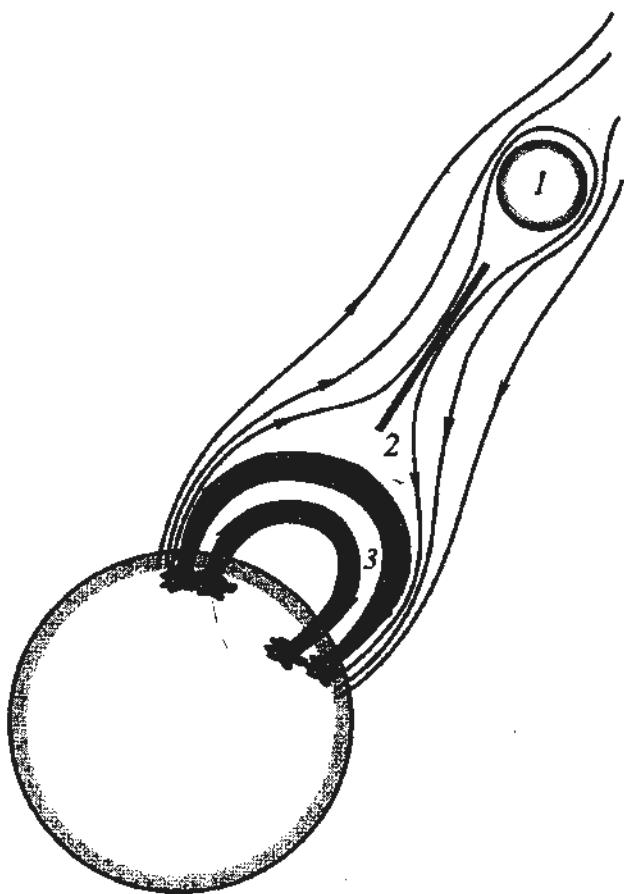


Рис. 4. Схема вспышки с постэруптивным выделением энергии: 1 – выбрасываемое облако плазмы, 2 – вертикальный токовый слой, 3 – корональные петли, наблюдаемые в мягком рентгеновском диапазоне на заключительной стадии вспышки.

что на один или несколько порядков превышает солнечное значение.

Радиационные потери должны приводить к быстрому охлаждению плазмы во вспышечных петлях. Ясно, что если полностью скомпенсировать эти потери, то квазиравновесное состояние может существовать в течение времени, существенно превышающего  $t_{rad}$ . С другой стороны, если дополнительный нагрев пренебрежимо мал по сравнению с радиационными потерями, то он практически не изменит длительности процесса. Характер изменения меры эмиссии источника во времени, а также общая длительность рассматриваемых процессов содержит определенную информацию о физике явления. Мы попытались выяснить ее на основе простого рассмотрения баланса энергии в источнике свечения.

Отвлекаясь от конкретных магнитогидродинамических процессов, рассмотрим энергетический баланс в источнике коротковолнового излучения. Если излучение в области 1 - 2000 Å, охлаждающее плазму, свободно выходит из объема, то тепловая энергия расходуется на излучение и пополняется за счет дополнительного нагрева. Считая для определенности нагрев пропорциональным давлению, можно записать для 1 см<sup>3</sup> (или для всего объема, если он остается примерно постоянным в ходе процесса):

$$\frac{dE}{dt} = \beta \frac{P}{p_0} - n^2 L(T), \quad (3)$$

где  $E = 3nkT$  – внутренняя энергия,  $\beta$  (эрг/см<sup>3</sup>с) – неизменная во времени величина нагрева в начале процесса,  $p_0$  – начальное давление,  $n$  – плотность плазмы,  $L(T)$  – функция радиативного охлаждения. При  $P = 2nkT$  имеем

$$dz/dt + \alpha z = p_0 L(T)/6k^2 T^2, \quad (4)$$

$$\text{где } z = p_0/p, \alpha = \frac{2\beta}{3p_0}.$$

Решение этого уравнения Бернуlli при  $z(0) = 1$  есть

$$z = \exp(-\alpha t) \left( 1 + \int_0^t p_0 L(T)/6k^2 T^2 \exp(\alpha t') dt' \right). \quad (5)$$

Поясним прежде всего смысл выражения (5) для изотермического источника. Свободный член уравнения (4)  $w = p_0 L(T)/6k^2 T^2 = 1/t_0$ , где  $t_0$  – введенная ранее величина (1) для условий в начале процесса. Если ввести величину  $u$  как отношение нагрева к потерям на излучение в начальный момент времени, то легко получить

$$w/\alpha = 1/u.$$

Тогда решение (5) в изотермическом случае будет иметь вид:

$$n_0/n = 1/u + \exp(-ut/t_0)(1 - 1/u), \quad (6)$$

где  $n_0$  – плотность в начале процесса. Видно, что при  $t \gg t_0$  величина  $n_0/n = u$ . Потребуем, чтобы через какое-то время после начала процесса мера эмиссии уменьшилась на порядок, т.е. плотность уменьшилась примерно в 3 раза при постоянном объеме. Это возможно в изотермических процессах с большой по сравнению с  $t_0$  длительностью при дополнительном нагреве, компенсирующем 30% радиационных потерь. Из выражения (6) видно, что при уменьшении относительного нагрева (малые  $u$ ) величина  $n_0/n \approx 3$  достигается за время, не сильно отличающееся от  $t_0$ .

С использованием введенных для изотермического процесса постоянных  $u$  и  $t_0$  имеем

$$\begin{aligned} \frac{n_0 T_0}{n T} &= \exp(-ut/t_0) + \\ &+ \frac{1}{t_0} \int_0^t \frac{L(T)}{L(T_0)} \left( \frac{T_0}{T} \right)^2 \exp\left(\frac{u}{t_0}(t' - t)\right) dt'. \end{aligned} \quad (7)$$

Отсюда видно, что результат интегрирования выражения (7) сильно зависит от поведения функции  $L(T)/T^2$  во времени. Значения  $(n/n_0)^2$ , вычисленные по (7), приводятся на рис. 3 для модели с более медленным падением температуры для двух значений параметров в (7):  $t_0 = 1.7 \times 10^4$  и  $5.1 \times 10^4$  с (в 10 и 30 раз больше введенного ранее значения), что соответствует плотностям  $4.8 \times 10^9$  и  $1.6 \times 10^9$  см<sup>-3</sup>. Для сравнения на том же рисунке дан один вариант изотермического решения (6) для  $t_0 = 1.7 \times 10^4$  с. В приводимых здесь решениях величина  $u = 1/3$ .

Сравнение величин ЕМ, выводимых из наблюдений, с вычисленными показывает, что удается описать сохранение больших значений ЕМ в течение нескольких десятых суток. В рамках используемой однородной модели наблюдения в линии FeXVIII описываются лучше, чем в широкой полосе DS-фотометра. Плотности в источнике оказались весьма низкими, не превышающими  $5 \times 10^9$  см<sup>-3</sup>. Эта величина зависит от принятого закона изменения нагрева. Напомним, что при полной компенсации радиационных потерь плотности должны достигать  $5 \times 10^{10}$  см<sup>-3</sup> при размере источника порядка радиуса звезды.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На спутнике EUVE была зарегистрирована вспышка на звезде AU Mic в линиях FeXXIV 192 Å, FeXVIII 93.9 Å и HeII 304 Å, а также в области 65 - 190 Å. Кроме импульсной фазы обнаружено

длительное свечение, существующее после каждого импульса в широкой спектральной области около полусуток и несколько меньше в линии FeXVIII. Мы подтверждаем вывод [4] о низкой плотности и соответственно большом объеме источника свечения. Общее энерговыделение в ходе процесса достигает  $3 \times 10^{35}$  эрг с темпом поступления энергии в слой  $(2 - 10) \times 10^{30}$  эрг/с.

Разумеется, рассмотрение баланса энергии не может полностью заменить построение полной физической картины весьма сложного магнитогидродинамического процесса. Выбор конкретной функции, описывающей дополнительный нагрев, не является принципиальным. Соответствующее несколько более сложное рассмотрение удается провести как для постоянного нагрева, так и для нагрева, пропорционального  $p^2$ , но это практически не меняет окончательного результата. Проведенное рассмотрение баланса энергии показывает, что потери на излучение являются чрезвычайно эффективными; они действительно определяют поведение потоков мягкого рентгеновского излучения во времени для звездных вспышек [2] и приводят к катастрофическому охлаждению плазмы во вспышечных петлях [22]. Поэтому увеличение длительности всего процесса по сравнению с  $t_{rad}$  может происходить только при реализации весьма специфических магнитогидродинамических процессов. Необходимым требованием является обеспечение нагрева, сравнимого по величине с радиационными потерями всего весьма большого объема плазмы.

Проведенный здесь анализ показывает, что, вероятно, мы встречаемся здесь с новым типом поверхностной активности, который может развиваться на активных поздних K- и ранних M-карликах. Это проявляется в формировании систем петель, заполненных горячей плазмой; их размер может достигать одного или нескольких радиусов звезды, и температура плазмы, доходящая до  $10^7$  К, может поддерживаться достаточно долго за счет дополнительного поступления энергии. Энергетика, длительность, масштабы этого процесса позволяют, по-видимому, утверждать, что этот тип активности является промежуточным между мощными вспышками на красных карликовых звездах и более длительными и мощными событиями на звездах типа RS CVn. Физически это может быть обусловлено сильными магнитными полями на поверхности AU Mic и подобных ей активных звезд, их выносом на большие расстояния от звезды и возможным формированием вертикальных токовых слоев.

Выделяемая здесь пост-эруптивная фаза может проявляться также в других спектральных диапазонах. Весьма вероятно появление излучения в бальмеровских линиях и слабой непрерывной эмиссии. Представляет также интерес прове-

дение детального анализа EUV-спектров этих событий с целью определения дифференциальной меры эмиссии и с последующим построением физической модели источника.

Заметим, что плотности в импульсных возрастающих яркости приближаются к  $10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Для второго из рассматриваемых импульсов такой вывод по отношению линий 114.4 Å FeXXII/142.2 Å FeXXI сделан в [23]. После импульсов температура в источнике уменьшается, плотности падают, но не до такой степени, как в случае коронального транзиента. Для уверенного определения плотности в источнике длительного свечения данных оказывается недостаточно.

Авторы благодарят проф. С. Бойера (S. Bowyer) и его коллег за содействие в выполнении данной работы.

Работа выполнена в рамках ГНПП "Астрономия" (проект № 4-129).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Katsova M.M., Livshits M.A. // Astron. and Astrophys. Trans. 1992. V. 3. P. 67.
2. Pallavicini R., Tagliaferri G., Stella L. // Astron. and Astrophys. 1990. V. 228. P. 403.
3. Drake J.J., Brown A., Bowyer S. et al. // Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun. The 8th Cambridge Workshop / Ed. Caillault J.-P. ASP Conf. Ser. V. 64. 1994. P. 35.
4. Cully S.L., Fisher G., Abbott M.J., Siegmund O.H.W. // Astrophys. J. 1994. V. 435. P. 449.
5. Cully S.L., Siegmund O.H.W., Vedder P.W., Vallerga J.V. // Astrophys. J. 1993. V. 414. P. L49.
6. Mewe R., Gronenschield E.H.B.M., van den Oord G.H.J. // Astron. and Astrophys. Suppl. 1985. V. 62. P. 197.
7. Busko I.C., Torres C.A.O. // Astron. and Astrophys. 1978. V. 64. P. 153.
8. Bopp B.W., Fekel F. // Astron. J. 1977. V. 82. P. 490.
9. Saar S. // Infrared Solar Physics. IAU Symp. 154 / Eds Rabin D.M., Jefferies J.T., Lindsey C. Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1994. P. 493.
10. Monsignori Fossi B.C., Landini M., Drake J.J., Cully S.L. // Astron. and Astrophys. 1994, in press.
11. Smith K.L., Svestka Z., Strong K.T., McCabe M.K. // Solar Phys. 1994. V. 149. P. 363.
12. "Spectroscopic data for iron" // Atomic data for controlled fusion research / Ed. Wiese W.L. V. IV. NBS Washington (of ORNL-6086). D.C. Publ. by Controlled Fusion Atomic Data Center, 1985. P. F - 135.
13. van Regemorter A. // Astrophys. J. 1962. V. 132. P. 406.
14. Вайнштейн Л.А., Шевелько В.П. Структура и характеристики вонов в горячей плазме. М.: Наука, 1986.
15. Raymond J.C., Smith B.W. // Astrophys. J. Suppl. 1977. V. 35. P. 419.
16. Martens P.C.H. // Astrophys. J. 1988. V. 330. P. L131.
17. Kopp R.A., Polletto G. // Solar Phys. 1984. V. 93. P. 351.
18. Byrne P.B. // Solar Phys. 1989. V. 121. P. 61.

19. Cliver E.W., Dennis B.R., Kiplinger A.L. et al. // *Astrophys. J.* 1986. V. 305. P. 920.
20. Linsky J.L., Wood B.E. // *Colorado Astrophysics Preprint № 198 / Astrophys. J.* 1994, in press.
21. Svestka Z. *Solar Flares*. Dordrecht: Reidel D., 1976.
22. Fisher G.H., Hawley S.L. // *Astrophys. J.* 1990. V. 357. P. 243.
23. Brown A. // *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun / Ed. Caillault J.-P. Proc. 8th Cambridge Workshop. ASP Conf. Ser. V. 64. 1994. P. 23.*

## Post-Flare Coronal Activity of the Star AU Mic Recorded by the EUVE Satellite

M. M. Katsova, G. Drake, and M. A. Livshits

Data on a prolonged period of EUV emission after a sudden rise in brightness recorded by the Extreme Ultraviolet Explorer (EUVE) for the star AU Mic are discussed. Intense emission was observed for roughly 12 hours after each of two impulses, which exceeds by 10 times the radiation cooling time of coronal loops with typical flare plasma densities. Difficulties are pointed out for two explanations for this phenomena suggested earlier: emission by dense loops in the main phase of the flare, and emission of rarified plasma in coronal transients. Joint analysis of observations of the 65 - 190 Å band and the 93.9 Å FeXVIII line showed a temporary change in the emission measure of the source. The total energy emitted during approximately 12 hours was  $3 \times 10^{33}$  erg. The concept of post-eruptive energy release is used to explain the prolonged emission in the EUV. The source of the emission is a system of high coronal loops with size exceeding the radius of the star. Such loop systems of already-cooled plasma have been observed on the Sun in H<sub>α</sub> during powerful flares (for example, June 15, 1991) after the transient has gone. Some additional energy input into the loop system from vertical current layers is possible, which prolongs the emission. The proposed phenomenon is a new type of surface activity on late stars, which is intermediate between impulsive flares on red dwarves and prolonged and powerful events on the subgiant components of RS CVn double systems.

УДК 524.338-36

## НОВОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЙ ЭЛЕМЕНТОВ В АТМОСФЕРЕ Ат-ЗВЕЗДЫ 15 Vul

© 1995 г. И. С. Саванов

Крымская астрофизическая обсерватория, Научный Крым

Поступила в редакцию 01.04.94 г.

На основе новых наблюдений с ПЗС-камерой определены содержания легких элементов в атмосфере "умеренной" Ат-звезды 15 Vul, для двух элементов – азота и серы; данные определения выполнены впервые. Установлено, что в атмосфере этой "умеренной" металлической звезды, характеризуемой близкими к солнечным содержаниями кальция и скандия, содержания ряда легких элементов (кремний и магний) понижены по отношению к солнечным, другие (натрий и сера) имеют избыток. Величины  $Ig\epsilon(Fe)$ , определенные по линиям FeI и FeII хорошо согласуются между собой и указывают на близкое к солнечному содержание железа. Уточнены содержания иттрия и бария. Сравнение с результатами новых эволюционных расчетов не привело к заметным изменениям эволюционных параметров 15 Vul. Однако возможно изменение эволюционного статуса этой звезды – скорее всего она еще завершает эволюцию на стадии главной последовательности.

В настоящее время мы стали располагать достаточно большой информацией о содержаниях легких элементов (в том числе C, N и O) в атмосферах химически пекулярных звезд [1, 2]. К сожалению, наиболее обширное на сегодняшний день исследование [2] не включает известную классическую Ат-звезду 15 Vul. Эту звезду принято относить к "умеренным" (mild) металлическим звездам, аномалии которых носят умеренный характер (например, линия K CaII в спектре 15 Vul не столь слаба, как у других Ат-звезд [3]). Звезда 15 Vul изучалась нами ранее [4] методом моделей атмосфер на основе трех литературных источников, в которых приводятся данные об эквивалентных ширинах линий в ее спектре [5 - 7]. Позднее, в ходе первых в Крымской астрофизической обсерватории наблюдений с ПЗС-камерой [8], были получены спектрограммы, центрированные на участки с длинами волн  $\lambda\lambda$  5010, 6160 и 8686 (соответственно для определения содержаний C, O и N) [1, 9].

Настоящее исследование ставило перед собой следующие задачи. Как отмечалось ранее в [7], опубликованные в литературе измерения эквивалентных ширин линий для 15 Vul согласуются между собой в синей области спектра, но различаются в желто-зеленой и красной областях. Причина таких расхождений осталась невыясненной [7].

Как известно, одним из признаков, согласно которому ту или иную звезду относят к классу Ат-звезд, является ослабление линии K CaII в спектре, а также устанавливаемые уже из анализа высокодисперсионных спектров пониженное содержание Ca и(или) Sc и избыток тяжелых элементов, растущий в среднем с увеличением атомного номера элемента. В связи с этим любопытно

отметить, что согласно исследованиям [4, 7] 15 Vul характеризуется нормальными содержаниями Ca и Sc. Этот факт мы считали целесообразным проверить на основе нового наблюдательного материала. Нами [4] не были обнаружены аномалии других легких элементов – все элементы от C до Sc имели содержания  $Ig\epsilon(EI)$  близкие к солнечным значениям или чуть выше их. Представляется интересным выяснение вопроса: все ли легкие элементы у данной "умеренной" Ат-звезды не имеют аномалий содержаний по отношению к Солнцу.

В 1992 г. нами были получены ПЗС-спектрограммы с отношением сигнала к шуму порядка 100 для красной области спектра и от 40 до 60 для ИК-области. Одновременно регистрировался спектральный диапазон длиной около 30 Å. Спектральное разрешение составляло 0.18 Å. Общие сведения о наблюдениях представлены в табл. 1.

Таблица 1. Основные сведения о наблюдениях 15 Vul

Дата	Длина волны центра спектрального диапазона $\lambda$ , Å	Эспозиция, мин
06.08.1992	5520	10
06.08.1992	5591	10
06.08.1992	5675	10
06.08.1992	5710	10
06.07.1992	6150	7
06.08.1992	6360	14
06.08.1992	6450	10
06.08.1992	6495	10
06.08.1992	7110	30
02.12.1992	8686	45
02.12.1992	8686	50

Таблица 2. Список исследованных линий

Элемент	$\lambda, \text{\AA}$	$E_1$	$\lg g f$	$W_\lambda$	$\lg \epsilon$	Элемент	$\lambda, \text{\AA}$	$E_1$	$\lg g f$	$W_\lambda$	$\lg \epsilon$
Cl	7111.50	8.64	-1.21	0.054	8.52		5602.85	2.52	-0.60	0.085	6.96
	7113.20	8.65	-0.82	0.070	8.92		6161.30	2.52	-1.27	0.013	6.62
	7115.20	8.64	-0.79	0.078	8.34		6162.17	1.90	0.09	0.112	6.05
	7117.00	8.65	-0.97	0.073	8.48		6439.08	2.53	0.39	0.107	6.15
	7119.70	8.64	-1.20	0.058	8.56		6449.81	2.52	-0.50	0.042	6.42
Ni	8683.38	10.29	-0.05	0.085	7.81	ScII	6462.57	2.52	0.26	0.112	6.33
	8686.13	10.28	-0.45	0.060	7.98		6493.78	2.52	-0.11	0.088	6.50
	8703.24	10.28	-0.41	0.058	7.91		5526.80	1.77	0.12	0.064	2.64
	8711.69	10.29	-0.34	0.049	7.76		5667.16	1.50	-1.24	0.020	3.23
	8718.82	10.29	-0.43	0.110	8.39		5669.03	1.50	-1.12	0.047	3.50
O I	6155.99	10.69	-0.70	0.032	8.69	CrII	5684.19	1.51	-1.05	0.026	3.17
	6156.78	10.74	-0.44	0.046	8.65		5508.61	4.15	-2.20	0.026	5.76
	6158.19	10.74	-0.29	0.052	8.58		5510.71	3.83	-2.48	0.027	5.83
NaI	5682.63	2.09	-0.67	0.045	6.51	FeI	5506.78	.99	-2.85	0.050	7.79
	5688.21	2.10	-0.40	0.077	6.55		5586.76	3.37	-0.12	0.114	7.30
	6160.75	2.10	-1.35	0.022	6.81		5686.53	4.55	-0.67	0.025	7.78
MgI	5528.41	4.33	-0.48	0.116	7.06	CrII	5709.38	3.37	-0.98	0.053	7.61
	5711.09	4.34	-1.75	0.023	7.39		6494.99	2.40	-1.24	0.082	7.44
Si I	5684.52	4.93	-1.47	0.016	7.45	FeII	8688.63	2.17	-1.21	0.151	7.50
	6155.22	5.62	-0.84	0.023	7.43		5525.14	3.27	-3.95	0.021	7.48
Si II	6371.35	8.09	-0.05	0.143	7.20	FeII	6147.74	3.89	-2.65	0.097	7.45
	8693.98	7.84	-0.52	0.060	7.44		6149.24	3.89	-2.70	0.077	7.34
Ca I	8694.70	7.84	0.05	0.151	7.56	VII	6369.45	2.89	-4.21	0.034	7.68
	5512.97	2.93	-0.45	0.023	6.41		6446.43	6.22	-1.98	0.018	7.45
Ca II	5588.75	2.51	0.36	0.095	6.08	VII	6456.38	3.90	-2.17	0.191	7.74
	5590.12	2.52	-0.57	0.036	6.46		6482.21	6.22	-1.89	0.035	7.70
	5594.47	2.52	0.10	0.091	6.32	BaII	5509.91	0.99	-1.24	0.051	3.24
	5598.49	2.52	-0.35	0.091	6.76		5521.54	1.76	-1.34	0.019	3.37
	5601.29	2.53	-0.69	0.040	6.62		6141.72	0.80	0.12	0.208	2.64

Обработка спектрограмм включала стандартные операции: вычитание темнового тока, фона неба, нормировку к континууму и привязку к шкале длин волн.

Часть спектральных диапазонов выбирались таким образом, чтобы обеспечить определение содержаний легких элементов – C, N, O, Ca и Sc. В настоящем исследовании содержание C было найдено по 5 линиям ИК-диапазона с центром

около 7110 Å (обоснование выбора этих линий см. в [2, 10]). Результаты определения содержаний легких элементов были дополнены данными для Na, Ma и менее изученного элемента S, линии которого 8693 и 8694 Å попадают в диапазон, используемый для измерения линий N. Из тяжелых элементов в анализ были включены две линии Y и две линии Ba. Таблица 2 содержит основные данные о результатах измерений и вычислений

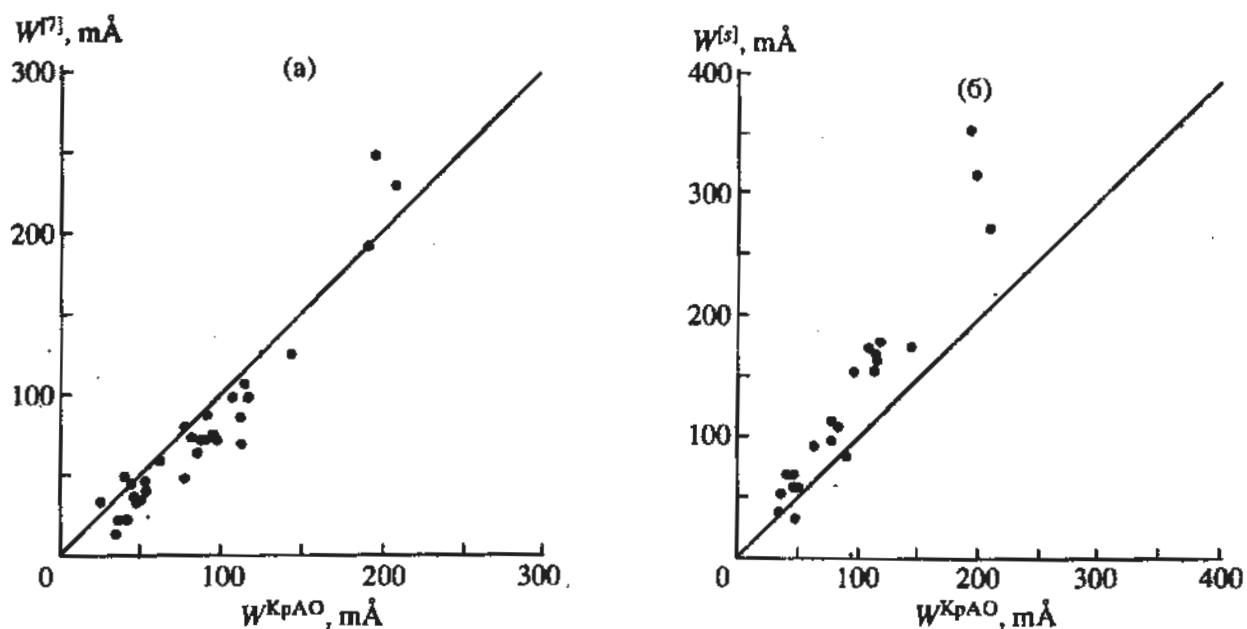


Рис. 1. Сравнение эквивалентных ширин линий в спектре 15 Vul по наблюдениям с ПЗС-камерой с данными [7] (а) и [5] (б).

(см. ниже). Измеренные нами эквивалентные ширины  $W_\lambda$  порядка 60 линий были сопоставлены с результатами, опубликованными в литературе; напомним, что данные [6] не перекрываются с результатами наших измерений. Из рис. 1а, 1б следует, что результаты [7], (кроме трех линий с  $W_\lambda > 200$  мÅ) систематически ниже наших, а результаты измерений, опубликованные в [5] – выше, причем в этом

случае расхождение увеличивается с ростом  $W_\lambda$ . Указанные расхождения в измерениях эквивалентных ширин существенно превышают точность наших новых измерений, которая составляет по нашим оценкам не более 5 - 6 мÅ для слабых линий с  $W_\lambda$  менее или порядка 80 мÅ и 10 - 15 мÅ для сильных линий с  $W_\lambda$  около 200 мÅ.

Для сопоставимости результатов определений содержаний  $\lg \epsilon(EI)$  (как обычно, содержания даны в шкале  $\lg \epsilon(H) = 12.0$ ) нами были использованы для C, N, O те же значения сил осцилляторов, что и в [2], для S – те же, что и в [11] и согласно [4] были взяты силы осцилляторов для других элементов. По сравнению с [4] изменения  $gf$ -величин были произведены для линий FeII и BaII в связи с уточнением абсолютной шкалы систем сил осцилляторов линий этих элементов. Для двух слабых линий CrII с высокими потенциалами возбуждения, ранее не используемых в анализе,  $gf$ -величины были взяты из [12]. Данные о константах затухания были взяты нами из [13, 14].

Содержания всех элементов были определены при следующих параметрах атмосферы 15 Vul:  $T_g = 8100$  K,  $\lg g = 3.5$ ,  $\xi_r = 4.8$  км/с (процедура выбора модели атмосферы и методика вычислений описана в [4]). В табл. 3 представлены данные о химическом составе атмосферы этой Ап-звезды, полученные по нашим новым измерениям и согласно результатам [4]. В последних двух столбцах этой таблицы приведены результаты определений содержаний элементов в атмосфере Солнца в системе используемых нами сил осцилляторов [4] и согласно компиляции [15]. Данные [4, 15] достаточно хорошо согласуются между собой, наибольшие изменения в солнечных содержаниях среди изучаемых нами элементов (для C – 0.10 dex,

Таблица 3. Содержания элементов в атмосферах 15 Vul и Солнца по результатам наших определений и данным из литературы

Элемент	$\lg \epsilon$		$\lg \epsilon_{\odot}$	
	KрAO	[4]	[4]	[15]
Cl	8.56	8.78	8.70	8.60
Ni	7.97			8.00
OI	8.64			8.93
NaI	6.62	6.75	6.28	6.33
MgI	7.23	7.66	7.60	7.58
Sil	7.44	7.82	7.65	7.55
SII	7.20	7.37	7.55	
SI	7.50			7.21
CaI	6.45	6.49	6.36	6.36
ScII	3.14	3.08	3.05	3.10
CrII	5.80	5.82	5.50	5.67
FeI	7.57	7.70	7.55	7.67
FeII	7.55	7.67	7.56	7.48*)
YII	3.19	2.84	2.24	2.24
BaII	2.71	3.11	2.40	2.13*)

\*) Приведены содержания согласно [16] (Fe) и [17] (Ba).

для Fe – 0.12 dex и для BaII – 0.37 dex) связаны с уточнением величин  $gf$ . К сожалению, в [15] приводятся средние для двух стадий ионизации величины  $Ig\epsilon(El)$ , хотя в принципе они могут различаться (можно указать на существующие в течение длительного периода различающиеся результаты определений содержания железа в атмосфере Солнца в зависимости от того, находились они по линиям FeI или FeII). В итоге в табл. 3 для FeII и BaII содержания этих элементов приводятся согласно статьям [16, 17] соответственно.

Сравнение химического состава атмосфер 15 Vul и Солнца представлено на рис. 2. Этот рисунок построен на основе данного исследования и результатов [4], а также дополнен результатами определений содержания сверхтяжелого элемента Th [18]. Таким образом, к настоящему времени нами выполнено определение содержаний 29 элементов в атмосфере данной Ам-звезды, причем содержания легких элементов N и S ранее не определялись.

Содержание C в атмосфере 15 Vul имеет значение, близкое к солнечному или слегка пониженное; более определенно можно сделать вывод о пониженном содержании O в ее атмосфере. Согласно данным [2] C показывает большой диапазон изменений в атмосферах немагнитных химически пекулярных звезд, а среднее значение дефицита составляет 0.6 dex. Таким образом, по отношению к другим звездам этого типа 15 Vul имеет величину  $Ig\epsilon(C)$  на 0.5 dex выше среднего значения.

Содержание N также повышенено на 0.3 dex по отношению к среднему значению для немагнитных пекулярных звезд. В своем исследовании авторы [2], анализируя результаты предыдущих определений содержаний C, N и O в атмосферах химически пекулярных звезд, отмечали, что по сравнению с нашим анализом [1] наибольшие расхождения их результаты имеют именно в случае определений содержаний N (0.3 - 0.5 dex). Для того, чтобы убедиться в точности наших измерений, мы провели дополнительные наблюдения Сириуса ( $\alpha$ CMa) в диапазоне длин волн 8680 - 8694 Å и сопоставили измеренные нами величины  $W_\lambda$  с опубликованными в [2, 11] (табл. 4). Приведенные в табл. 4 данные свидетельствуют о хорошем согласии измеренных эквивалентных ширин линий.

Содержание Mg по двум умеренно сильным линиям MgI оказалось пониженным по отношению к солнечному значению. Также пониженными оказались величины  $Ig\epsilon(Si)$ , найденные по линиям нейтрального и ионизованного Si, причем по сравнению с [4] имеется лучшее согласие между содержаниями, определенными по линиям нейтрального и ионизированного Si.

В противоположность перечисленным элементам в ряду от C до Sc, имеющим дефицит содержаний в атмосферах Ам-звезд по отношению к Солнцу, некоторые легкие элементы имеют по-

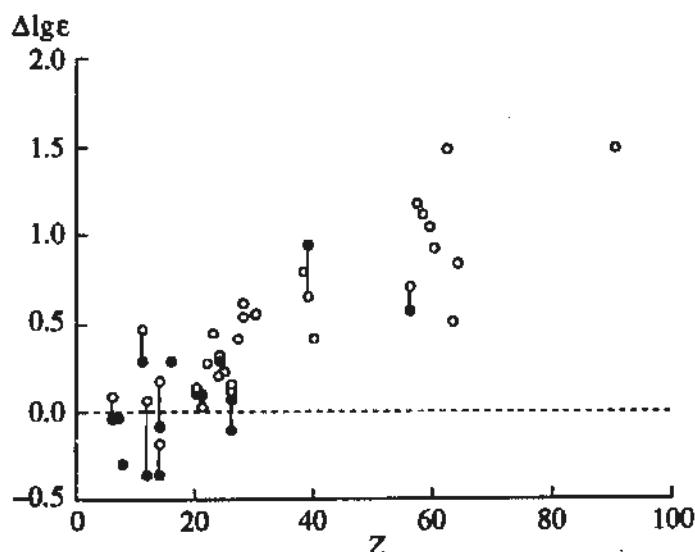


Рис. 2. Сравнение содержаний элементов в атмосфере Ам-звезды 15 Vul с их содержаниями на Солнце. Темные кружки соответствуют результатам, полученным по наблюдениям с ПЗС-камерой, светлые – результатам [4, 18].

вышенное содержание. К их числу прежде всего следует отнести Na, аномалии которого были отмечены нами ранее в [4]. Как показали наши расчеты, аналогичную аномалию имеет S. Наиболее обширное определение содержания этого элемента в атмосферах химически пекулярных звезд было выполнено ранее в [11]. Согласно этому исследованию содержание S совпадает или несколько превышает солнечную величину (рис. 3). Исключение составляет Ам-звезда 68 Tau и магнитная звезда 73 Dra, для которых содержание S повышенено на +0.46 dex и понижено на <-0.94 dex соответственно. Возможно, некоторый дефицит S существует у 2 Lyn и ε UMa. Частично указанные аномалии могут быть связаны со значениями выбранных параметров атмосфер изученных в [11] звезд, так, например, для 73 Dra в [11] была использована модель с  $T_g = 8800$  K, что на 500 K превышает значение эффективной температуры, найденной, например, в [19]. Однако в целом, это

Таблица 4. Сравнение эквивалентных ширин линий Ni в спектре αCMa по нашим измерениям и данным из литературы

$\lambda, \text{ Å}$	$W_\lambda, \text{ m}\text{\AA}$		
	KрAO	[2]	[11]
8683.4	82	76	69
8686.2	48	46	47
8703.3	42	53	46
8711.7	56	56	53
8718.8	45	46	42

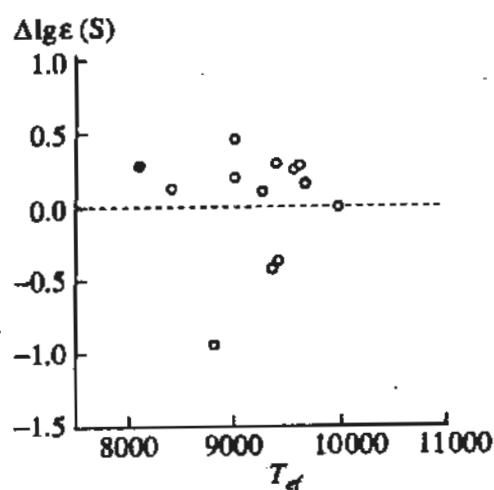


Рис. 3. Содержание серы в атмосферах химически пекулярных А-звезд в зависимости от эффективной температуры (светлые кружки – по данным [11], темный кружок – 15 Vul).

не изменяет общее заключение о повышенном содержании S для большинства пекулярных звезд.

Как отмечалось выше, на основании результатов определений содержаний Ca и Sc в атмосфере 15 Vul эта металлическая звезда была отнесена к “умеренным” (mild) Am-звездам. Наше новое исследование полностью подтверждает выводы о

близких к солнечным величинам  $\lg \epsilon(\text{Ca})$  и  $\lg \epsilon(\text{Sc})$  в атмосфере 15 Vul.

Элементы группы железа представлены в настоящем исследовании лишь двумя элементами: Cr и Fe. Найденное нами содержание Cr указывает на его несомненный избыток в атмосфере 15 Vul и находится в полном согласии с результатом нашего предыдущего исследования [4]. Содержание железа определялось как по линиям FeI, так и по линиям FeII. Различие величин  $\lg \epsilon(\text{Fe})$ , отнесенных к величинам соответствующих содержаний в атмосфере Солнца, не превосходит 0.1 dex. Учитывая то обстоятельство, что влиянию возможных эффектов отклонений от ЛТР наименее подвержены результаты определений содержания железа по линиям FeII, а также то, что для линий FeII была применена новая шкала сил осцилляторов, мы считаем достаточно надежным установленный ранее в [4] факт близкого к солнечному содержания железа в атмосфере 15 Vul, в то время как другие элементы (например, Cr согласно данному исследованию) имеют заметный избыток.

Содержания Y и Ba определялись всего по двум линиям, различия с [4] составляют величины порядка 0.3 - 0.4 dex и в случае Ba частично связаны с применением новых gf-величин и соответствующего солнечного содержания этого элемента.

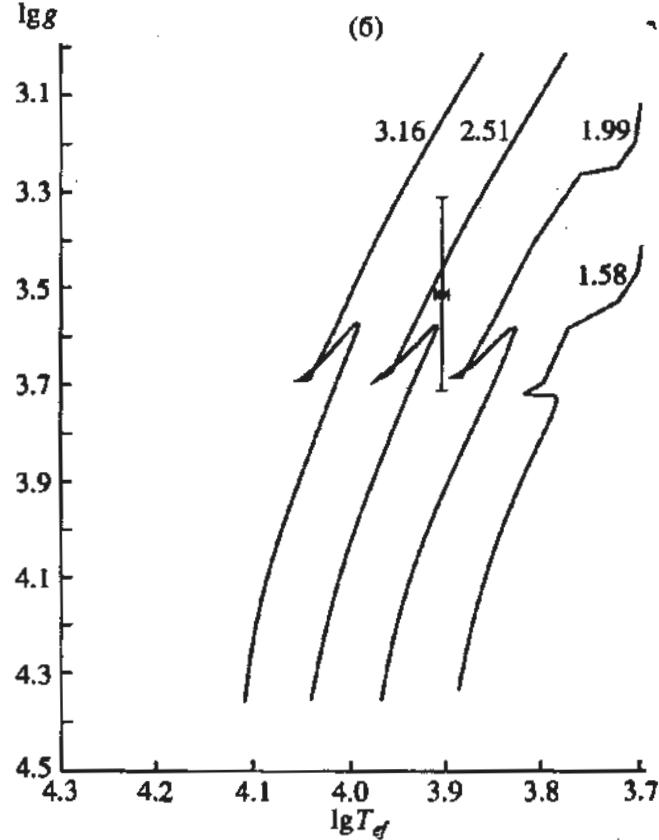
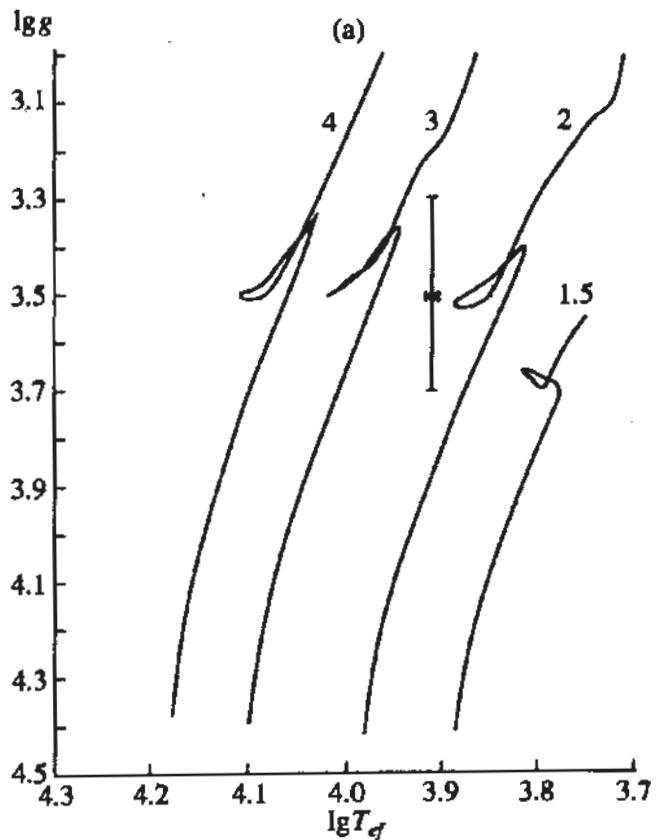


Рис. 4. Эволюционные треки для звезд с массами от  $1.5$  до  $4 M_{\odot}$  по данным [21] (а) и от  $1.5$  до  $3.16 M_{\odot}$  по данным [22] (б). Указано положение Am-звезды 15 Vul вместе с неопределенностями ее параметров  $T_{\text{eff}}$  и  $\lg g$ . При треках указаны массы.

**Таблица 5.** Оценки эволюционных параметров 15 Vul согласно эволюционным вычислениям

Параметр	Оценка	Ссылка
$M/M_{\odot}$	$2.6 \pm 0.6$	[4, 20]
	$2.5 \pm 0.4$	[21]
	$2.4 \pm 0.4$	[22]
$\lg(L/L_{\odot})$	$1.94 \pm 0.34$	[4, 20]
$\lg(R/R_{\odot})$	$0.68 \pm 0.15$	[4, 20]
$\lg t$	$8.59 \pm 0.27$	[4, 20]
	$8.61 \pm 0.25$	[21]
	$8.81 \pm 0.28$	[22]

В [4] из сопоставления значений  $T_e$  и  $\lg g$  с результатами эволюционных расчетов [20] были определены масса, радиус, светимость и возраст 15 Vul. Используя результаты расчетов, опубликованных в последние годы и учитывающих явление проникающей конвекции [21, 22], мы вновь обратились к определению эволюционных параметров этой Am-звезды. Эволюционные треки для моделей из сетки [16] были представлены нами в [4, рис. 6], а для моделей [21, 22] они представлены здесь на рис. 4. На рис. 4 также указано положение 15 Vul на плоскости  $\lg T_e - \lg g$  вместе с ошибками определения этих параметров.

Как оказалось, массы, найденные по трем указанным системам треков, достаточно хорошо согласуются между собой (табл. 5). При этом сделанные в [4] оценки радиуса и светимости 15 Vul остаются практически неизменными и приводятся нами в табл. 5 без изменений. Отличительной особенностью моделей с проникающей конвекцией является более протяженная стадия главной последовательности и, если согласно эволюционным расчетам [20, 22] 15 Vul уже прошла стадию горения водорода в ядре и эволюционирует в область красных гигантов, то согласно моделям [21] эта звезда возможно лишь завершает фазу горения водорода в ядре. В нижней части табл. 5 представлены оценки возраста 15 Vul. Несмотря на возможные неопределенности полученных зна-

чений возраста  $t$  можно заключить, что возраст звезды составляет 400 - 650 млн. лет.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Саванов И.С. Магнитные звезды / Ред. Глаголевский Ю.В., Копылов И.М. Л.: Наука. 1988. С. 161.
- Roby S.W., Lambert D.L. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1990. V. 73. P. 67.
- Takeda Y. // Publ. Astron. Soc. Japan. 1984. V. 36. P. 149.
- Любимков Л.С., Саванов И.С. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1984. Т. 69. С. 50.
- Miczaika G.R., Franklin F.A., Deuch A.J., Greenstein J.L. // Astrophys. J. 1956. V. 124. P. 134.
- Wright K.O., Lee E.K., Jacobson T.V., Greenstein J.L. // Publ. Dom. Astrophys. Obs. 1964. V. 12, № 7. P. 173.
- Боярчук А.А., Маматказина А.Х. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1973. Т. 47. С. 125.
- Huovelin J., Poutanen M., Tuominen I. // Helsinki Univ. of Techn. Radio Lab. Rep. S. 166. P. 18. 1986.
- Саванов И.С. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Л.: Ленинградский государственный университет, 1986. 164 с.
- Bell R.A., Dreiling L.A. // Astrophys. J. 1981. V. 248. P. 1031.
- Sadakane K., Okyodo M. // Publ. Astron. Soc. Japan. 1989. V. 41. P. 1055.
- Thevenin F. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1989. V. 77. P. 137.
- Gehlich U.K. // Astron. and Astrophys. 1969. V. 3. P. 169.
- Hundt E. // Astron. and Astrophys. 1972. V. 21. P. 413.
- Grevesse N. // Geochimica et Cosmochimica Acta. 1989. V. 53. P. 197.
- Hannaford P., Lowe R.M., Grevesse N., Noels A. // Astron. and Astrophys. 1992. V. 259. P. 301.
- Davidson M.D., Snoek L.S., Volten H., Donszelmann A. // Astron. and Astrophys. 1992. V. 255. P. 457.
- Любимков Л.С., Саванов И.С. // Астрофизика. 1985. Т. 22. С. 63.
- Илиев И.Х. Любимков Л.С., Саванов И.С. // Астрофизика. 1986. Т. 25. С. 237.
- Mengel J.G., Sweigart A.V., Demarque P., Gross P.G. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1979. V. 40. P. 733.
- Bertelli G., Bressan A., Chiosi C., Angerer K. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1986. V. 66. P. 191.
- Claret A., Gimenez A. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1991. V. 87. P. 507.

## New Abundance Determinations for the Atmosphere of the Am Star 15 Vul

I. S. Savanov

The abundances of light elements in the atmosphere of the mild Am star 15 Vul have been derived from new CCD observations; for nitrogen and sulfur, these determinations were carried out for the first time. It was established that some light elements (silicon and magnesium) in the atmosphere of this mild metallic-line star, which is characterized by nearly solar abundances of calcium and scandium, are deficient relative to the Sun, whereas others (sodium and sulfur) show an enhancement. The  $\log(e/\text{Fe})$  values deduced from FeI and FeII lines are in good agreement, suggesting a nearly solar iron abundance. The abundances of yttrium and barium were refined. A comparison with the results of new evolutionary calculations produced no appreciable changes in the evolutionary parameters of 15 Vul. However, this comparison may alter the evolutionary status of this star: in all probability, 15 Vul has not yet completed its evolution on the main sequence.

УДК 521.1

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА НЕПРИВОДИМЫХ ТЕНЗОРОВ В ЗАДАЧАХ НЕБЕСНОЙ МЕХАНИКИ

© 1995 г. Ю. М. Урман

Нижегородский педагогический университет, Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию 25.04.94 г.

Показана эффективность применения математического аппарата неприводимых тензоров в задачах небесной механики. Метод проиллюстрирован на примерах преобразования силовой функции к оскулирующим переменным и получении осредненных уравнений в задачах движения спутника в гравитационном поле несферической планеты, задаче трех тел, а также в задачах движения спутника относительно центра масс в гравитационном и магнитном полях Земли.

Основные трудности, возникающие при построении уравнений возмущенных движений, связаны с громоздкостью выражения возмущающих моментов и сил, либо силовых функций через оскулирующие переменные, а также в дальнейшем осреднении их по множеству порождающих решений невозмущенной задачи. Поэтому даже на стадии построения осредненных уравнений делаются возможные упрощающие предположения.

В работе [1] с использованием математического аппарата неприводимых тензоров дано описание взаимодействия твердого тела с силовым полем. Компактная форма записи взаимодействий тела с силовым полем с помощью неприводимых тензоров позволяет, во-первых, независимо выделять различные факторы, влияющие на взаимодействие, и, во-вторых, проводить процедуру осреднения не покомпонентно, а для всего объекта сразу. Все это вместе взятое позволяет эффективно строить осредненные уравнения в достаточно общей постановке задачи.

Задачи, рассмотренные в этой статье, по своей постановке известны [2, 3]. Наша цель – показать, что применение аппарата неприводимых тензоров позволяет сделать ряд существенных обобщений, а также на известных примерах проиллюстрировать эффективность и изящество этого математического аппарата по сравнению с традиционно применяемым. Это сделано на примере преобразования силовой функции к оскулирующим переменным в задачах движения спутника в гравитационном поле несферической планеты, на примере ограниченной задачи трех тел, а также в задачах движения спутника относительно центра масс в гравитационном и магнитном полях Земли. Применение неприводимых тензоров в этих задачах позволило в довольно общей постановке эффективно провести осреднение и получить уравнения осредненных движений, которые в некоторых случаях интегрируются в квадратурах.

### 1. ДВИЖЕНИЯ СПУТНИКА В ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ НЕСФЕРИЧНОЙ ПЛАНЕТЫ

Гравитационный потенциал несферической планеты, выраженный через скалярные произведения неприводимых тензоров, получен в работе [1]. Он имеет вид

$$V = fM \sum_{l=0}^{\infty} (I_l \cdot \mathfrak{H}_l(\mathbf{R})) = fM \sum_{l=0}^{\infty} v_l. \quad (1.1)$$

Здесь  $M$  – масса спутника,  $f$  – гравитационная постоянная,  $I_l$  – неприводимый тензор моментов инерции несферической планеты,  $\mathfrak{H}_l(\mathbf{R}) = R^{-(l+1)} Y_{ln}(\hat{\mathbf{R}})$ ,  $\mathbf{R}$  – радиус-вектор, проведенный от центра несферической планеты до спутника,  $Y_{ln}$  – сферическая функция.

Для описания движения спутника введем следующие системы координат:  $CXYZ$  – инерциальная система с началом в центре планеты  $C$  (ось  $Z$  направлена по оси вращения планеты,  $X$  и  $Y$  находятся в экваториальной плоскости, ось  $X$  направлена в точку весеннего равноденствия);  $C\zeta\lambda\zeta$  – система координат, связанная с планетой и участующая вместе с ней во вращении вокруг оси  $Z$  со скоростью  $\omega_0$  ( $\lambda$  – гринвичское звездное время);  $OX_1X_2X_3$  – “перигейная” система координат (ось  $X_3$  направлена параллельно нормали к плоскости орбиты, ось  $X_1$  – параллельно радиусу-вектору перигея орбиты, а ось  $X_2$  – параллельно касательной в перигее орбиты в сторону движения центра масс  $O$  спутника).

Положение системы координат  $OX_1X_2X_3$  относительно  $CXYZ$  определяется следующими углами:  $\Omega$  – долгота восходящего угла орбиты от точки весны,  $I$  – наклон орбиты к экватору,  $\omega_p$  – аргумент перигея. Положение радиуса-вектора спутника в перигейной системе координат определяется сферическими углами  $\vartheta = \pi/2$  и  $v$  – истинная

аномалия, а в системе координат, связанной с планетой, сферическими углами  $\vartheta, \phi$ .

Таким образом, положение орбиты спутника в пространстве определяется тремя независимыми углами:  $\Omega, \omega_p, I$ . Кроме этих переменных вводятся еще два параметра, определяющих размеры и форму орбиты, по которой движется спутник:  $a$  – большая полуось эллипса,  $\varepsilon$  – эксцентриситет. Наконец, положение спутника на орбите в момент времени определяется параметром  $t_0$ . Итак, имеем шесть независимых параметров, полностью определяющих движение спутника в пространстве.

Дифференциальные уравнения, описывающие изменение этих параметров во времени, имеют вид [4]

$$\begin{aligned} \frac{da}{dt} &= \frac{2}{na} \frac{\partial V}{\partial \tau}; \\ \frac{d\varepsilon}{dt} &= \frac{1-\varepsilon^2}{na^2\varepsilon} \frac{\partial V}{\partial \tau} - \frac{(1-\varepsilon^2)^{1/2}}{na^2\varepsilon} \frac{\partial V}{\partial \omega_p}; \\ \frac{d\omega_p}{dt} &= -\frac{\cos I}{na^2(1-\varepsilon^2)^{1/2}} \frac{\partial V}{\partial I} + \\ &\quad + \frac{(1-\varepsilon^2)^{1/2}}{na^2\varepsilon} \frac{\partial V}{\partial \varepsilon}; \\ \frac{dI}{dt} &= \frac{\cos I}{na^2(1-\varepsilon^2)^{1/2}} \frac{\partial V}{\partial \omega_p} - \\ &\quad - \frac{1}{na^2(1-\varepsilon^2)^{1/2}} \frac{\partial V}{\partial \Omega}; \\ \frac{d\Omega}{dt} &= \frac{1}{na^2(1-\varepsilon^2)^{1/2}} \frac{\partial V}{\partial I}; \\ \frac{d\tau}{dt} &= n - \frac{(1-\varepsilon^2)}{na^2\varepsilon} \frac{\partial V}{\partial \varepsilon} - \frac{2}{na} \frac{\partial V}{\partial a}. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Здесь  $\tau = n(t - t_0)$ ,  $n = \sqrt{\frac{f(M+M_1)}{a^3}} = \sqrt{\frac{\mu}{a^3}}$  – среднее

движение. Силовая функция в уравнениях (1.2) должна быть выражена через параметры Кеплера. Такое преобразование в принципе осуществимо непосредственно заменой переменных с использованием известных соотношений сферической тригонометрии. В простых задачах подобная замена – дело нетрудное. В общем же случае она превращается в весьма громоздкие вычисления [5]. Последние значительно упрощаются, если использовать математический аппарат неприводимых тензоров.

Так как сферическая функция – неприводимый тензор, то преобразуя ее из перигейной системы координат к системе, связанной с планетой, будем иметь

$$Y_{lm}(\vartheta; \phi) = \sum_{mm'} D_{mm'}^{l*} (\Omega - \lambda - \frac{\pi}{2}, I, \omega_p + \frac{\pi}{2}) Y_{lm'} (\frac{\pi}{2}, v). \quad (1.3)$$

Подставляя это выражение в формулу (1.1) и учитывая уравнение невозмущенной орбиты  $R =$

$$= \frac{a(1-\varepsilon^2)}{1+\varepsilon \cos v} = \frac{P}{1+\varepsilon \cos v} \quad (P – \text{фокальный параметр}),$$

получаем явное выражение силовой функции несферичной планеты через параметр Кеплера:

$$\begin{aligned} v_l &= \frac{fM}{P^{l+1}} (1+\varepsilon \cos v)^{l+1} \times \\ &\quad \times \sum_{mm'} I_{lm} D_{mm'}^{l*} (\Omega - \lambda - \frac{\pi}{2}, I, \omega_p + \frac{\pi}{2}) Y_{lm'} (\frac{\pi}{2}, v). \end{aligned} \quad (1.4)$$

Для осесимметричной планеты силовая функция получается при  $m = 0$ :

$$\begin{aligned} v_l &= \frac{fM}{P^{l+1}} I_{l_0} (1+\varepsilon \cos v)^{l+1} P_l(\cos \phi), \\ \cos \phi &= \sin I \sin(\omega_p + v). \end{aligned} \quad (1.5)$$

Таким образом, мы выразили силовую функцию через кеплеровы элементы.

В невозмущенном движении элементы  $a, \varepsilon, \omega_p, \Omega, I$  постоянны. При наличии малых возмущений эти элементы медленно эволюционируют. Чтобы получить долгопериодические члены, нужно осреднить  $V$  по  $\tau$ , так как элемент  $\tau$  в невозмущенном движении не постоянен, а меняется линейно со временем.

Однако силовая функция (1.4) зависит от  $\tau$  неявно через истинную anomалию  $v$ . Поэтому можно провести осреднение по периоду обращения спутника следующим образом:

$$\begin{aligned} \langle V \rangle &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} V(v) d\tau = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} V(v) \frac{dt}{dv} dv = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} V(v) \frac{d\tau}{dt} \frac{dt}{dv} dv = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} V(v) n \frac{dt}{dv} dv = \\ &= \frac{n}{\sqrt{\mu P}} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} V(v) r^2 dv = \\ &= \frac{np^{3/2}}{\mu^{1/2}} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} V(v) (1+\varepsilon \cos v)^{-2} dv. \end{aligned} \quad (1.6)$$

При вычислении (1.6) учитывается интеграл площадей  $r^2 \frac{d\nu}{dt} = \sqrt{\mu r}$  и уравнение невозмущенной орбиты.

Введем в рассмотрение функцию эксцентриситета (П. 2)

$$S_{lm}(\varepsilon) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (1 + \varepsilon \cos \nu)^l e^{im\nu} d\nu = \\ = \frac{l!}{(l+|m|)!} \varepsilon^{|m|} x^{|m|-l} \frac{d^{|m|} P_l(x)}{dx^{|m|}}; \quad x = (1 - \varepsilon^2)^{-1/2}. \quad (1.7)$$

О среднюю силовую функция (1.4) по формуле (1.6), получим

$$\langle V_l \rangle = \frac{\sqrt{\mu n}}{P^{l-1/2}} \sum_{mm'} I_{lm} D_{mm'}^l (\Omega - \lambda - \frac{\pi}{2}, l, \omega_p + \frac{\pi}{2}) \times \\ \times Y_{lm'} (\frac{\pi}{2}, 0) S_{l-1, m'}(\varepsilon). \quad (1.8)$$

Подставляя (1.8) в систему уравнений (1.2), видим, что большая полуось орбиты не эволюционирует. Если гравитационный потенциал планеты осесимметричен, то формула (1.8) приобретает вид

$$\langle V_l \rangle = \frac{\sqrt{\mu n}}{P^{l-1/2}} \sum_m I_{20} Y_{l-m}^* (l, \omega_p + \frac{\pi}{2}) \times \\ \times Y_{lm} (\frac{\pi}{2}, 0) S_{l-1, m}(\varepsilon). \quad (1.9)$$

В этом случае уравнения (1.2) имеют интегралы

$$a = \text{const}, \quad \sqrt{1 - \varepsilon^2} \cos I = \text{const}, \quad \langle V_l \rangle = \text{const}$$

и для некоторых значений индекса  $l$  силовой функции могут быть проинтегрированы [4].

## 2. ОСРЕДНЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ ОГРАНИЧЕННОЙ ЗАДАЧИ ТРЕХ ТЕЛ

В проблеме трех тел речь идет об изучении движения каждого из трех тел  $T_0, T_1, T_2$  с произвольными массами  $M_0, M_1, M_2$ , взаимно притягивающих друг друга в соответствии с ньютоновским законом всемирного тяготения. Если же одна из масс, например,  $M_0$  намного больше других ( $M_0 \geq M_1, M_0 \geq M_2$ ), то тогда говорят, что мы имеем двухпланетную задачу или планетный вариант задачи трех тел.

Пусть  $OXYZ$  – прямоугольная геометрическая система координат с началом в центре тела  $T_0$ , плоскость  $XY$  которой совпадает с плоскостью экватора, ось  $OZ$  направлена на Северный полюс, а ось  $OX$  – в точку весеннего равноденствия. Обозначим через  $r_1$  радиус-вектор тела  $T_1$ , а через  $r_2$  –

радиус-вектор  $T_2$ . Дифференциальные уравнения движения тел имеют вид [6]

$$\frac{d^2 \mathbf{r}_1}{dt^2} + f(M_0 + M_1) \frac{\mathbf{r}_1}{r_1^3} = fM_2 \left( \frac{\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|^3} - \frac{\mathbf{r}_1}{r_1^3} \right), \quad (2.1)$$

$$\frac{d^2 \mathbf{r}_2}{dt^2} + f(M_0 + M_2) \frac{\mathbf{r}_2}{r_2^3} = fM_1 \left( \frac{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|^3} - \frac{\mathbf{r}_2}{r_2^3} \right).$$

Порядок системы (2.1) равен 12 и ее интегрирование в квадратах не представляется возможным. Если теперь положить массу  $M_1$  равной нулю, а радиус-вектор этой планеты обозначить через  $r$ , то тогда дифференциальные уравнения (2.1) принимают вид:

$$\frac{d^2 \mathbf{r}_1}{dt^2} + fM_0 \frac{\mathbf{r}}{r^3} = fM_2 \left( \frac{\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}|^3} - \frac{\mathbf{r}}{r^3} \right), \quad (2.2)$$

$$\frac{d^2 \mathbf{r}_2}{dt^2} + f(M_0 + M_2) \frac{\mathbf{r}_2}{r_2^3} = 0.$$

Система (2.2) является полурасщепленной, так как второе уравнение не содержит  $r$ . Это уравнение описывает движение в задаче двух тел и легко интегрируется в конечной форме. Иными словами, можно считать, что в первом уравнении (2.2)  $r_2$  – известная функция времени.

Такой вариант задачи трех тел, в которой имеется одна большая масса и одна нулевая масса, называется ограниченной задачей трех тел. Она служит весьма подходящей моделью для описания движения в задачах “Земля–спутник–Луна”, “Солнце–Юпитер–астероид” и т.д.

Хотя дифференциальные уравнения (2.2) имеют весьма компактный вид, тем не менее они обладают существенным недостатком. В этих уравнениях основные частоты задачи непосредственно не усматриваются, поэтому к ним неприменима асимптотическая теория нелинейных колебаний. Поэтому вместо уравнений (2.2) нужно использовать уравнение (1.2) для кеплеровых элементов с силовой функцией.

$$V = fM_2 \left( \frac{1}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}|} - \frac{(\mathbf{r}\mathbf{r}_2)}{r_2^3} \right). \quad (2.3)$$

Чтобы система (1.2) имела вид многочастотной системы, необходимо сначала выразить силовую функцию (2.3) через элементы Кеплера. Получение этого выражения является одной из наиболее трудоемких задач аналитической небесной механики. Использование аппарата неприводимых тензоров значительно облегчает эту задачу.

Обозначим через  $\theta$  угол между радиусами-векторами спутника и возмущающего тела. Тогда разлагая  $V$  в ряд по степеням отношения  $r/r_2$  и отбрасывая при этом член, не зависящий от координат спутника, мы получим при  $r < r_2$

$$\begin{aligned} V &= \frac{fM_2}{r_2} \sum_{l=2}^{\infty} \left(\frac{r}{r_2}\right)^l P_l(\cos\theta) = \\ &= \frac{fM_2}{r_2} \sum_{l=2}^{\infty} \left(\frac{r}{r_2}\right)^l (Y_l(\hat{R}) Y_l(\hat{R}_2)). \end{aligned}$$

Используя преобразование (1.3) для спутника  $T$  и возмущающего тела  $T_2$  и учитывая, что в невозмущенном движении  $r = P/1 + \varepsilon \cos v$ ,  $r_2 = P_2/1 + \varepsilon_2 \cos v_2$ , получим окончательное выражение силовой функции через кеплеровы элементы тел  $T$  и  $T_2$ :

$$\begin{aligned} V &= fM_2 \sum_{l=2, q, S, s} (1 + \varepsilon_2 \cos v_2)^{l+1} \times \\ &\quad \times (1 + \varepsilon \cos v)^{-l} (P^l / P_2^{l+1}) \times \\ &\quad \times D_{qs}^l (\Omega - \frac{\pi}{2}, l, \omega_p + \frac{\pi}{2}) D_{qs}^{l*} (\Omega_2 - \frac{\pi}{2}, l_2, \omega_2 + \frac{\pi}{2}) \times \\ &\quad \times Y_{ls} (\frac{\pi}{2}, v) Y_{ls}^* (\frac{\pi}{2}, v_2). \end{aligned} \quad (2.4)$$

Подставляя (2.4) в правую часть уравнений (1.2) вместо функции  $V$ , мы видим, что система (1.2) является двухчастотной. Осредним силовую функцию (2.4) по средним долготам:

$$\langle V \rangle = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} V dt_1 dt_2. \quad (2.5)$$

Такая процедура осреднения была впервые предложена Гауссом, поэтому в литературе она часто называется схемой осреднения Гаусса.

Осредняя (2.4) по схеме (2.5) получим

$$\begin{aligned} \langle V \rangle &= fM_2 \sum_{l=2, q, S} a^l x^{-(2l+3)} D_{qs}^l (\Omega - \frac{\pi}{2}, l, \omega_p + \frac{\pi}{2}) \times \\ &\quad \times Y_{ls} (\frac{\pi}{2}, 0) T_{l-1, S}(x) F_{lq}(a_2, \varepsilon_2, \Omega_2, l_2, \omega_2), \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} F_{lq} &= (x_2^{2l-1} / a_2^{l+1}) \sum_s D_{qs}^{l*} (\Omega_2 - \frac{\pi}{2}, l_2, \omega_2 + \frac{\pi}{2}) \times \\ &\quad \times Y_{ls} (\frac{\pi}{2}, 0) S_{l-1, S}(x_2). \end{aligned}$$

В формуле (2.6) принято во внимание, что (см. (П. 3))

$$\begin{aligned} T_{lm} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (1 + \varepsilon \cos v)^{-(l+1)} e^{imv} dv = \\ &= \frac{(l+m)! (l-m)!}{l!} x^{2l+1} S_{lm}(x); \\ x &= (1 - \varepsilon^2)^{-1/2}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Формула (2.6) представляет собой осредненную силовую функцию в общем случае ограниченной задачи трех тел. Частные случаи этой задачи приводят к ее упрощению. Так, если возмущающее тело движется в плоскости экватора  $I_2 = 0$ , то

$$F_{lq} = (x_2^{2l-1} / a_2^{l+1}) Y_{lq} (\frac{\pi}{2}, 0) S_{l-1, q}(x_2). \quad (2.8)$$

Если к тому же траектории возмущающего тела круговая (ограниченная круговая задача трех тел), то  $x_2 = 1$ ,  $S_{l-1, q}(x = 1) = \delta_{q0}$  и осредненная силовая функция будет иметь вид

$$\begin{aligned} \langle V \rangle &= fM_2 \sum_{l=2, S} (-1)^l \frac{(2l-1)!!}{(2l)!!} (a^{2l} / a_2^{2l+1}) \times \\ &\quad \times Y_{2l2S} (l, \omega_p + \frac{\pi}{2}) Y_{2l2S} (\frac{\pi}{2}, 0) T_{2l-1, 2S}(x) x^{-(4l+3)}. \end{aligned}$$

Уравнения осредненных движений получаются подстановкой силовой функции в систему (1.2). Можно показать [6], что в случае ограниченной круговой задачи система уравнений (1.2) интегрируема в квадратурах.

### 3. ДВИЖЕНИЕ СПУТНИКА ОТНОСИТЕЛЬНО ЦЕНТРА МАСС В ГРАВИТАЦИОННОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ ЗЕМЛИ

Если учитывать только потенциальные составляющие момента внешних сил, действующих на спутник в гравитационном и магнитном полях Земли, то силовая функция, порождающая эти моменты, может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} V &= fM \frac{1}{R^3} (I_2 \cdot Y_2(\hat{R})) + \\ &+ (\mathcal{M}_1 \cdot H_1) + \sqrt{\frac{3}{2}} (\mathcal{Q}_2 \cdot \{H_1 \oplus H_1\}_2). \end{aligned} \quad (3.1)$$

В (3.1) первый член описывает силовую функцию моментов гравитационных сил, второй – моментов магнитных сил, вызванных магнитным полем Земли и постоянной намагниченностью  $\mathcal{M}_1$  спутника, и, наконец, третий член описывает силовую функцию магнитных моментов, обусловленных намагничиванием оболочки спутника магнитным полем Земли.

Предполагается, что магнитное поле Земли  $H$  создается магнитным диполем, положение которого в общем случае не совпадает с направлением оси вращения планеты. Его аналитическое выражение через неприводимый тензор выражается формулой

$$H_1 = -\sqrt{10} \frac{\mu_E}{R^3} \{ m_1 \oplus Y_2(\hat{R}) \}_1, \quad (3.2)$$

где  $m_1$  – единичный вектор направления оси магнитного диполя Земли,  $\hat{R}$  – единичный вектор по направлению радиус-вектора  $R$  орбиты,  $\mu_E$  – величина магнитного момента Земного диполя ( $\mu_E \approx 8 \times 10^{25}$  Э см<sup>3</sup>). Положение диполя определяется

координатами  $\Phi_0 = 11.7^\circ$ ,  $\lambda_0 = -69.6^\circ$ ,  $H_0 = \frac{\mu_E^2}{R_3} = 30824\gamma$  ( $1\gamma = 10^{-5}$  Э),  $R_3$  – радиус Земли.

Используя формулы схемы связи неприводимых тензоров [7], представим тензор  $\{H_1 \oplus H_1\}_2$  в следующем виде:

$$\begin{aligned} \{H_1 \oplus H_1\}_2 &= \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\mu_E^2}{R^6} \left[ Y_2(\hat{R}) + \frac{1}{5} Y_2(\hat{m}) + \right. \\ &\left. + \sqrt{\frac{2}{7}} \{Y_2(\hat{m}) \oplus Y_2(\hat{R})\}_2 + \frac{54}{5} \sqrt{\frac{2}{7}} \{Y_2(\hat{m}) \oplus Y_4(\hat{R})\}_2 \right]. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Подставляя (3.2) и (3.3) в выражение (3.1), найдем инвариантную форму силовой функции, в которой тензоры  $I_2$ ,  $\mathfrak{M}_1$ ,  $\mathfrak{Q}_2$  характеризуют свойства тела спутника, тензоры  $Y(\hat{R})$  – положение центра масс спутника, тензоры  $Y(\hat{m})$  – положение магнитного диполя Земли. Как будет видно в дальнейшем, такое представление силовой функции значительно облегчает операцию осреднения при получении осредненных уравнений.

Задача о возмущенных движениях спутника относительно центра масс в гравитационном и магнитном полях Земли рассматривалась в работах [3, 8] при следующих предположениях: спутник динамически симметричен, намагниченность направлена по оси динамической симметрии спутника, оболочка спутника намагничивается вдоль своей оси симметрии. В нашем дальнейшем рассмотрении мы не будем принимать выполненные все эти условия.

Выразим силовую функцию через фазовые переменные ротационного вращения спутника в перигейной системе координат, за которые примем [3] модуль вектора кинетического момента  $K$  и углы  $\rho$  и  $\sigma$ , характеризующие положение вектора кинетического момента относительно перигейной системы координат. Положение тела относительно системы координат, связанной с вектором кинетического момента, будем определять углами Эйлера  $\alpha, \beta, \gamma$ .

Так как тензоры  $I_2$ ,  $\mathfrak{M}_1$ ,  $\mathfrak{Q}_2$  связаны с телом спутника, то, преобразуя их в перигейную систему координат, получаем

$$\begin{aligned} V &= fMR^{-3} \sum_{nmq} I_{2n}^* Y_{2m}(\hat{R}) D_{mq}^2(\sigma, \rho, 0) D_{qn}^2(\alpha, \beta, \gamma) + \\ &+ \sum_{nmq} \mathfrak{M}_{1n}^* H_{1m} D_{mq}^1(\sigma, \rho, 0) D_{qn}^1(\alpha, \beta, \gamma) + \\ &+ \sqrt{3/2} \sum_{nmq} \mathfrak{Q}_{2n} \{H_1 \oplus H_1\}_{2m} D_{mq}^2(\sigma, \rho, 0) D_{qn}^2(\alpha, \beta, \gamma). \end{aligned} \quad (3.4)$$

В дальнейшем будем считать, что резонансные соотношения между частотами задачи отсутствуют. Тогда силовую функцию можно независимо осреднять по свободному движению Эйлера-Пуансо, по движению центра масс спутника и по вращательному движению Земли.

Проводя первое осреднение, как показано в [9, 10] сначала по  $\alpha$ , а потом по замкнутым траекториям вектора кинетического момента в телоподиумах, получаем

$$\begin{aligned} \langle V \rangle &= \frac{\mu}{R^3} N_r (Y_2(k) \cdot Y_2(\hat{R})) + N_{\mathfrak{M}} (Y_1(k) \cdot H_1) + \\ &+ \sqrt{3/2} N_{\mathfrak{Q}} (Y_2(k) \cdot \{H_1 \oplus H_1\}_2), \end{aligned} \quad (3.5)$$

где  $k$  – единичный вектор кинетического момента.

$$\begin{aligned} N_r &= \sum_n I_{2n}^* \langle Y_{2-n}(\beta, \gamma) \rangle; \\ N_{\mathfrak{M}} &= \sum_{nn'} \mathfrak{M}_{1n}^* D_{nn'}^1(\Omega_1) \langle Y_{1-n}(\beta, \gamma) \rangle; \\ N_{\mathfrak{Q}} &= \sum_{nn'} \mathfrak{Q}_{2n}^* D_{nn'}^2(\Omega_2) \langle Y_{2-n}(\beta, \gamma) \rangle. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Величины  $\langle Y_n(\beta, \gamma) \rangle$  вычислены в [10];  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  определяют совокупность углов, характеризующих положение намагниченности и тензора поляризации относительно системы координат, связанной с главными моментами инерции спутника. Если  $I_1 = I_2 = I_3$ , то

$$\begin{aligned} N_r &= (I_1 - I_3) P_2(\cos \beta); \\ N_{\mathfrak{M}} &= \cos \beta_0 \sum_n \mathfrak{M}_{1n}^* Y_{1-n}(\Omega); \\ N_{\mathfrak{Q}} &= P_2(\cos \beta_0) \sum_{nn'} \mathfrak{Q}_{2n}^* Y_{2-n}(\Omega_2), \end{aligned} \quad (3.7)$$

где  $\beta_0$  – начальный угол нутации.

Проведем теперь осреднение по движению центра масс спутника и, кроме того, осредним еще магнитную энергию по вращению Земли. При осреднении по движению центра масс используем формулу

$$\left\langle R^{-l} Y_{lm} \left( \frac{\pi}{2}, v \right) \right\rangle = \frac{(1-\varepsilon^2)^{3/2}}{np^l} S_{l-2m} Y_{lm} \left( \frac{\pi}{2}, 0 \right). \quad (3.8)$$

Для осреднения силовой функции по вращению Земли преобразуем тензоры  $Y_l(\hat{m})$  ( $l=1, 2$ ) в перигейную систему координат. После преобразования получаем

$$Y_{lm}(\hat{m}) = \sum_m Y_{lm}(\vartheta_0, \lambda_0 - \lambda) \times \\ \times D_{m'm}^l \left( \Omega - \frac{\pi}{2}, I, \omega_p + \frac{\pi}{2} \right), \quad (3.9)$$

где  $\vartheta_0, \lambda_0$  – сферические углы положения магнитного диполя в системе координат, связанной с Землей;  $\lambda = \omega_I t$ .

Осредненная выражение (3.9) по  $\lambda$ , будем иметь

$$\langle Y_{lm}(\hat{m}) \rangle = P_l(\cos \vartheta_0) Y_{lm} \left( I, \omega_p + \frac{\pi}{2} \right). \quad (3.10)$$

Общее выражение осредненной функции имеет вид

$$\langle V \rangle = 1/2(k, \hat{A}k) + (Ak), \quad (3.11)$$

где  $\hat{A}$  – симметричная матрица  $a_{ij}$  и  $A(a_1, a_2, a_3)$  – осредненный вектор магнитного поля Земли:

$$a_{11} = -a_{22} = 3N_{\mathfrak{Q}} \frac{(1-\varepsilon^2)^{3/2}}{n} \times \\ \times H_0^2 \left[ S_{42}(1 - P_2(\cos \vartheta_0)P_2(\cos I)) - \right. \\ \left. - \frac{1}{8} P_2(\cos \vartheta_0) \sin^2 I \cos 2\omega_p (2S_{40} + 9S_{44}) \right], \\ a_{33} = \frac{3(1-\varepsilon^2)^{3/2}}{n} \times \\ \times \left[ N_{\mathfrak{Q}} H_0^2 \{ S_{40}(3P_2(\cos \vartheta_0)(P_2(\cos I) - 1)) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} S_{42}P_2(\cos \vartheta_0) \sin^2 I \cos 2\omega_p \} - N_r \right], \quad (3.12)$$

$$a_{12} = \frac{3(1-\varepsilon^2)^{3/2}}{4n} \times$$

$$\times H_0^2 N_{\mathfrak{Q}} P_2(\cos \vartheta_0) \sin^2 I \sin 2\omega_p (S_{40} - \frac{9}{2} S_{44}),$$

$$a_{13} = \frac{3}{2} \frac{(1-\varepsilon^2)^{3/2}}{n} \times \\ \times H_0^2 N_{\mathfrak{Q}} \sin I \cos I P_2(\cos \vartheta_0) \sin \omega_p (S_{40} + 3S_{42}),$$

$$a_{23} = \frac{3}{2} \frac{(1-\varepsilon^2)^{3/2}}{n} \times \\ \times H_0^2 N_{\mathfrak{Q}} P_2(\cos \vartheta_0) \sin I \cos I \cos \omega_p (S_{40} + 3S_{42}),$$

$$a_1 = \frac{1}{2} \frac{(1-\varepsilon^2)^{3/2}}{n} H_0 N_{\mathfrak{M}} \cos \vartheta_0 \sin I \sin \omega_p,$$

$$a_2 = \frac{1}{2} \frac{(1-\varepsilon^2)^{3/2}}{n} H_0 N_{\mathfrak{M}} \cos \vartheta_0 \sin I \cos \omega_p, \quad (3.13)$$

$$a_3 = \frac{1}{2} \frac{(1-\varepsilon^2)^{3/2}}{n} H_0 N_{\mathfrak{M}} \cos \vartheta_0 \cos I; \quad H_0 = \mu_E P^{-3}.$$

$$S_{40} = 1 + 3\varepsilon^2 + \frac{3}{8}\varepsilon^4; \quad S_{42} = \frac{3}{2}\varepsilon^2 + \frac{1}{4}\varepsilon^4,$$

$$S_{44} = \frac{1}{16}\varepsilon^4.$$

Осредненная силовая функция  $\langle V \rangle$  представляет собой сумму двух однородных многочленов первой и второй степени, зависящих от проекций единичного вектора кинетического момента  $k$  на оси перигеяности системы координат. Коэффициенты этих многочленов зависят от элементов орбиты  $I, \omega_p, \varepsilon$ , угла  $\vartheta_0$ , определяющего положение магнитного диполя относительно оси вращения Земли, параметров, характеризующих инерционные и магнитные характеристики тела, а также начальных условий.

Ротационное вращение спутника в первом приближении будет описываться уравнением

$$K_0 k' = \left[ k, \frac{\partial}{\partial k} \langle V \rangle \right] = [k, \hat{A}] + [k, Ak]. \quad (3.14)$$

Здесь “штрих” означает дифференцирование по истинной аномалии. Не вызывает труда учесть в уравнении (3.14) влияние эволюции орбиты. Введем вектор  $B$  абсолютной угловой скорости орбиты спутника, тогда влияние эволюции орбиты скажется на добавлении к силовой функции (3.11) члена  $(kB)$  или к правой части (3.14) члена  $[k, B]$ .

Уравнение (3.14) имеет интегралы

$$k_1^2 + k_2^2 + k_3^2 = 1; \quad \langle V \rangle + (kB) = V_0, \quad (3.15)$$

определяющие перемещение вектора кинетического момента спутника по сфере  $K = K_0$ , и может быть сведено к квадратурам аналогично работе В. Вольтерра [11].

Рассмотрим вращение экваториального спутника ( $I = 0$ ). Полагая в формулах (3.12) угол наклона  $I = 0$ , получим

$$\langle V \rangle = \frac{1}{2} [a_{11}(k_1^2 - k_2^2) + a_{33}k_3^2] + \bar{a}_3 k_3,$$

$$a_{11} = \frac{9}{2} N_{\Omega} \frac{(1-\varepsilon^2)^{3/2}}{n} H_0^2 \sin \vartheta_0 S_{42},$$

$$a_{33} = \frac{3}{2} \frac{(1-\varepsilon^2)^{3/2}}{n} \times$$

$$\times [N_{\Omega} S_{40} H_0^2 (9 \cos^2 \vartheta_0 - 5) - 2N_r], \quad (3.16)$$

$$\bar{a}_3 = -N_{\Omega} \frac{(1-\varepsilon^2)^{3/2}}{n} H_0 \cos \vartheta + b_3.$$

Если считать, что эксцентриситет орбиты мал, и пренебречь членами, содержащими множители  $\varepsilon^2$  и  $\varepsilon^4$  ( $S_{42} = 0$ ,  $S_{40} = 1$ ), то мы приходим к такому результату [8]: вектор кинетического момента экваториального спутника под действием составляющих гравитационного и магнитного моментов, оставаясь постоянным по величине, равномерно (по истинной аномалии) вращается вокруг нормали к плоскости своей орбиты на постоянном угловом расстоянии от этой плоскости с угловой скоростью  $\sigma' = K_0^{-1}(a_{33}k_3 + \bar{a}_3)$ . Такой же результат получается при  $\vartheta = 0$ . Если же малость эксцентриситета орбиты пренебречь нельзя, то траектории движения вектора кинетического момента усложняются. Вектор кинетического момента движется вдоль линии пересечения поверхности (3.16) и сферы единичного радиуса.

В общем случае  $I = 0$  траектории конца вектора  $K$  можно строить, используя интеграл (3.11).

Мы получили эволюционные уравнения в случае, когда моменты инерции спутника  $I_1 \neq I_2 \neq I_3$ . Не вызывает труда получить эволюционные уравнения для случая, когда моменты инерции спутника удовлетворяют условиям  $I_1 \equiv I_2 \equiv I_3$ . Для этого надо в формуле (3.4) провести осреднение только по  $\alpha$ . Осреднение же по движению центра масс спутника и вращению Земли остается без изменения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 94-01-00918-а).

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Определение функций эксцентриситета  $S_{lm}$  и  $T_{lm}$ .

Рассмотрим интегральное представление сферической функции [7]

$$Y_{lm} = \frac{i^m}{2\pi l!} \sqrt{(l+m)! (l-m)!} \times$$

$$\times \int_0^{2\pi} [\cos \theta + i \sin \theta \cos \psi]^l e^{im\psi} d\psi =$$

$$= \frac{i^m}{2\pi l!} \sqrt{(l+m)! (l-m)!} \cos^l \theta \times$$

$$\times \int_0^{2\pi} [1 + i \operatorname{tg} \theta \cos \psi]^l e^{im\psi} d\psi. \quad (\text{П.1})$$

Сделаем в интеграле следующую замену

$$\operatorname{tg} \theta = \varepsilon, \quad \cos \theta = x = (1-\varepsilon^2)^{-1/2};$$

$$\psi = v, \quad \sin \theta = \frac{1}{i} \varepsilon x,$$

тогда (П. 1) будет

$$Y_{lm}(x, 0) = \frac{i^m}{2\pi l!} \sqrt{(l+m)! (l-m)!} x^l \times$$

$$\times \int_0^{2\pi} (1 + \varepsilon \cos v)^l e^{iv} dv,$$

откуда имеем

$$S_{lm} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (1 + \varepsilon \cos v)^l e^{iv} dv =$$

$$= \frac{l!}{\sqrt{(l+m)! (l-m)!}} i^{-m} x^{-l} Y_{lm}(x, 0) = \quad (\text{П.2})$$

$$= \frac{l!}{(l+|m|)!} \varepsilon^{|m|} x^{|m|-l} \frac{d^{|m|} P_l(x)}{dx^{|m|}}.$$

Аналогично, используя другое представление сферической функции [7]

$$Y_{lm} = \frac{(-i)^m}{2\pi} \frac{l!}{\sqrt{(l+m)! (l-m)!}} \times$$

$$\times \int_0^{2\pi} [\cos \theta + i \sin \theta \cos \psi]^{-(l+1)} e^{im\psi} d\psi,$$

будем иметь

$$T_{lm} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (1 + \varepsilon \cos v)^{-(l+1)} e^{iv} dv =$$

$$= \frac{(l-|m|)!}{l!} \varepsilon^{|m|} x^{l+1+|m|} \frac{d^{|m|} P_l(x)}{dx^{|m|}}. \quad (\text{П.3})$$

Сравнивая (П. 2) и (П. 3) видим, что

$$T_{lm}(x) = \frac{(l+m)! (l-m)!}{(l!)^2} (1-\varepsilon^2)^{-(l+1/2)} S_{lm}(x).$$

При  $m = 0$  имеем

$$S_{l0} = x^{-l} P_l(x); \quad T_{l0} = x^{l+1} P_l(x).$$

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Урман Ю.М. // Астрон. журн. 1989. Т. 66. С. 1081.
2. Аксенов Е.П. Теория движения искусственных спутников Земли. М.: Наука, 1977. 360 с.
3. Белецкий В.В. Движение искусственного спутника относительно центра масс. М.: Наука, 1965. 416 с.
4. Аблакин В.К., Аксенов Е.П., Гребенников Е.А. и др. Справочное руководство по небесной механике и астродинамике. М.: Наука, 1976. 862 с.
5. Каула Л. Спутниковая геодезия. М.: Мир, 1970. 172 с.
6. Гребенников Е.А., Рябов Ю.А. Конструктивные методы анализа нелинейных систем. М.: Наука, 1979. 432 с.
7. Варшавович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. Квантовая теория углового момента. Л.: Наука, 1975. 439 с.
8. Белецкий В.В., Хентов А.А. Вращательное движение намагниченного спутника. М.: Наука, 1985. 288 с.
9. Черноусько Ф.В. // ПММ. 1963. Т. 27. № 3. С. 474.
10. Денисов Г.Г., Урман Ю.М. // Изв. АН СССР. МГГ. 1975. № 6. С. 5.
11. Volterra V. // Acta Mathematica. 1899. V. 22. P. 201.

**The Application of the Method of Irreducible Tensors  
to Celestial Mechanics Problems**

Yu. M. Urman

The efficiency of using the mathematical formalism of irreducible tensors in celestial mechanics problems was shown. The method is exemplified by the transformation of the force function to osculating variables and by the derivation of the averaged equations in the problems of the satellite's motion in the gravitational field of a spherical planet, in the three-body problem, and in the problems of the satellite's motion relative to the center of mass in the Earth's gravitational and magnetic fields.

УДК 521.835

## ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМНЫХ ПОКРЫТИЙ И ЗАТМЕНИЙ В СИСТЕМЕ СПУТНИКОВ САТУРНА

© 1995 г. Н. В. Емельянов

*Астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 21.11.94 г.

Рассматриваются вопросы вычисления эфемеридных данных для проведения фотометрических наблюдений взаимных покрытий и затмений в системе спутников Сатурна в 1995 - 1996 гг. Эфемериды явлений, опубликованные ранее, оказываются недостаточными для планирования наблюдений. Приводятся простые формулы для определения спада суммарной светимости пары спутников во время покрытия или затмения по опубликованным ранее эфемеридным данным. Показано, что отдельные предсказанные взаимные явления в системе спутников Сатурна обладают особенностями, вызывающими неприменимость обычных методов астрометрической интерпретации фотометрических данных.

Каждые 14 лет наступает период, когда диски главных спутников Сатурна при наблюдениях с Земли могут налагаться друг на друга или один спутник может попадать в тень другого. Семь спутников создают около трехсот таких явлений в течение 11 месяцев. Наблюдения этих редких событий уникальны по точности и информативности. Эфемериды взаимных покрытий и затмений для очередной эпохи явлений в 1995 - 1996 гг. вычислены в двух научных центрах на основе различных теорий и опубликованы для использования на обсерваториях [1, 2]. В силу ограниченности объема статей некоторые данные, необходимые для проведения наблюдений, были опущены. Ряд важных свойств явлений, специфических для спутников Сатурна, не был описан в упомянутых работах. Целью настоящей статьи является восполнение этого недостатка в опубликованных данных.

Для подготовки к фотометрическим наблюдениям взаимных покрытий и затмений спутников очень важно заранее знать максимальный предсказанный спад общей светимости двух спутников, участвующих в явлении, выраженный в звездных величинах. Отмечают полные покрытия, когда видимый с Земли диск одного спутника полностью содержится в диске другого, независимо от того, где расположена меньший по размеру спутник - спереди или сзади большего. При частичных покрытиях видимые диски спутников лишь частично перекрываются. Аналогично различают полные затмения, когда один спутник полностью содержится в тени другого, и частичные - в случаях частичного погружения спутника в тень. Чтобы подробнее описать эти случаи, обозначим через  $r_1$  радиус активного спутника (по-

крывающего или затмевающего), а через  $r_2$  - радиус пассивного (покрываемого или затмеваемого) спутника. В процессе сближения видимых с Земли дисков спутников их центры располагаются на некотором угловом расстоянии друг от друга, которое обозначим через  $d$ . Аналогично через  $d$  можно обозначить угловое расстояние от центра затмеваемого спутника до оси тени затмевающего спутника в предположении, что точка наблюдения совпадает с Солнцем.

Введем некоторые упрощения в модель явлений, несущественные при вычислении эфемерид, предназначенных для проведения наблюдений. Будем полагать, что полутень от спутника отсутствует, а тень имеет цилиндрическую форму. Пренебрежем эффектом фазы, то есть уменьшением количества света от спутника, приходящего на Землю, за счет того, что спутник освещен Солнцем немного сбоку и мы видим часть неосвещенного диска спутника. Допустим также, что во время затмения одного спутника другим их диски, видимые с Земли, не перекрываются. Предположим, что спутники шарообразны, а их светоотражающие свойства равномерны по поверхности. Пренебрежем также эффектом дифракции света.

Рассматриваемые здесь видимые угловые расстояния и угловые размеры спутников относятся к различным точкам зрения. В случаях взаимных покрытий наблюдатель расположен на Земле (в геоцентре), а в случаях взаимных затмений вершина измеряемых углов лежит в центре Солнца.

Поскольку в рассматриваемых ниже формулах радиусы спутников и расстояния между их центрами фигурируют в виде отношений, то можно

брать как угловые видимые радиусы и расстояния, так и линейные их измерения.

Условия полного и частичного явлений описываются следующими неравенствами:

$d \leq |r_1 - r_2|$  – полное явление,

$|r_1 - r_2| < d < r_1 + r_2$  – частичное явление.

В статье [1] для каждого предвычислённого явления приводится величина  $F$  – так называемая глубина события, определяемая по формуле

$$F = 1 - \frac{d}{r_1 + r_2}.$$

Условие полного явления для заданной глубины события  $F$  выражается следующим образом:

$$F \geq F_p, \quad (1)$$

где

$$F_p = \frac{r_1 + r_2 - |r_1 - r_2|}{r_1 + r_2}. \quad (2)$$

В случае частичного явления

$$0 < F < \frac{r_1 + r_2 - |r_1 - r_2|}{r_1 + r_2}.$$

Если задана величина  $F$ , то угловое расстояние между центрами спутников  $d$  можно найти из соотношения

$$d = (r_1 + r_2)(1 - F). \quad (3)$$

При взаимных затмениях и покрытиях спутников часть диска пассивного спутника не излучает свет на Землю. Доля количества света, приходящего от пассивного спутника во время явления, по отношению к количеству света от этого спутника вне явления обозначим через  $k_2$ . В случае частичного явления  $k_2$  можно вычислить по формуле

$$k_2 = 1 - \frac{1}{\pi} \left[ \frac{r_1^2}{r_2^2} \Phi_1 + \Phi_2 - \frac{hd}{r_2^2} \right], \quad (4)$$

где

$$h = \frac{1}{2d} \sqrt{2d^2(r_1^2 + r_2^2) - d^4 - (r_1^2 - r_2^2)^2},$$

а углы  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$  определяются из соотношений

$$\operatorname{tg} \Phi_1 = \frac{h}{a_1}, \quad \operatorname{tg} \Phi_2 = \frac{h}{a_2},$$

в которых

$$a_1 = \frac{d}{2} - \frac{r_2^2 - r_1^2}{2d}, \quad a_2 = \frac{d}{2} - \frac{r_1^2 - r_2^2}{2d}.$$

В случае полного явления  $k_2$  зависит от отношения радиусов спутников:

$$k_2 = 0 \text{ при } r_2 \leq r_1, \quad (5)$$

$$k_2 = 1 - \frac{r_1^2}{r_2^2} \text{ при } r_2 > r_1. \quad (6)$$

Для проведения наблюдений необходимо заранее знать спад общей светимости двух спутников во время явления, выраженный в звездных величинах. Этот спад связан с радиусами спутников и альбедо их поверхностей. Поскольку три величины – радиус, альбето и звездная величина – связаны между собой, для вычислений достаточно взять только две из них. Непосредственно из наблюдений получаются звездная величина и радиус спутника. Поэтому мы возьмем именно эти величины, как исходные. Обозначим через  $m_1$  и  $m_2$  звездные величины активного и пассивного спутников соответственно. Спад общей светимости двух спутников во время явления  $\Delta m$ , выраженный в звездных величинах, можно найти по следующей формуле:

$$\Delta m = -2.5 \lg \frac{1 + k_2 \theta}{1 + \theta}, \quad (7)$$

где

$$\theta = 10^{\frac{m_1 - m_2}{2.5}}.$$

Расчет величины  $k_2$  зависит от типа явления: в случае частичного явления  $k_2$  вычисляется по формуле (4), в случае полного явления  $k_2 = 0$  при  $r_2 \leq r_1$  или вычисляется по формуле (6) при  $r_2 > r_1$ .

Итак, чтобы найти максимальный спад светимости пары спутников во время взаимного затмения или покрытия, нужно поступить следующим образом. Взять из таблицы в приложении к

Таблица I. Некоторые видимые параметры спутников на 14.09.1995 г.

Спутник	Звездная величина	Радиус, км	Альбето	Видимый радиус, угл. сек
Мимас	12.89	196	0.54 (0.5)	0.031
Энцелад	11.69	250	1.00 (1.0)	0.040
Тефия	10.19	530	0.89 (0.9)	0.085
Диона	10.39	560	0.66 (0.7)	0.090
Рея	9.69	765	0.67 (0.7)	0.123
Титан	8.31	2575	0.21 (0.2)	0.413
Гиперион	14.22	148	0.28 (0.3)	0.024

Таблица 2. Спад общей светимости пары спутников при полных явлениях

Тип события	Спад, зв. вел.	Тип события	Спад, зв. вел.	$m_{\Sigma}$	$F_f$
1&2	0.672	2&1	0.311	11.379	0.8789
1&3	0.146	3&1	0.087	10.103	0.5399
1&4	0.128	4&1	0.103	10.286	0.5185
1&5	0.070	5&1	0.055	9.634	0.4079
1&6	0.006	6&1	0.016	8.294	0.1415
1&7	0.280	7&1	0.631	12.610	0.8605
2&3	0.213	3&2	0.243	9.947	0.6410
2&4	0.180	4&2	0.286	10.103	0.6173
2&5	0.105	5&2	0.160	9.530	0.4926
2&6	0.010	6&2	0.047	8.263	0.1770
2&7	0.101	7&2	0.418	11.589	0.7437
3&4	0.567	4&3	0.857	9.533	0.9725
3&5	0.378	5&3	0.531	9.159	0.8185
3&6	0.040	6&3	0.177	8.133	0.3414
3&7	0.026	7&3	0.086	10.164	0.4366
4&5	0.470	5&4	0.458	9.232	0.8453
4&6	0.046	6&4	0.149	8.161	0.3573
4&7	0.031	7&4	0.076	10.359	0.4181
5&6	0.077	6&5	0.268	8.041	0.4581
5&7	0.017	7&5	0.041	9.673	0.3242
6&7	0.005	7&6	0.004	8.305	0.1087

статье [1] величину  $F$  для выбранного явления, затем радиусы спутников  $r_1$  и  $r_2$  из этой же статьи (или из табл. 1 настоящей работы), вычислить  $F_f$  по формуле (2) и проверить условие (1). Если явление полное, то взять значение  $k_2$ , согласно (5)

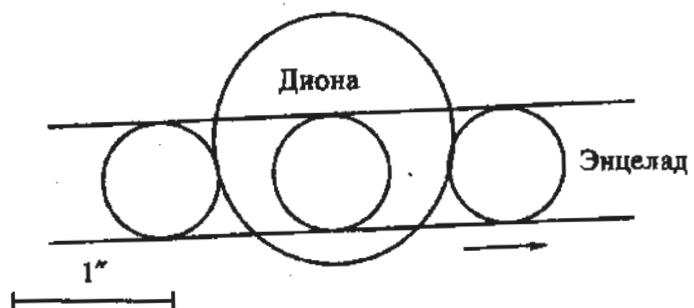


Рис. 1. Покрытие Диоптры Энцеладом. Дата – 21 мая 1995 г. Момент начала – 19<sup>h</sup>17<sup>m</sup>33<sup>s</sup>(ГДТ). Продолжительность – 1.36''.

или (6), иначе вычислить  $d$  по формуле (3), а затем  $k_2$  по формуле (4). Окончательно спад светимости, выраженный в звездных величинах, найдется из соотношения (7). При этом потребуются звездные величины спутников. Их можно взять из работы [1] или из табл. 1 настоящей работы.

С целью ускорить практическое решение указанной проблемы в качестве дополнения к данным, опубликованным в работе [1], приведем здесь значения  $F_f$  для каждой пары главных спутников Сатурна. Эти значения сведены в табл. 2. При этом значения радиусов спутников взяты такими же, как и в статье [1], и приведены в табл. 1.

Заметим, что Гиперион представляет собой вытянутое тело, размеры которого по трем перпендикулярным осям равны 205, 130, 110 км соответственно. В рамках принятой здесь модели явлений при вычислениях мы взяли радиус Гипериона равным 148 км. Такое допущение несущественно при вычислении эфемерид взаимных явлений.

При затмении или покрытии спады общей светимости двух спутников различны в случаях, когда пассивный спутник имеет меньший радиус и когда радиус пассивного спутника больше, чем радиус активного. Это различие обусловлено тем, что поверхности спутников имеют различные отражающие свойства.

Для всех полных событий спад общей светимости можно вычислить сразу. Такие данные приведены в работе [1]. Однако в этой работе не учитывались различия в альбедо двух спутников, участвующих в явлении. Новые, уточненные результаты, полученные на основе приведенных выше соотношений, приводятся в табл. 2. Значения спада общей светимости зависят не только от того, какие спутники участвуют в явлении, и также от того, какой из них пассивный. В табл. 2 тип события обозначен так же, как и в работе [1], в виде  $i \& j$ , где  $i$  – номер активного спутника,  $j$  – номер пассивного спутника, согласно нумерации из табл. 1. Поскольку вычисляемые здесь величины одинаковы для затмения и покрытия, вместо буквы О или Е в обозначении типа события стоит знак &. Через  $m_{\Sigma}$  в табл. 2 обозначена звездная величина суммарного блеска двух спутников вне события.

Зная звездные величины двух спутников и их радиусы, можно легко определить отношение геометрических альбедо их поверхностей. Пусть  $a_1$  и  $a_2$  – геометрические альбедо первого и второго спутника соответственно. С достаточно высокой точностью выполняется соотношение

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{r_2^2}{r_1^2} 10^{\frac{m_2 - m_1}{2.5}}. \quad (8)$$

Значения альбедо, вычисленные из соотношения (8), приводятся в табл. 1. При вычислениях

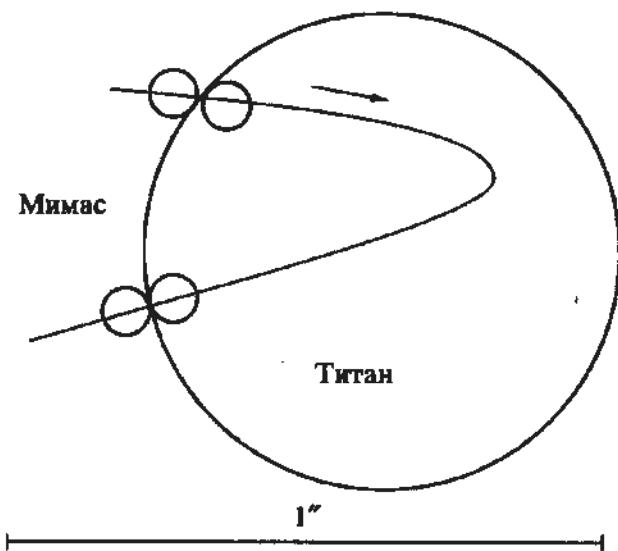


Рис. 2. Покрытие Титана Мимасом. Дата – 14 августа 1995 г. Момент начала – 5<sup>h</sup>46<sup>m</sup>20<sup>s</sup>(TDT). Продолжительность – 1<sup>h</sup>32<sup>m</sup>.

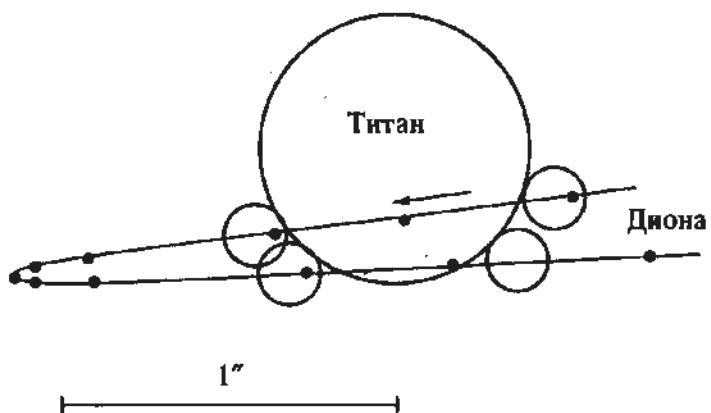


Рис. 3. Покрытия Титана Дионой. Дата – 15 августа 1995 г. Момент начала первого покрытия – 3<sup>h</sup>04<sup>m</sup>38<sup>s</sup>(TDT). Момент конца первого покрытия – 4<sup>h</sup>01<sup>m</sup>26<sup>s</sup>(TDT). Момент начала второго покрытия – 7<sup>h</sup>48<sup>m</sup>58<sup>s</sup>(TDT). Момент конца второго покрытия – 8<sup>h</sup>27<sup>m</sup>31<sup>s</sup>(TDT).

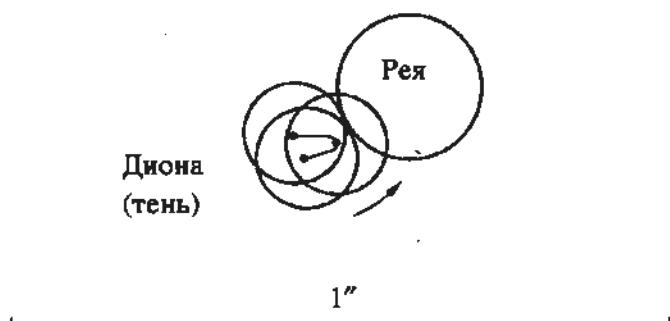


Рис. 4. Затмение Рей Дионой. Дата – 21 ноября 1995 г. Момент начала – 0<sup>h</sup>01<sup>m</sup>16<sup>s</sup>(TDT). Продолжительность – 1<sup>h</sup>30<sup>m</sup>.

полагалось, что альбедо Энцелада равно 1.0. В скобках в этой таблице даны значения геометрического альбедо спутников из [3].

Рассмотрим теперь некоторые особенности процесса обработки результатов фотометрических наблюдений взаимных явлений в системе спутников Сатурна. Начальные этапы обработки состоят в осреднении данных и астрометрической интерпретации результатов. Подавляющее большинство взаимных покрытий и затмений спутников Сатурна происходит при равномерном видимом движении одного спутника относительно другого по прямой видимой траектории. Пример такого явления показан на рис. 1. В таких случаях кривая суммарного блеска спутников симметрична относительно момента видимого сближения спутников (при покрытии) или спутника и тени (при затмении). Для определения разности координат спутников (спутника и тени) в момент сближения и самого этого момента нет необходимости в применении теории орбитального движения спутников. Однако уже предсказано несколько взаимных явлений, в которых взаимные траектории спутников в течение покрытия или затмения почти параллельны, а скорости их видимого движения почти совпадают. Продолжительность таких событий сравнительно большая, а взаимное видимое движение спутников происходит неравномерно по сложной траектории. Примеры таких необычных явлений показаны на рис. 2 – 4. Мы условно называем такие явления сложными. Процесс фотометрических наблюдений сложных событий также необычен.

В случае сложного явления момент сближения спутников (спутника и тени) невозможно определить непосредственно по кривой суммарного блеска. При использовании результатов фотометрических наблюдений сложных явлений в процессе уточнения теории движения спутников в качестве измеряемой величины следует брать непосредственно спад суммарного блеска в моменты измерений. Осреднение случайных ошибок измерений ("шума") в этих случаях затруднено. Необходимы специальные методы обработки фотометрических данных.

Отметим, что при практическом использовании фотометрических наблюдений взаимных явлений в системе главных спутников Сатурна необходимо учитывать ряд существенных факторов, сопутствующих наблюдениям явлений. Эти факторы фактически уже перечислены выше в описании тех допущений, которые были сделаны при выводе формул. Теория астрометрической интерпретации фотометрических наблюдений взаимных явлений в системах спутников планет описана в работе [4] в применении к галилеевым спутникам Юпитера.

Работа была выполнена в рамках проекта Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 93-02-17128).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Емельянов Н.В., Гасанов С.А., Насонова Л.П. // Астрон. журн. 1994. Т. 71. С. 794.

2. Arlot J.-E., Tuillot W. // Icarus. 1993. Т. 105. Р. 427.
3. The Astronomical Almanac for 1993. Nautical Almanac Offices in U.S. and Great Britain.
4. Descamps P. Etude des effets de surface sur la reduction astrometrique des observations de phenomenes des satellites galileen de Jupiter. These de Doctorat. L'observatoire de Paris, 1992.

### Peculiarities of Mutual Occultations and Eclipses in the System of Saturn's Satellites

N. V. Emel'yanov

The problems of calculating ephemerides data for photometric observations of the 1995 - 1996 mutual occultations and eclipses in the system of Saturn's satellites are considered. Previously published ephemerides of these events prove to be insufficient for planning observations. Simple formulas are given to determine the decline in the total luminosity of the pair of satellites during occultation or eclipse from the ephemerides data published hitherto. It is shown that some of the predicted mutual events in the Saturn's satellite system exhibit peculiarities that make the ordinary methods of astrometrical interpretation of photometric data inapplicable.