

# ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 31

ОКТАБРЬ, 1989

ВЫПУСК 2

РАЗДЕЛЕНИЕ КОМПОНЕНТОВ ИЗЛУЧЕНИЯ И ОЦЕНКА КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ ЛАЦЕРТИД OQ 530 и OI 090.4 ПО ФОТОМЕТРИЧЕСКИМ ДАННЫМ . . . . .	<i>В. А. Газен-Торн, С. Г. Марченко</i>	231
РАДИОСВЕТИМОСТИ И СТРОЕНИЕ ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК . . . . .	<i>В. Г. Малумян</i>	241
МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ГАЛАКТИКИ ОКРЕСТНОСТИ СОЛНЦА И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЗВЕЗД . . . . .	<i>Р. Р. Андреасян, А. Н. Макаров</i>	247
СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД. IV. ОТНОСИТЕЛЬНОЕ ЧИСЛО ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В АССОЦИАЦИИ ОРИОНА, СКОПЛЕНИИ ПЛЕЯДЫ И ОКРЕСТНОСТЯХ СОЛНЦА <i>А. В. Мирзоян, В. В. Амбарян, А. Т. Гарибджяни, А. Л. Мирзоян</i>		259
О МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ СТРУЙ В ОБЪЕКТАХ ТИПА SS 433 <i>Г. П. Алоджану, Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян</i>		271
МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКТИВНЫХ ДВИЖЕНИЙ В ОБОЛОЧКЕ ПРОЦИОНА. I. ИДЕОЛОГИЯ И АНАЛИЗ ТРЕХМЕРНЫХ НЕОДНОРОДНЫХ МОДЕЛЕЙ <i>И. Н. Атрощенко, А. С. Гадун, Р. И. Костык</i>		281
ПРОИСХОЖДЕНИЕ АНОМАЛИИ СОДЕРЖАНИЯ НАТРИЯ У ЖЕЛТЫХ СВЕРХГИГАНТОВ . . . . .	<i>П. А. Денисенков</i>	293
СВОЙСТВА КОМПОНЕНТОВ СИМБИОТИЧЕСКИХ ЗВЕЗД ПО ВЫЧИСЛЕНИЮ МОДЕЛЕЙ . . . . .	<i>Л. Э. Леядяров</i>	309
О РОЛИ ТОКОВЫХ ПОТЕРЬ В ПУЛЬСАРАХ . . . . .	<i>И. Ф. Малов</i>	323
МАГНИТО-ДИПОЛЬНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СТВОЛОВ НЕЙТРОННЫХ ВИХРЕВЫХ НИТЕЙ . . . . .	<i>Д. М. Седракян, А. Д. Седракян, К. М. Шахабасян</i>	337

(Продолжение на 4-й странице обложки)

Е Р Е В А Ն

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ. Ս. Բիսնովատի-Կոգան, Վ. Գ. Գորրացկի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Պ. Գրիգորյան, Վ. Վ. Իվանով, Լ. Ս. Լուրսյան, Ն. Ս. Կարդաշև, Վ. Հ. Համբարձումյան, Ա. Գ. Մասկիչ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ. Ս. Սահակյան, Վ. Յու. Տերերթ, Ա. Տ. Քալոյան (պատ. քարտուղար)։

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

Редакционная коллегия: В. А. Амбарцумян, Г. С. Бисноватый-Коган, В. Г. Горбачев (зам. главного редактора), В. П. Гринин, В. В. Иванов, А. Т. Каллоган (ответ. секретарь), Н. С. Кардашев, Л. С. Луур, А. Г. Масевич, Л. В. Мирзоян (главный редактор), Г. С. Саакян, В. Ю. Терезиж.

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

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

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

«ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանգստի և ուր հրատարակում է Հայկական ԽՍՀ Գիտությունների ակադեմիան: Հանգստի ազգային է ինֆրասպեկտրի էմիսիայի, միգրացիայի, միգրացիայի և միգրացիայի միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբանության և աստղաֆիզիկայի ու աստղաֆիզիկայի, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սանձազերծող ընդհանուր տեսության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սանձազերծող ընդհանուր տեսության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սանձազերծող ընդհանուր տեսության և բարձր կարգի աստղաֆիզիկայի համար:

Հանգստի լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, բաժանարարները 10 ա. 80 կ. մեկ տարեկան համար: Բաժանարարների կարգի է «Մայրաքաղաք»-ի բարձր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեծ մարտահաղթանակի կենտրոն» գործառնություն միջոցով, Մասկվա, 200.

УДК: 524.822

РАЗДЕЛЕНИЕ КОМПОНЕНТОВ ИЗЛУЧЕНИЯ И ОЦЕНКА  
КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ ЛАЦЕРТИД OQ 530 И OI 090.4  
ПО ФОТОМЕТРИЧЕСКИМ ДАННЫМ

В. А. ГАГЕН-ТОРН, С. Г. МАРЧЕНКО

Поступила 29 марта 1989

Принята к печати 18 мая 1989

Для лацертид с неизвестным красным смещением предложен метод разделения компонентов излучения в двухкомпонентной модели (гигантская эллиптическая галактика + переменный точечный источник) с одновременной оценкой красного смещения, основывающийся на  $B$ ,  $V$ -наблюдениях переменности. Метод применен к анализу данных для лацертид OQ 530 и OI 090.4, для которых получены, соответственно, значения красных смещений 0.132 и 0.128 и отношения светимостей центральных компонентов в максимуме к светимостям подстилающих галактик, равные 8.6 и 27.

1. *Введение.* Многочисленные исследования показали, что двухкомпонентная модель активных внегалактических объектов (точечный источник + подстилающая галактика), предложенная Сандейджем [1] для КЭО и примененная в ряде работ к другим активным объектам, достаточно хорошо представляет результаты наблюдений. Для правильной интерпретации наблюдательных данных важным моментом является разделение излучения этих двух компонентов.

В наших работах [2, 3] описана методика проведения такого разделения по данным о фотометрической переменности для объектов с известным красным смещением при наличии двухцветных ( $B$ ,  $V$ ) и трехцветных ( $U$ ,  $B$ ,  $V$ ) наблюдений. Она применима в случае, если распределение энергии в спектре переменного (активного) компонента не меняется, что, как показал Холоневский [4], легко устанавливается из первоначального анализа наблюдательных данных (в этом случае в пространстве плотностей потоков  $\{\Phi_U, \Phi_B, \Phi_V, \dots\}$  точки, соответствующие наблюдаемым звездным величинам  $U, B, V, \dots$ , располагаются на прямой линии).

В случае трехцветных наблюдений при единственном предположении о «нормальности» галактики (в том смысле, что ее показатели цвета подчиняются зависимости, найденной Воккером и др. [5]) определяются плотности потоков подстилающей галактики (и тем самым ее показатели



цвета и хаббловский тип), в случае же двухцветных наблюдений показатель цвета галактики  $(B - V)_{z=0}$  приходится задавать. Имеются сведения, что подстилающая галактика, как правило, является гигантской эллиптической, поэтому можно принять, что  $(B - V)_{z=0} = +0^m95$  (это значение приводит Сандейдж [6]). Определяемая после разделения компонентов светимость подстилающей галактики должна быть близка к светимости гигантских эллиптических галактик ( $M_V^0 = -23^m3$  для  $H_0 = 50$  км/с/Мпк [7]), что служит критерием самосогласованности проведенного разделения.

В этой работе мы предлагаем метод разделения компонентов при наличии двухцветных  $(B, V)$  наблюдений для объектов с неизвестным красным смещением. Он существенно опирается на предположение о том, что подстилающая галактика является гигантской эллиптической. Одновременно с разделением компонентов оценивается и красное смещение объекта. Разработанная методика применена к анализу  $B, V$ -наблюдений лацетид OQ 530 и OI 090.4, для которых нет прямых определений красного смещения, поскольку в их спектрах не наблюдается ни абсорбционных, ни эмиссионных деталей.

2. Методика разделения компонентов. Пусть имеются двухцветные  $(B, V)$  наблюдения активного внегалактического объекта с достаточно большим интервалом изменений блеска. После исправления наблюдаемых величин за межзвездное поглощение в Галактике перейдем в соответствии с абсолютной калибровкой Джонсона [8] к плотностям потоков  $\Phi_B$  и  $\Phi_V$  в мЯн по формулам

$$\left. \begin{aligned} \lg \Phi_B &= 6.670 - 0.4 B \\ \lg \Phi_V &= 6.600 - 0.4 V \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

и сопоставим величины  $\Phi'_B$  и  $\Phi'_V$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ , где  $N$  — общее число наблюдений). Допустим, что точки на графике  $\Phi_B \div \Phi_V$  лежат на прямой линии (т. е. распределение энергии в спектре переменного компонента не изменяется) и пусть уравнение этой прямой

$$\Phi_B = a\Phi_V + b. \quad (2)$$

Коэффициенты  $a$  и  $b$  легко найти способом наименьших квадратов. Поскольку в нашем случае ошибки имеются как в величинах  $\Phi_B$ , так и в величинах  $\Phi_V$ , лучше всего использовать метод ортогональной регрессии, в котором минимизируется сумма квадратов отклонений точек от прямой по нормали к ней (см. [9]). Если ошибки в обеих сравниваемых величинах одинаковы, то коэффициенты  $a$  и  $b$  находятся по формулам

$$a = \operatorname{tg} \left[ \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{2 \sum_i (\Phi'_V - \bar{\Phi}_V) (\Phi'_B - \bar{\Phi}_B)}{\sum_i (\Phi'_V - \bar{\Phi}_V)^2 - \sum_i (\Phi'_B - \bar{\Phi}_B)^2} \right]. \quad (3)$$

$$b = \bar{\Phi}_B - a \bar{\Phi}_V.$$

Здесь  $\bar{\Phi}_B = \frac{1}{N} \sum_i \Phi'_B$  и  $\bar{\Phi}_V = \frac{1}{N} \sum_i \Phi'_V$ .

Значения наблюдаемых потоков от галактической подложки  $\Phi_B^r$  и  $\Phi_V^r$  должны удовлетворять уравнению (2). В случае, если красное смещение объекта известно, второе уравнение, связывающее  $\Phi_B^r$  и  $\Phi_V^r$ , как показано в [2], легко находится после задания показателя цвета подстилающей галактики. Мы имеем

$$(B - V)_{\text{набл}}^r = (B - V)_{z=0}^2 + k_{BV}(z). \quad (4)$$

Пусть отношение наблюдаемых потоков от галактической подложки  $\Phi_B^r / \Phi_V^r = \alpha$ . Из (1) следует, что

$$\lg (\Phi_B / \Phi_V) = 0.070 - 0.4 (B - V), \quad (5)$$

и для галактической подложки будет

$$\lg (\Phi_B^r / \Phi_V^r) = 0.070 - 0.4 (B - V)_{\text{набл}}^r,$$

так что

$$\alpha = 10^{0.070 - 0.4 (B - V)_{\text{набл}}^r}. \quad (6)$$

Значения  $\Phi_B^r$  и  $\Phi_V^r$  находятся из решения системы

$$\left. \begin{aligned} \Phi_B &= \alpha \Phi_V + b \\ \Phi_B &= \alpha \Phi_V \end{aligned} \right\}. \quad (7)$$

Если красное смещение неизвестно, то мы не можем определить  $\alpha$ , поскольку нам неизвестна  $k$ -поправка  $k_{BV}(z)$ .

Будем считать, что подстилающая галактика является гигантской эллиптической. Это дает: а)  $(B - V)_{z=0}^r = + 0^m 95$ ; б)  $M_B^{26} = - 22^m 35$  [7]; в) для кривой нарастания блеска с ростом диафрагмы можно использовать кривую из [10]. Из очевидной формулы

$$m = M - 5 + 5 \lg D,$$

где  $D = cz/H_0$  будем иметь при  $H_0 = 50$  км/с/Мпк.

$$B_{\text{набл}}^r = - 22^m 35 + \Delta(\theta'', z) + k_B(z) + 43.9 + 5 \lg z, \quad (8)$$

где  $\Delta(\theta'', z)$  — апертурная поправка, берущаяся по кривой нарастания блеска [10] ( $\theta''$  — размер диафрагмы, с которой получены  $B, V$  — наблюдения),  $k_B(z)$  —  $k$ -поправка. Зависимости  $k_B(z)$  и  $k_{BV}(z)$  для гигантских эллиптических галактик определены Пенсом [11].

Вычислим по (8) значения  $B_{\text{набл}}^r$  в зависимости от  $z$  для того размера диафрагмы  $\theta''$ , с которым велись наблюдения. Имея такую таблицу, можно оценить методом последовательных приближений величины  $B_{\text{набл}}^r$  и  $z$  с использованием формул (1), (4), (6), (7). Действительно, зададим любую из величин  $z^{(0)}$  или  $B_{\text{набл}}^{r(0)}$  (другая находится по таблице). Затем по (4) находим  $(B - V)_{\text{набл}}^{r(0)}$ , по (6) находим  $\alpha^{(0)}$ , решаем систему (7) и находим  $\Phi_B^{r(1)}$  и затем по (1)  $B_{\text{набл}}^{r(1)}$ . Если  $B_{\text{набл}}^{r(1)} = B_{\text{набл}}^{r(0)}$ , то  $z^{(0)}$  и  $B_{\text{набл}}^{r(0)}$  и будут искомыми оценками, если нет, делаем следующее приближение: по  $B_{\text{набл}}^{r(1)}$  находим по таблице  $z^{(1)}$  и, повторяя все операции, получаем  $B_{\text{набл}}^{r(2)}$  и т. д., пока не окажется  $z^{(k+1)} = z^{(k)}$ . Как показывает практика, оказывается достаточным сделать 2—3 приближения.

Для проверки работоспособности метода мы применили его сначала к объекту с известным красным смещением, а именно, были взяты  $B, V$  — данные, полученные Сандейджем с диафрагмой 7".6 для объекта ЗС 371, у которого  $z = 0.051$ . В работе [3] проведено сопоставление потоков  $\Phi_B$  и  $\Phi_V$  для этого объекта и найдены коэффициенты первого уравнения системы (7):  $a = 0.847$ ,  $b = -1.11$ . Величины  $B_{\text{набл}}^r$  в зависимости от  $z$  для  $\theta'' = 7".6$  даются во втором столбце табл. 1. В табл. 2 приведены результаты оценки  $z$  и  $B_{\text{набл}}^r$ . Как видно, полученное после трех приближений значение  $z$  отличается от истинного всего на 0.001, причем зависимости от нулевого приближения практически нет.

Необходимо заметить, что разделение компонентов, выполненное для ЗС 371 в [3], дает  $M_B^{26} = -22^m3$ , что близко к постулированному нами значению  $M_B^{26} = -22^m35$ . Правильность оценки  $z$  сильно зависит от соответствия постулированного значения  $M_B^{26}$  истинному. Из (8) видно, что если отвлечься от поправочных членов, зависящих от  $z$ ,

то  $z'/z \approx 10^{0.2\Delta M_B^{26}}$  и при  $\Delta M_B^{26} = 1^m0$  будет  $z'/z = 1.6$ . Так, для объекта Mrk 421, у которого  $z = 0.030$  и в результате разделения компонентов при этом значении  $z$  получается  $M_B^{26} = -21^m55$ , применение вышеизложенной методики дает завышенное значение  $z = 0.049$ .

Таблица 1

НАБЛЮДАЕМАЯ ЗВЕЗДНАЯ ВЕЛИЧИНА ГАЛАКТИКИ  
В ЗАВИСИМОСТИ ОТ КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ И  
ДИАМЕТРА ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ДИАФРАГМЫ

$z$	$\theta''$	$B_{\text{набл}}^r$		
		7".6	16"	27"
0.030		15 <sup>m</sup> 86	15 <sup>m</sup> 08	14 <sup>m</sup> 68
0.035		15.98	15.30	14.94
0.040		16.15	15.52	15.17
0.045		16.33	15.73	15.39
0.050		16.50	15.89	15.60
0.055		16.67	16.11	15.80
0.060		16.81	16.33	15.98
0.065		16.92	16.40	16.13
0.070		17.08	16.56	16.31
0.075		17.20	16.70	16.46
0.080		17.32	16.84	16.60
0.085		17.45	16.97	16.75
0.090		17.56	17.09	16.87
0.095		17.67	17.21	17.00
0.100		17.77	17.32	17.11
0.110		17.97	17.54	17.34
0.120		18.18	17.77	17.56
0.130		18.36	17.97	17.78
0.140		18.52	18.15	17.97
0.150		18.68	18.32	18.14
0.160		18.84	18.50	18.32
0.170		19.01	18.67	18.49
0.180		19.14	18.81	18.64
0.190		19.28	18.96	18.79
0.200		19.43	19.11	18.94

Таблица 2

ОЦЕНКА КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ И НАБЛЮДАЕМОЙ ЗВЕЗДНОЙ  
ВЕЛИЧИНЫ ГАЛАКТИКИ С ДИАФРАГМОЙ 7".6 ДЛЯ ЗС 371

$z^{(0)}/B_{\text{набл}}^{r(0)}$	$z^{(1)}/B_{\text{набл}}^{r(1)}$	$z^{(2)}/B_{\text{набл}}^{r(2)}$	$z^{(3)}/B_{\text{набл}}^{r(3)}$	$z^{(4)}/B_{\text{набл}}^{r(4)}$
0.030/15 <sup>m</sup> 86	0.047/16 <sup>m</sup> 40	0.050/16 <sup>m</sup> 52	0.051/16 <sup>m</sup> 54	0.051/16 <sup>m</sup> 54
0.100/17.77	0.062/16.86	0.054/16.63	0.052/16.56	0.052/16.56
0.200/19.43	0.072/17.27	0.057/16.72	0.053/16.58	0.052/16.56

3. Оценка красного смещения и разделение компонентов для OQ 530 и OI 090.4. Как уже говорилось во введении, красное смещение лацертид OQ 530 и OI 090.4 неизвестно. Но для обоих объектов в литературе имеется достаточно фотометрических  $B$ ,  $V$ -данных, что позволяет использовать при их изучении изложенную в предыдущем разделе методику разделения компонентов и оценки красного смещения. Наибольшее количество наблюдательных данных для обеих лацертид получено с диафрагмами  $14''$ — $18''$ , поэтому значения  $B_{\text{набл}}^r$  в зависимости от  $z$  были сосчитаны для  $\theta'' = 16''$  (эти значения приведены в третьем столбце табл. 1, в четвертом столбце даются значения  $B_{\text{набл}}^r$  для часто используемой при фотометрических наблюдениях диафрагмы  $27''$  — они были нам нужны при оценке  $z$  для Mгk 421).

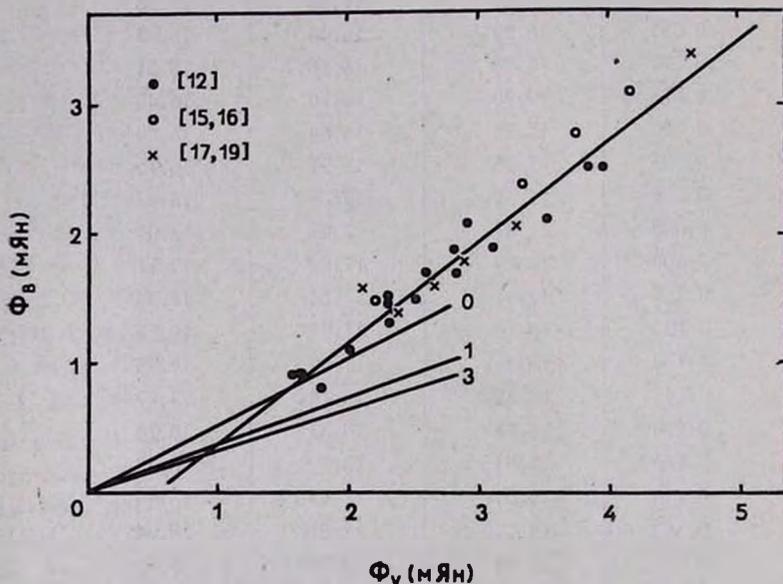


Рис. 1. Сопоставление наблюдаемых плотностей потоков  $\Phi_B$  и  $\Phi_V$  для OQ 530. Прямая проведена методом ортогональной регрессии. Указаны работы, из которых взяты наблюдательные данные.

Для проведения разделения компонентов использовались данные работ [12—19]. Поправки за межзвездное поглощение были внесены только для OI 090.4 ( $A_B = 0^m07$ ,  $A_V = 0^m09$ ); для OQ 530  $A_V = 0^m0$ . Значения потоков  $\Phi_B$  и  $\Phi_V$  сопоставлены для OQ 530 на рис. 1 и для OI 090.4 на рис. 2. Разные значки представляют данные разных авторов. На рис. 2 нанесены данные из работы [14], в которой не указан размер диафрагмы, с которой проводились наблюдения; однако, поскольку эти точ-

ки располагаются в области больших потоков, где вклад от галактической подложки мал по сравнению с вкладом от центрального источника, мы включили эти точки в рассмотрение. На обоих рисунках имеется также по несколько точек, соответствующих наблюдениям с диафрагмой 28" (из [17]) — систематического смещения для них незаметно.

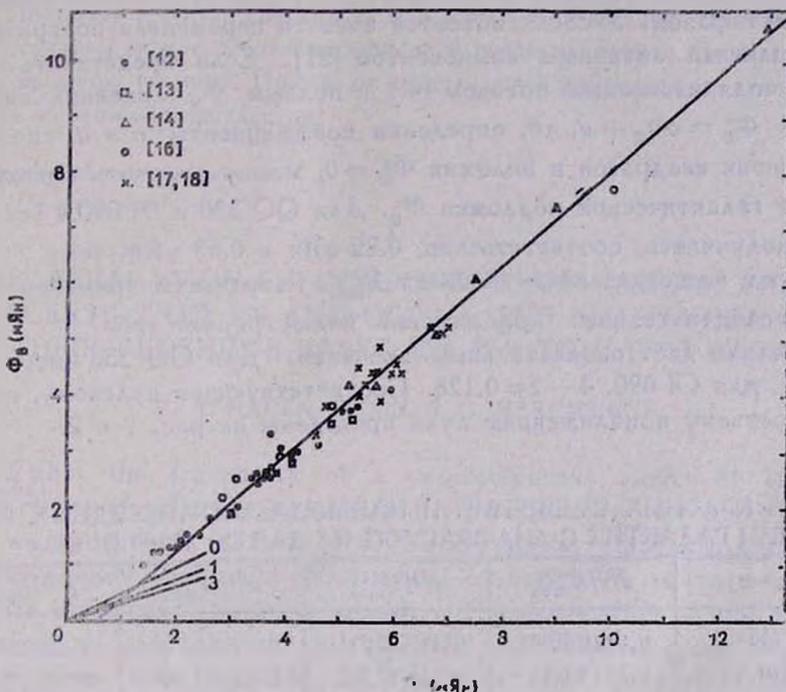


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для OI 090.4.

Видно, что на обоих рисунках точки располагаются вдоль прямых линий, т. е. модель переменного по потоку активного источника с неизменным распределением энергии в спектре применима. Уравнения прямых, полученные методом ортогональной регрессии, таковы:

$$\begin{aligned} \text{для OQ 530} \quad \Phi_B &= 0.794 \Phi_V - 0.411 & (9) \\ &\pm 0.049 \quad \pm 0.062, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{для OI 090.4} \quad \Phi_B &= 0.861 \Phi_V - 0.493 & (10) \\ &\pm 0.022 \quad \pm 0.072 \end{aligned}$$

(ошибки указаны на уровне  $2\sigma$ ).

Угловые коэффициенты в уравнениях (9) и (10) определяют показатели цвета переменного компонента. Воспользовавшись формулой

(5), получим  $(B - V)^{var} = 0^m43 \pm 0^m07$  для OQ 530 и  $(B - V)^{var} = 0^m34 \pm 0^m03$  для OI 090.4. Такие показатели цвета являются обычными для переменных компонентов у лацертид (см., например, [20]).

Проведем теперь разделение компонентов. В качестве нулевого приближения возьмем величины  $B_{набл}^{r(0)} = 16^m89$  ( $z^{(0)} = 0.082$ ) для OQ 530 и  $B_{набл}^{r(0)} = 17^m18$  ( $z^{(0)} = 0.094$ ) для OI 090.4. Эти значения получены следующим образом. У обоих объектов имеется переменная поляризация, обусловленная активным компонентом [21]. Если представить связь между поляризованным потоком  $\Phi_B^p$  и полным  $\Phi_B$  линейной зависимостью  $\Phi_B^p = c\Phi_B + d$ , то, определив коэффициенты  $c$  и  $d$  способом наименьших квадратов и положив  $\Phi_B^p = 0$ , можно получить оценку потока от галактической подложки  $\Phi_B^r$ . Для OQ 530 и OI 090.4 эти значения получились, соответственно, 0.82 мЯн и 0.63 мЯн, чему и соответствуют вышеуказанные значения  $B_{набл}^{r(0)}$ . Результаты применения метода последовательных приближений иллюстрирует табл. 3. Третье приближение дает окончательные значения. Для OQ 530 имеем  $z = 0.132$ , для OI 090.4 —  $z = 0.128$ . Соответствующие нулевому, первому и третьему приближениям лучи проведены на рис. 1 и 2.

Таблица 3

ОЦЕНКА КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ И НАБЛЮДАЕМЫХ ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН ГАЛАКТИК С ДИАФРАГМОЙ 16" ДЛЯ OQ 530 И OI 090.4

Объект	$z^{(0)}/B_{набл}^{r(0)}$	$z^{(1)}/B_{набл}^{r(1)}$	$z^{(2)}/B_{набл}^{r(2)}$	$z^{(3)}/B_{набл}^{r(3)}$
OQ 530	0.082/16 <sup>m</sup> 89	0.117/17 <sup>m</sup> 71	0.128/17 <sup>m</sup> 93	0.132/18 <sup>m</sup> 00
OI 090.4	0.094/17.18	0.119/17.74	0.127/17.90	0.128/17.93

При значении  $\theta'' = 16''$  и  $z = 0.13$  поправка  $\Delta(\theta'', z) = 0^m20$ , так что блеск подстилающих галактик будет  $B_{г}^{r(0)} = 17^m80$  (OQ 530) и  $B_{г}^{r(0)} = 17^m73$  (OI 090.4), что дает  $\Phi_B^{r(0)} = 0.36$  мЯн и  $\Phi_B^{r(0)} = 0.38$  мЯн для OQ 530 и OI 090.4, соответственно. Максимальные наблюдаемые потоки для этих объектов (см. рис. 1 и 2) составляют 3.4 мЯн и 10.6 мЯн. Вычитая из этих значений наблюдаемые потоки от галактической подложки (при  $\theta'' = 16''$ ), получим 3.1 мЯн и 10.3 мЯн. Следовательно, в максимуме поток активного компонента в полосе  $B$  превышает поток от подстилающей галактики, (являющейся, напомним, гигантской) в 8.6 раз у OQ 530 и в 27 раз у OI 090.4. Таким образом, активность центрального источника у обоих объектов (в особенности у OI 090.4) весьма высока.

4. *Заключительные замечания.* В заключение сделаем два замечания.

- а) В отличие от упоминавшегося во введении случая, когда разделение компонентов проводится для объекта с известным  $z$ , здесь, к сожалению, нет теста самосогласованности проведенного разделения компонентов.
- б) Как уже упоминалось, результаты разделения сильно зависят от соответствия между постулированным значением  $M_B^{26} = -22^m 35$  и истинным. Принятая в статье светимость близка к максимальной, так что истинная в среднем может оказаться меньше и тогда найденное  $z$  представляет собой верхнюю границу. Применяя вышележаженный метод не следует забывать об этом обстоятельстве.

Ленинградский государственный  
университет

## THE SEPARATION OF COMPONENTS OF RADIATION OF LACERTIDS OQ 530 AND OI 090.4 AND EVALUATION OF THEIR REDSHIFTS BASED ON PHOTOMETRIC DATA

V. A. HAGEN-THORN, S. G. MARCHENKO

Within the framework of a two-component model of lacertids (giant elliptical galaxy + variable point source) for the objects with unknown redshifts a method of separation of the components of their radiation, based on  $B$ ,  $V$ —observations of variability is proposed. The redshifts are evaluated simultaneously. The application of this method to analysis of data for lacertids OQ 530 and OI 090.4 gives  $z = 0.132$  for the former and  $z = 0.128$  for the latter; the ratios of luminosities of point sources at maximum to luminosities of ellipticals are 8.6 and 27, respectively.

### ЛИТЕРАТУРА

1. A. Sandage, Pontif. Acad. Sci. Scripta Varia, 35, 271, 1971.
2. В. А. Гаген-Торн, С. Г. Марченко, В. А. Яковлева, *Астрофизика*, 22, 5, 1985.
3. В. А. Гаген-Торн, *Астрофизика*, 22, 449, 1985.
4. J. Cholonowski, *Acta Astron.*, 31, 293, 1981.
5. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 77, 1, 1972.
6. A. Sandage, *Astrophys. J.*, 180, 678, 1973.
7. A. Sandage, *Astrophys. J.*, 178, 1, 1972.
8. H. L. Johnson, *Com. LPL*, 3, 73, 1965.
9. Ю. В. Линник, *Метод наименьших квадратов и основы теории обработки наблюдений*, Изд. Физ-мат. лит., М., 1962, стр. 19.

10. *A. Sandage*, *Astrophys. J.*, 173, 485, 1972.
11. *W. D. Pence*, *Astrophys. J.*, 203, 39, 1976.
12. *P. S. Smith, T. J. Balonek, R. Elston, P. A. Heckert*. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 64, 459, 1987.
13. *M. L. Sittko, G. D. Schmidt, W. A. Stein*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 59, 323, 1985.
14. *S. Tapia, E. G. Crain, M. R. Gearhart, E. Pacht, J. Kraus*, *Astrophys. J.*, 215, L71, 1977.
15. *S. L. O'Dell, J. J. Pashell, W. A. Stein, F. Owen, R. W. Porcas, S. Mufson, T. J. Moffett, M. -H. Ulrich*, *Astrophys. J.*, 224, 22, 1978.
16. *J. J. Pashell, W. A. Stein*, *Astrophys. J.*, 237, 331, 1983.
17. *С. А. Пустыльник, Л. А. Пустыльник, С. И. Неизвестный, В. М. Люгый*. *Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР*, № 48, 27, 1985.
18. *С. А. Пустыльник, В. М. Люгый, С. И. Неизвестный*, *Письма в Астрон. ж.*, 7, 547, 1981.
19. *Г. М. Бескин, В. М. Люгый, С. И. Неизвестный, С. А. Пустыльник, В. Ф. Шварцман*, *Астрон. ж.*, 62, 432, 1985.
20. *В. А. Гаген-Торн*, в сб. «Активные ядра и звездная космогония», ред. Д. Я. Мартынов, Изд. МГУ, М., 1987, стр. 98.
21. *С. Г. Марченко*, *Астрофизика*, 22, 15, 1985.

УДК: 524.7—77

РАДИОСВЕТИМОСТИ И СТРОЕНИЕ ЦЕНТРАЛЬНЫХ  
ОБЛАСТЕЙ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

В. Г. МАЛУМЯН

Поступила 16 марта 1989

Принята к печати 20 июля 1989

Показано, что спиральные галактики бюраканских классов 2, 4, 5 и 2s обладают от 2.5 до 3.5 раза более мощным радиоизлучением, чем галактики классов 1 и 3. Показано также, что спиральные галактики классов 5 и 2s по отношению радио- и оптических светимостей существенно превосходят галактики классов 1 и 3.

Исследования, проведенные за последние двадцать пять лет, показывают, что существует связь между строением центральных областей спиральных галактик и уровнем их активности. Одним из проявлений активности галактик этого морфологического типа является повышенная частота встречаемости радиоизлучения у объектов с центральными сгущениями, расщепленными, звездообразными или звездоподобными ядрами [1]. Среди галактик с указанной выше структурой центральных частей наблюдается также избыток объектов с пологими спектрами радиоизлучения [2].

Недавно с помощью радиотелескопа VLA на частоте 1.49 ГГц с очень высокой чувствительностью ( $\sim 1$  мЯн) проводились наблюдения более 300 спиральных галактик [3, 4] из Пересмотренного каталога Шепли-Эймс [5]. Эти наблюдения дают возможность подробного сравнения радиосветимостей галактик с разной структурой центральных областей.

Из галактик, результаты радионаблюдений которых приведены в [3, 4], 214 объектов содержатся в списке галактик с классификацией их центральных частей согласно разработанной в Бюраканской обсерватории пятибалльной системе [6]. Из них у 28 галактик полные потоки излучения по разным причинам измерены неуверенно. Для двух объектов измерены верхние пределы потоков. Остальные 184 галактики, принадлежащие к различным классам бюраканской классификации, были использованы для сравнения радиосветимостей. Необходимо отметить, что для галактик со сравнительно большими угловыми размерами, плотности потоков которых при наблюдениях на VLA могут быть занижены, в [3, 4] даны потоки, измеренные с помощью радиотелескопов со сплошной апертурой.

Полные светимости галактик на  $1.49 \text{ ГГц}$  и их расстояния брались из тех же работ [3, 4] ( $H = 50 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ ). Распределение галактик по бюраканским классам приведено в табл. 1. (Данные двух последних столбцов табл. 1 будут использованы ниже).

Таблица 1

Бюраканский класс	Количество галактик	Среднее расстояние (Мпк)	$R_m$	Процент галактик подтипов Sc и более поздних
1	19	$19.2 \pm 2.3$	6.9	84.2
2	44	$23.2 \pm 1.9$	13.1	75.0
3	42	$26.4 \pm 2.0$	8.1	4.8
4	50	$26.9 \pm 2.5$	13.0	48.0
5	22	$24.0 \pm 2.1$	24.2	22.7
2s	7	$19.4 \pm 3.7$	28.3	28.6

Поскольку средние радиосветимости галактик коррелируют с оптическими светимостями, сравнение радиосветимостей галактик разных классов проводилось для объектов одних и тех же абсолютных звездных величин.

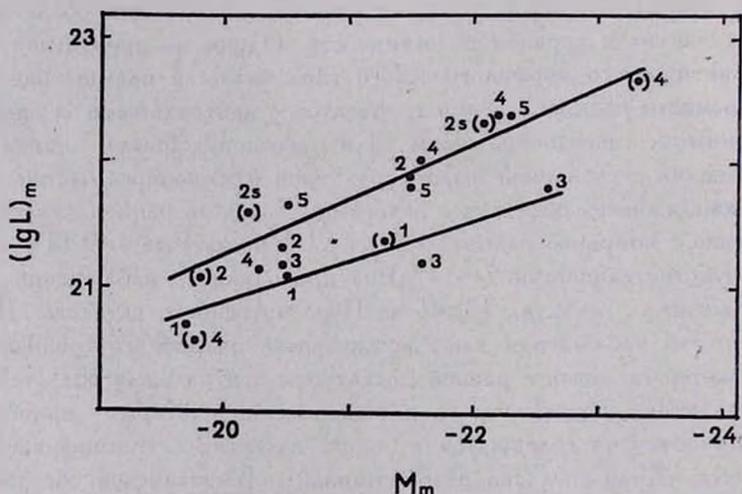


Рис. 1. Сравнение радиосветимостей спиральных галактик различных бюраканских классов. Классы галактик обозначены соответствующими баллами. В скобках указаны точки, где число использованных объектов меньше пяти.

Результаты сравнения представлены на рис. 1, где по горизонтальной оси отложены медианные значения абсолютных величин для интервалов шириной  $\Delta M = 1$ , а по вертикальной оси — соответствующие им медианные значения логарифмов светимостей на  $1.49 \text{ ГГц}$ .

Как видно из рис. 1, радиосветимости спиральных галактик бюраканских классов 2, 4, 5 и 2s систематически выше, чем у галактик классов 1 и 3. Для оценки этого превышения мы построили линии линейной регрессии (с учетом весов, равных корням из числа использованных в каждом интервале галактик) зависимостей медианных значений логарифмов радиосветимостей от абсолютных величин для галактик классов 2, 4, 5 и 2s (верхняя прямая) и 1 и 3 (нижняя прямая). Сравнение этих линий указывает на то, что по радиосветимости спиральные галактики с центральными сгущениями (класс 2), звездообразными (класс 4), расщепленными и звездоподобными ядрами (классы 2s и 5) в среднем от 2.5 до 3.5 раза (в зависимости от абсолютной величины) превосходят галактики, не имеющие ядер (класс 1) и галактики, в которых невозможно выделить ядро (класс 3).

Интересно также сравнение отношений радио- и оптических светимостей спиральных галактик разных классов. Эти отношения вычислялись по формуле [7]

$$R = S \cdot 10^{\frac{B_T - 12.5}{2.5}}$$

где  $S$  — плотность потока (в мЯн) на частоте 1.49 ГГц,  $B_T$  — видимая голубая звездная величина. Они брались из [3, 4].  $B_T$  исправлялись за поглощение в Галактике.

Медианные значения отношений радио- и оптических светимостей для галактик разных классов приведены в предпоследнем столбце табл. 1. Из нее видно, что спиральные галактики со звездоподобными и расщепленными ядрами по отношению  $R$  существенно превосходят галактики остальных классов. В свою очередь галактики классов 2 и 4 в среднем обладают более высоким отношением радио- и оптических светимостей, чем галактики классов 1 и 3.

Согласно некоторым работам (см., например, [8]) спиральные галактики поздних морфологических подтипов по сравнению с галактиками ранних подтипов имеют несколько более мощное радиоизлучение. Так как морфологический состав галактик, принадлежащих к различным классам бюраканской классификации, не одинаков, то необходимо выяснить, как это обстоятельство может повлиять на результаты, полученные выше. Как следует из последнего столбца табл. 1, галактики подтипов Sc и более поздних (объектов более поздних, чем Sc, подтипов среди всех классов галактик нашей выборки очень мало) наиболее часто встречаются среди объектов класса 1. Несмотря на это, как по радиосветимости, так и по отношению  $R$  галактики этого класса заметно уступают галактикам классов 2, 4, 5 и 2s. Среди галактик последних двух классов объекты подтипов Sc

встречаются примерно в два раза реже, чем среди галактик класса 4. Однако последние в среднем обладают в два раза меньшим отношением  $R$ .

В нашей выборке Sc галактик меньше всего среди объектов класса 3. Но маловероятно, что причина меньшей радиосветимости и малого значения  $R$  галактик этого класса по сравнению с галактиками классов 2, 4, 5 и 2s в низком содержании объектов поздних подтипов. Это следует из табл. 2, где приведены медианные значения  $R$  для Sbc галактик разных бюраканских классов (из-за малого числа объектов классы 5 и 2s объединены).

Таблица 2

Бюраканский класс	Количество галактик	$R_m$
1	4	<6.95
2	9	12.7
3	13	6.0
4	22	15.5
5+2s	10	22.6

Данные табл. 2 получены на основании работы [9], содержащей результаты наблюдений 88 Sbc галактик на частоте 1.465 ГГц с помощью VLA. Для 58 галактик из них в [6] имеется классификация их центральных частей. Табл. 2 свидетельствует, что различия в отношениях радио- и оптических светимостей сохраняются также для объектов только Sbc подтипа, принадлежащих к различным классам бюраканской классификации. Малые отличия в  $R_m$  для галактик одних и тех же классов в табл. 1 и 2 могут быть обусловлены разницей в частотах наблюдений и тем, что при составлении табл. 1 использованы приведенные в [3, 4] видимые величины  $B_T$  из [5], а при составлении табл. 2 — приведенные в [9] величины  $B_T^0$ , взятые из Второго справочного каталога ярких галактик [10].

Таким образом, по сравнению со спиральными галактиками, центральные части которых оценены баллами 1 и 3, галактики остальных классов обладают существенно более мощным радиоизлучением. По отношению радио- и оптических светимостей галактики классов 5 и 2s значительно превосходят галактики классов 1, 3, 2 и 4. Для галактик двух последних классов это отношение почти в два раза выше, чем у объектов классов 1 и 3.

THE RADIO LUMINOSITIES AND STRUCTURES OF CENTRAL  
REGIONS OF SPIRAL GALAXIES

V. H. MALUMIAN

It has been shown that spiral galaxies of Byurakan classes 2, 4, 5 and 2s have from 2.5 to 3.5 times more powerful radio emission than galaxies of classes 1 and 3. It has also been shown that radio to optical luminosity ratios of spiral galaxies of classes 5 and 2s are significantly higher than those of galaxies of classes 1 and 3.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Товмасын, *Астрофизика*, 18, 25, 1982.
2. В. Г. Малумян, *Астрофизика*, 19, 251, 1983.
3. J. J. Condon, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 65, 485, 1987.
4. J. J. Condon, Q. F. Yin, D. Burstein, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 65, 543, 1987.
5. A. Sandage, G. A. Tamman, *A Revised Shapley-Ames Catalog of Bright Galaxies*, Carnegie Institution of Washington, Washington, 1981.
6. Классификация центральных частей 711 галактик. *Сообщ. Бюраканской обсерв.*, 47, 43, 1975.
7. E. Hummel, *Astron. and Astrophys.*, 93, 93, 1981.
8. G. Gavazzi, A. Cocito, P. Vestolant, *Astrophys. J.*, 305, L15, 1986.
9. E. Hummel, A. Podlar, J. M. van der Hulst, R. D. Davies, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 60, 293, 1985.
10. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H. G. Corwin, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, University of Texas Press, Austin, 1976.

УДК: 524.6

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ГАЛАКТИКИ ОКРЕСТНОСТИ СОЛНЦА  
И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЗВЕЗД

Р. Р. АНДРЕАСЯН, А. Н. МАКАРОВ

Поступила 20 января 1989

Принята к печати 23 мая 1989

Проанализированы данные о поляризации более 7500 звезд. Из распределения по галактическим координатам и расстоянию от Солнца усредненных значений параметров  $P$  и  $\theta$  для пространственных групп звезд, получены свидетельства в пользу принятой в настоящее время модели магнитного поля Галактики. Магнитные поля в плоскости Галактики большей частью концентрируются в спиральных рукавах и направлены вдоль осей соответствующих рукавов. Дифференциальной крупномасштабного магнитного поля Галактики снимается вопрос о несогласованности в направлениях полей, найденных с помощью поляризаций звезд и мер вращений.

1. *Введение.* Одним из эффектов, который может служить для изучения магнитного поля нашей Галактики, является межзвездная поляризация оптического излучения звезд, обнаруженная в конце 40-х годов (см., например, [1]). В настоящее время наиболее популярным объяснением возникновения межзвездной поляризации излучения звезд считается механизм парамагнитной релаксации Девиса и Гринштейна [2], согласно действию которого излучение поляризуется при прохождении через пылевую среду, где частицы определенным образом ориентированы магнитным полем (в нашем случае полем Галактики). Максимальная поляризующая способность пыли наблюдается тогда, когда луч зрения перпендикулярен направлению магнитного поля. Причем, в этом случае плоскость поляризации параллельна магнитному полю. Когда же луч зрения проходит вдоль магнитного поля, то поляризация минимальна, а позиционные углы плоскостей поляризации хаотичны [3].

Данные поляриметрии звезд рассматривались многими авторами с целью изучения магнитного поля Галактики (см., например, [3—7]). Наиболее представительный каталог, включающий данные для примерно 5000 звезд, был использован в работах [3, 4]. В работе [4] приведены отдель-



ные карты распределения поляризации звезд по галактическим координатам в различных интервалах расстояний. Однако, из-за загромождения карт многочисленными данными, использование их для детального изучения магнитного поля Галактики затруднено. В работе [3] приводится карта усредненных значений поляризаций звезд в зависимости от расстояния от Солнца и от галактической долготы  $l$ . При этом сделано ограничение на галактическую широту использованных данных ( $|b| \leq 15^\circ$ ). Карта построена только до расстояний  $\sim 2$  кпк от Солнца.

Основной результат упомянутых работ заключается в том, что магнитное поле Галактики в окрестности Солнца направлено к  $l \approx 45^\circ$ . Это направление довольно существенно отличается от направления поля ( $l \approx 90^\circ$ ), полученного из анализа фарадеевских мер вращения плоскостей поляризаций излучения внегалактических радиоисточников и пульсаров (см., например, [8—10]). В работе [3] делается вывод, что такое различие, вероятно, связано с принимавшейся ранее сильно упрощенной моделью магнитного поля Галактики.

В настоящее время для магнитного поля Галактики предлагаются новые достаточно реальные модели [11—14, 19]. В частности, в работе [13] предложена модель двухкомпонентного магнитного поля, в которой плоский компонент магнитного поля спиральных рукавов Галактики как бы погружен в дипольный компонент магнитного поля, так называемое поле «гало». Причем, магнитные поля в спиральных рукавах Стрельца и Персея имеют противоположные направления (см. также [11, 12, 19]). К сожалению, звезды с измеренной поляризацией сосредоточены, в основном, в тонком слое  $|z| = \pm 500$  пк у плоскости Галактики ( $z$  — расстояние от плоскости Галактики) и, следовательно, их данные непригодны для изучения магнитного поля «гало». Однако появилась возможность (применяя новую модель магнитного поля спиральных рукавов) заново осмыслить данные поляриметрии звезд.

В данной работе для более детального изучения магнитного поля в рукавах Галактики анализируются более многочисленные данные о поляризации звезд из каталога [16]. Кроме того, в работе исследована зависимость величины поляризации от расстояния до звезд (до расстояний  $R \sim 4$  кпк), чем обоснована возможность изучения магнитных полей соседних с Солнцем спиральных рукавов по поляризациям излучения звезд.

2. *Распределение усредненных значений поляризации звезд.* Для детального изучения магнитного поля Галактики в окрестности Солнца и в галактических спиральных рукавах, для лучшей наглядности получаемых распределений, целесообразно вместо поляризационных данных отдельных звезд рассматривать усредненные значения поляризаций звезд, находящихся в отдельных пространственных участках.

Поляризованное излучение звезд характеризуется степенью поляризации  $P$  (в процентах) и позиционным углом ориентации плоскости поляризации  $\theta$  (определяется от направления на северный полюс Галактики). При усреднении поляризаций выделенной группы звезд надо учитывать тот факт, что аддитивными свойствами обладают не сами параметры  $P$  и  $\theta$  поляризации, а параметры Стокса  $Q$  и  $U$ , которые связаны с  $P$  и  $\theta$  следующим образом:

$$Q = P \cos 2\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right), \quad (1)$$

$$U = P \sin 2\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right). \quad (2)$$

Зная величины  $Q_i$  и  $U_i$  для отдельных звезд данной группы можно найти средние значения

$$\bar{Q} = \frac{\sum_i Q_i}{n} \quad (3)$$

и

$$\bar{U} = \frac{\sum_i U_i}{n} \quad (4)$$

после чего определяются средние значения степени поляризации  $\bar{P}$  и позиционного угла  $\bar{\theta}$  для данной группы звезд:

$$\bar{P} = \sqrt{\bar{Q}^2 + \bar{U}^2}, \quad (5)$$

$$\bar{\theta} = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{\bar{U}}{\bar{Q}} + \frac{\pi}{2}. \quad (6)$$

В данной работе анализировались данные о поляризации 7503 звезд из каталога [16]. Поскольку, прежде всего, интересна зависимость  $\bar{P}$  от расстояния от Солнца  $R$ , поэтому все данные были разделены на 10 групп по расстояниям звезд: I группа от  $R = 0$  до  $R = 100$  пк, II — от  $R = 100$  до  $R = 300$  пк, III — 300 — 500 пк, IV — 500—750 пк, V — 750—1000 пк, VI — 1000—1500 пк, VII — 1500—2000 пк, VIII — 2000—3000 пк, IX — 3000—4000 пк, X — более 4000 пк. Каждая из полученных групп, в свою очередь, была разделена по галактической долготе  $l$  на 24 участка через  $\Delta l = 15^\circ$ . В отдельный пространственный участок, ограниченный упомянутыми пределами  $R_i$  и шириной  $\Delta l$ , попадают от нескольких единиц до нескольких десятков звезд, для которых и определялись средние значения

степени поляризации  $\bar{P}$  и позиционные углы  $\bar{\theta}$ . В ходе вычислений было выполнено несколько вариантов численных расчетов при разных ограничениях на расстоянии  $z$  звезд от плоскости Галактики:  $|z| \leq 50$  пк,  $|z| \leq 100$  пк,  $|z| \leq 150$  пк,  $|z| \leq 200$  пк,  $|z| \leq 250$  пк,  $|z| \leq 350$  пк,  $|z| \leq 500$  пк. Ограничения на  $z$  звезд сделаны с целью изучения зависимости  $\bar{P}$ ,  $\bar{\theta}$  от  $z$ . Такая зависимость могла бы дать информацию о толщине пылевого слоя. Заметим, что упомянутое ограничение на  $z$  предполагало как совместное, так и раздельное изучение северного и южного полушарий Галактики при разных  $z$ .

По результатам численных расчетов построены карты распределения усредненных параметров поляризации (рис. 1—3). Среднее значение степени поляризации пропорционально длине отрезка на картах, а  $\bar{\theta} = 90^\circ$  соответствует горизонтальному направлению отрезка. На рис. 1 и 2 Солнце обозначено традиционным знаком. Расстояние от Солнца до данного отрезка пропорционально среднему расстоянию данной пространственной группы звезд, для которой определены значения  $\bar{P}$  и  $\bar{\theta}$ . Из эстетических соображений участки, находящиеся ближе чем 400 пк от Солнца, на рис. 1 не нанесены. Отметим, что подобные карты были построены отдельно для северного и южного полушарий при разных ограничениях на  $z$  (упомянутых выше). Все карты в общих чертах оказались схожими, поэтому на рис. 1 приводится одна из характерных карт распределения усредненных поляризаций при ограничении  $|z| \leq 250$  пк. Схожесть карт распределения для разных  $z$ , вероятно, вызвана тем, что звезды каталога [16] сильно концентрируются к плоскости Галактики и на больших  $z$  наблюдается дефицит звезд с измеренными параметрами поляризации.

Из рис. 1 видно, что  $\bar{P}$  достигает максимума в двух противоположащих областях:  $90^\circ \leq l \leq 180^\circ$  и  $300^\circ \leq l \leq 360^\circ$ . Значения  $\bar{\theta}$  в этих участках близки к  $90^\circ$ . Кроме направлений  $l \approx 135^\circ$  и  $l \approx 315^\circ$ , в которых уже на расстояниях  $\sim 1$  кпк от Солнца поляризация достигает насыщения, в других направлениях из упомянутых областей заметна хорошая корреляция между  $\bar{P}$  и  $\bar{R}$  до расстояний  $\sim 3.5$  кпк. Детальная зависимость  $\bar{P}$  от  $\bar{R}$  будет рассмотрена в разделе 3. Однако здесь отметим, что корреляция между  $\bar{P}$  и  $\bar{R}$  свидетельствует в пользу того, что поляризация звезд обусловлена магнитными полями, расположенными на достаточно больших расстояниях от Солнца  $\sim 3 \div 4$  кпк. Основываясь на механизме Дэвиса—Гринстейна, ориентация пыли магнитным полем, можно считать, что в упомянутых областях с большими  $\bar{P}$  и упорядоченными  $\bar{\theta}$  магнитные поля направлены перпендикулярно лучу зрения. Такие направления магнитных полей соответствуют спиральным рукавам Персея и Стрельца, оси которых нанесены на рис. 1. Таким образом, можно считать, что маг-

нитные поля в рукавах Персея и Стрельца направлены вдоль осей соответствующих рукавов. Этот вывод хорошо согласуется с результатами, полученными в работах [11—13, 19] из анализа мер фарадеевских вращений пульсаров и внегалактических радиосточников. Но, заметим, поляризационные данные звезд дают возможность определять направление магнитного поля только с точностью  $180^\circ$  (т. к. направление вектора силовой линии магнитного поля остается неопределенным). Поэтому в данном случае

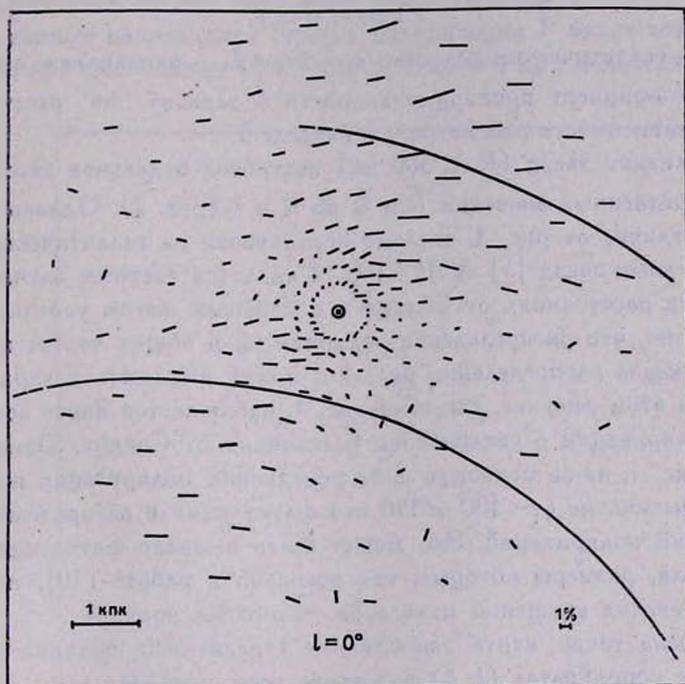


Рис. 1. В линейном масштабе представлены средние поляризации  $\bar{P}$  (%) пространственных групп звезд с  $|z| \leq 250$  пк. Ориентация  $\bar{\theta}$  выполнена таким образом, что  $E$  — вектор, параллельный галактической плоскости, параллелен направлению  $l = 90^\circ$  и  $E$  — вектор, перпендикулярный к плоскости, параллелен  $l = 0^\circ$ . В данном случае галактическая плоскость совпадает с картинной. Расстояния: 400 пк, 625 пк, 875 пк, 1250 пк, 1750 пк, 2500 пк, 3500 пк и более 4000 пк. Интервал  $\Delta l = 15^\circ$ . Для наглядности нанесены оси спиральных рукавов Персея и Стрельца — Кляя.

можно утверждать лишь, что силовые линии магнитного поля в спиральных рукавах Персея и Стрельца параллельны друг другу, а векторы силовых линий магнитных полей могут быть направлены в противоположные стороны, как показано в работах [11—13, 19]. Для наглядности на рис. 1 нанесены линии соответствующих спиральных рукавов по модельному

представлению работы [17], разработанному по распределению в Галактике областей Н II.

Как и ожидалось, в направлениях, параллельных магнитным полям ( $l \approx 45^\circ$  — вдоль рукава Стрельца и  $l \approx 225^\circ$  — вдоль рукава Персея), поляризация минимальна, а позиционные углы плоскости поляризации — хаотичны.

Из вышеизложенного следует, что  $\bar{P}$  можно представить в виде

$$\bar{P} = k |\cos(l - l_0)|, \quad (7)$$

где  $l$  и  $l_0$  — галактические долготы, при этом  $l_0$  — направление максимального  $\bar{P}$ . Коэффициент пропорциональности  $k$  зависит от расстояния до звезд. Эта зависимость рассмотрена в разделе 3.

Для близких звезд ( $R \leq 500$  пк) построена отдельная карта распределения усредненных значений  $\bar{P}$  и  $\bar{\theta}$  по  $R$  и  $l$  (рис. 2). Однако в данном случае, в отличие от рис. 1, сделано ограничение на галактическую широту используемых звезд  $|b| \leq 15^\circ$ . Рис. 2 является частным случаем рис. 1, но на малых расстояниях от Солнца и с меньшим шагом усреднения. Из рисунка видно, что распределение поляризаций в общих чертах похоже на соответствующее распределение рис. 1 и может выражаться через уравнение (7). На этом рисунке, как и на рис. 1, наблюдается явное возрастание степени поляризации с увеличением расстояния от Солнца. Однако, в отличие от рис. 1, из-за меньшего шага усреднения поляризации по расстоянию заметны мелкие ( $\sim 100 \div 150$  пк) флуктуации в распределении средних значений поляризаций. Это может быть вызвано флуктуациями магнитного поля, размеры которых, как показано в работе [10], из анализа мер фарадеевских вращений пульсаров, такого же порядка.

Построена также карта зависимости усредненных поляризаций в галактических координатах ( $l, b$ ) для звезд всего каталога (рис. 3). На рисунке отчетливо выделяются области, в которых поляризация максимальна ( $270^\circ \leq l \leq 360^\circ$  и  $100^\circ \leq l \leq 200^\circ$  с углами  $\bar{\theta} \approx 90^\circ$ ) и минимальна ( $0^\circ < l < 100^\circ$  и  $200^\circ < l < 270^\circ$ ). Это означает, что магнитное поле параллельно направлению к  $l_0 \approx 45^\circ - 50^\circ$ ,  $b_0 \approx 0^\circ$ . Приведенный вывод хорошо согласуется с результатами других работ [3-7], где по данным поляризации звезд изучалось магнитное поле Галактики в окрестности Солнца. Направление  $l_0 = 45^\circ$ ,  $b_0 = 0^\circ$  совпадает с направлением вдоль рукава Стрельца, в котором магнитное поле направлено к  $l_0 = 225^\circ$ ,  $b_0 = 0^\circ$  [13]. Но, как было отмечено выше, направление магнитного поля по поляризационным данным определяется с точностью  $180^\circ$ . Следовательно, направление ( $l_0 = 45^\circ$ ,  $b_0 = 0^\circ$ ), полученное в данной и в других работах, соответствует направлению магнитного поля спирального рукава Стрельца ( $l_0 = 225^\circ$ ,  $b_0 = 0^\circ$ ). В пользу это-

го вывода свидетельствует и тот факт, что использованные в данной работе звезды находятся на больших расстояниях, до 4 кпк и более (т. е. часть звезд попадает в область спирального рукава Стрельца).

3. *Зависимость степени поляризации от расстояния от Солнца.* Как было изложено в предыдущем разделе и как видно из рис. 1 и 2, поляризация излучения звезд сильно зависит от расстояния звезд от Солнца. Если предполагать, что магнитное поле регулярно, а пылевой слой у плоскости Галактики, достаточно однороден на больших расстояниях от Солнца, то в данном направлении степень поляризации  $\bar{P}$  будет возрастать пропорционально расстоянию  $R$ . С другой стороны, при полностью хаотичном

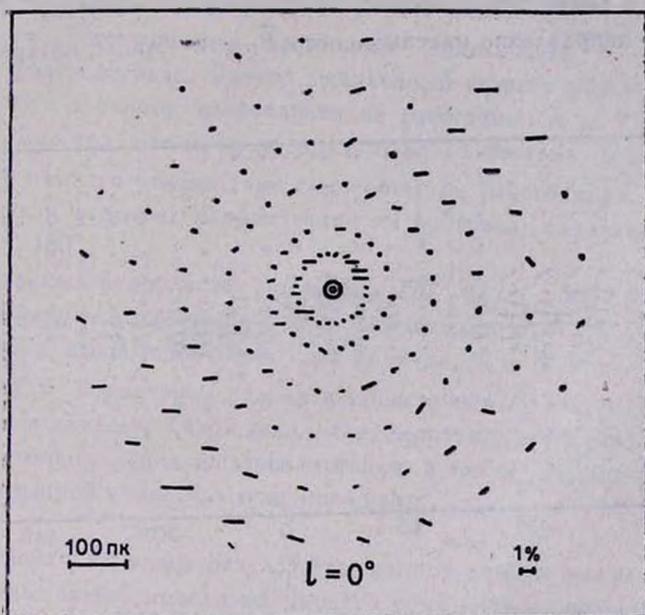


Рис. 2. Усредненная поляризация пространственных групп звезд с  $|b| \leq 15^\circ$  для расстояний 50 пк, 100 пк, 200 пк, 300 пк, 400 пк, 500 пк (см. также подпись к рис. 1).

распределении магнитного поля (с характерными размерами хаотичности  $d \ll R$ )  $\bar{P} \sim \sqrt{R}$  [3].

Следовательно, предполагая в окрестности Солнца на достаточно больших расстояниях ( $R \sim 3 \div 4$  кпк) присутствие регулярного магнитного поля вместе с включенными в него хаотичными полями (масштабом хаотичности  $d \ll R$ ) и учитывая зависимость от галактической долготы (см. (7)), можно написать:

$$\bar{P}_i = A R_i |\cos(l_i - l_0)| + B \sqrt{R_i}, \quad (8)$$

где коэффициенты  $A$  и  $B$  обусловлены, соответственно, регулярными и иррегулярными магнитными полями;  $\bar{P}_i$  — средняя поляризация группы звезд, находящихся на расстоянии  $R_i$  и в направлении  $l_i$ . После деления правой и левой частей уравнения (8) на величину  $\sqrt{R_i}$  получим:

$$D_i = A C_i + B, \quad (9)$$

где

$$D_i = \frac{\bar{P}_i}{\sqrt{R_i}}; \quad C_i = \sqrt{R_i} |\cos(l_i - l_0)|. \quad (10)$$

Уравнение (9) представляет собой систему  $n$  линейных уравнений относительно неизвестных коэффициентов  $A$  и  $B$ , поскольку остальные члены этого уравнения известны из численных расчетов (принимается  $l_0 = 135^\circ$  — направление максимального  $\bar{P}$ , а  $n$  — число интервалов по расстоянию).

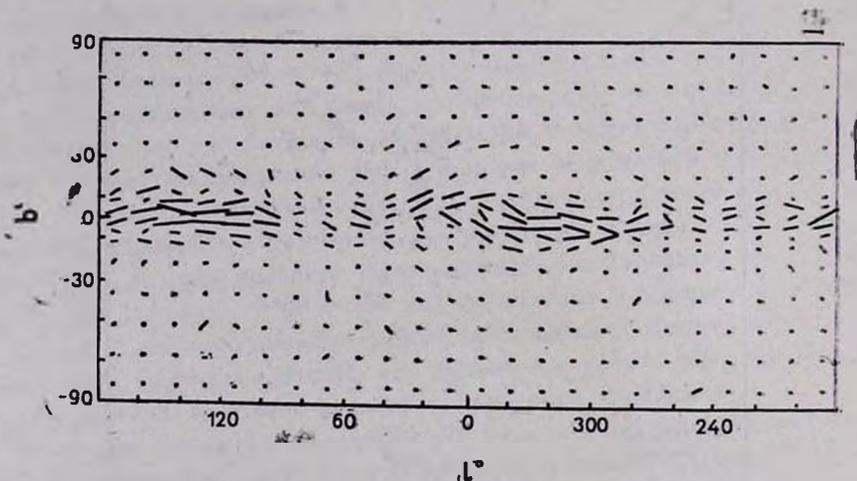


Рис. 3. Усредненная поляризация для звезд каталога [16] в галактических координатах.

Систему линейных уравнений (9) можно решить стандартным методом наименьших квадратов и найти величины  $A$  и  $B$ , а также определить коэффициент корреляции между величинами  $D_i$  и  $C_i$ . При этом был учтен тот факт, что для исследуемых направлений все  $\bar{\theta} \approx 90^\circ$  и, следовательно, значения  $D_i$  усредняются как скалярные величины, хотя параметры поляризации, входящие в  $D_i$ , не имеют аддитивных свойств.

Указанным способом были изучены интервалы  $90^\circ \leq l \leq 180^\circ$  и  $270^\circ \leq l \leq 360^\circ$ , поскольку в этих интервалах величины  $\bar{P}$  имеют максимальные значения.

Для интервала  $90^\circ \leq l \leq 180^\circ$  получена уверенная корреляция (больше 95% достоверности) между величинами  $D_l$  и  $C_l$  до расстояний  $\sim 3.5$  кпк, а для величин  $A$  и  $B$  найдены примерно одинаковые значения:  $A = 0.85$  кпк $^{-1}$ ,  $B = 0.9$  кпк $^{-1/2}$ , хотя в отдельных достаточно малых подынтервалах по галактической долготе нет такой хорошей корреляции. Таким образом, для интервала  $90^\circ \leq l \leq 180^\circ$  можно написать:

$$\bar{P}_l = 0.85 R_l |\cos(l_l - 135^\circ)| + 0.9 \sqrt{R_l}, \quad (11)$$

где  $R_l$  измеряется в кпк, а  $\bar{P}_l$  в процентах. Надо отметить, что в направлениях, близких к  $l_0 = 135^\circ$ ,  $\bar{P}_l$  быстро возрастает и уже на расстоянии  $R \approx 1$  кпк почти достигает насыщения, после чего темп роста заметно падает. Подобный результат был получен и в работе [3], где насыщение  $\bar{P}_l$  объясняется селективными эффектами, связанными с поглощением излучения в пылевой среде. Однако выявленный эффект можно объяснить, предполагая, что в данном направлении на расстоянии  $R \leq 1$  кпк присутствует аномально большая концентрация пыли. И поэтому, в этой области темп роста  $\bar{P}_l$  намного больше, чем темп роста на расстояниях, превышающих 1 кпк, как и в других направлениях из интервала галактических долгот  $90^\circ \leq l \leq 180^\circ$ .

Для отдельных подобластей интервала  $270^\circ \leq l \leq 360^\circ$  тоже получена удовлетворяющая корреляция между величинами  $D_l$  и  $C_l$ , а также значения, близкие к вышеупомянутым, для величин  $A$  и  $B$ . Но в целом, для всего интервала корреляция слабая и представить  $\bar{P}_l$  выражением, похожим на (11), не удалось. Такой результат, вероятно, тоже связан с неравномерностью распределения пылевой материи, а также принимавшейся при расчетах упрощенной моделью магнитного поля.

4. **Заключение.** Важным результатом данной работы является то, что с использованием новой модели магнитного поля спиральных рукавов разрешается основная проблема, связанная с тем, что, как было отмечено во Введении, направления магнитного поля Галактики, полученные по выборкам разного рода данных, сильно различались между собой. Например, по мерам фарадеевских вращений внегалактических радиоисточников и пульсаров, магнитное поле направлено к  $l_0 = 90^\circ$  [8—10], данные же о поляризации излучения звезд показали, что  $l_0 = 45^\circ \div 60^\circ$  [3, 5, 6]. Такое несоответствие результатов нельзя было объяснить в рамках простой плоскопараллельной модели магнитного поля, принятой до недавнего времени.

В работах [11—13, 19] по мерам фарадеевских вращений внегалактических радиоисточников и пульсаров в рамках общепринятой модели спиральной структуры Галактики [17] показано, что магнитные поля в спиральном рукаве Стрельца и местном рукаве Ориона отличаются почти на

$180^\circ$  (в рукаве Ориона  $l_0 \approx 90^\circ$ , в рукаве Стрельца  $l_0 \approx 225^\circ$ ). В рукаве Персея магнитное поле примерно совпадает по направлению с полем в рукаве Ориона. Отметим характерную деталь: при изучении магнитного поля Галактики по мерам вращений [8—10] определяются параметры магнитного поля именно Орионова рукава (поэтому  $l_0 \approx 90^\circ$ ). Это связано с тем, что персеев рукав находится далеко от Солнца ( $\sim 2$  кпк), а большинство радиогалактик и пульсаров, наблюдаемых в направлении спирального рукава Стрельца, как правило, исключается из статистики с целью уменьшения влияния магнитного поля Северного Полярного Шпура, направление на который ( $0^\circ < l < 60^\circ$  и  $270^\circ < l < 360^\circ$ ,  $b > 0^\circ$  [15, 18]) близко к направлению на спиральный рукав Стрельца.

Данные же поляризации излучения звезд, как получено в разделе 2 и работах [3—6], показывают минимум в направлении примерно от  $l = 45^\circ$  к  $l = 225^\circ$ , совпадающим с направлением спирального рукава Стрельца (см. рис. 1) и магнитного поля рукава Стрельца [11—13]. Области  $90^\circ \leq l \leq 180^\circ$  и  $300^\circ \leq l \leq 360^\circ$ , где наблюдаются наибольшие поляризации, соответствуют направлениям поперек спиральных рукавов Персея и Стрельца и магнитных полей в этих рукавах.

Как следует из вышеизложенного, поляризационные данные хорошо согласуются с принятой в [11—13] моделью магнитного поля. Что касается магнитного поля местного рукава Ориона, направленного к  $l_0 \approx 90^\circ$ , то, как видно из рис. 2, построенного по данным близких звезд, в направлении  $l = 270^\circ$  и  $l = 90^\circ$  поляризация очень слабая. Такая картина наблюдается и на рис. 1 для достаточно больших расстояний от Солнца. Это соответствует тому, что магнитное поле в местном рукаве направлено к  $l_0 \approx 90^\circ$ .

Как отмечалось в разделе 3, в направлениях  $l = 135^\circ$  и  $l = 315^\circ$  на узкой полосе по  $l$  ( $\Delta l \approx 30^\circ$ ) темп роста поляризации в зависимости от расстояния аномально большой для  $R \approx 1$  кпк. В разделе 3 это объяснялось предположением об аномально большой плотности пылевой среды в упомянутых направлениях. Данные направления находятся на одной линии и это вызывает естественное предположение, что две области с повышенной пылевой плотностью, простирающиеся в обе стороны от Солнца на расстоянии  $\sim 1$  кпк, являются двумя составляющими одной тонкой пылевой перемычки (направленной от  $l = 315^\circ$  к  $l = 135^\circ$ ) между спиральными рукавами Стрельца и Персея. Эта перемычка, вероятно, имеет слабый наклон ( $\alpha = 10^\circ \div 15^\circ$ ) к плоскости Галактики. О чем свидетельствует тот факт, что, как показано в работе [3], а также видно на рис. 1 настоящей работы, в направлениях  $l = 135^\circ$  и  $l = 315^\circ$  плоскости поляризации (или направление магнитного поля) имеют примерно такой же наклон к плоскости Галактики. Вследствие этого наклона в направлении  $l = 315^\circ$  перемычка выходит в северное полушарие, а в направлении  $l = 135^\circ$  — в южное полушарие Галактики. Данным эффектом можно объяснить наличие близ-

ких деталей (Loop I и Loop II), приведенных на рис. 5 работы [3] и наблюдаемых примерно в этих же направлениях в северном и южном полушариях Галактики. В работе [3] уже отмечалось, что две детали (Loop I и Loop II), вероятно, связаны между собой. Однако считалось, что эти образования имеют малые размеры  $\sim 300$  пк и не связаны с наблюдаемым повышенным темпом роста поляризации в вышеупомянутых направлениях. То, что эти образования действительно наблюдаются на близких расстояниях  $\sim 400 \div 500$  пк [3, 4] и на высоких широтах (до  $30^\circ \div 50^\circ$ ), можно легко объяснить тем, что звезды, использованные в работах [3, 4], имеют тенденцию сильной концентрации к плоскости Галактики, а вводимые в этих работах ограничения исключают и без того немногочисленные высокоширотные далекие звезды с известными поляризационными данными.

Если, кроме того, предполагать наличие в газо-пылевой перемычке аномально большой электронной концентрации, то этим можно объяснить детали (Bubble N и Bubble C), наблюдаемые в распределении мер фарадеевских вращений внегалактических радиоисточников и пульсаров [9—12].

Отметим, что вопрос существования газо-пылевой перемычки в окрестности Солнца не исчерпывается данным изложением. Такой объект может проявить себя и в наблюдениях несколько иного содержания.

Авторы благодарны академику В. А. Амбарцумяну и участникам теоретического семинара Бюраканской обсерватории за обсуждения и интерес к работе.

Бурякская астрофизическая  
обсерватория  
Бурятский государственный  
пединститут

## THE MAGNETIC FIELD OF THE GALAXY IN THE SUN'S VICINITY AND THE STELLAR POLARIZATION

R. R. ANDREASSIAN, A. N. MAKAROV

The data concerning polarization of more than 7500 stars have been analysed. Evidences in favour of the presently accepted model of the magnetic field of the Galaxy [11, 13, 19] were obtained. They were obtained from the distribution of the values of polarization parameters  $\overline{P}$  and  $\overline{\Theta}$  for the extensive stellar groups based on galactic coordinates and distance from the Sun. The magnetic fields in the Galaxy plane are mostly concentrated in the spiral arms and are directed along the axes of the corresponding arms. With the help of the differenti-

ation of the large—scale magnetic field of the Galaxy the problem of non-coordination of the directions of the fields' is canceled; which where found on the basis of stellar polarization and rotation measures.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *W. A. Hiltner*, *Astrophys. J.*, 109, 471, 1949.
2. *L. Davis, J. L. Greenstein*, *Astrophys. J.*, 114, 206, 1951.
3. *R. S. Ellis, D. J. Axon*, *Astrophys. and Space Sci.* 54, 425, 1978.
4. *D. J. Axon, R. S. Ellis*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 177, 499, 1976.
5. *K. Serkowski*, *Adv. Astron. and Astrophys.*, 1, 290, 1962.
6. *P. Seymour*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 142, 33, 1969.
7. *Т. Спұлстра*, *Успехи физ. наук*, 121, 679, 1977.
8. *R. N. Manchester*, *Astrophys. J.*, 186, 637, 1973.
9. *J. P. Vallee, P. P. Kronberg*, *Astron. and Astrophys.*, 43, 233, 1975.
10. *A. A. Ruzmaikin, D. D. Sokoloff*, *Astrophys. and Space Sci.*, 52, 375, 1977.
11. *J. P. Vallee, R. C. Bignell*, *Astrophys. J.*, 272, 131, 1983.
12. *Y. Sofue, M. Fujimoto*, *Astrophys. J.*, 265, 722, 1983.
13. *Р. Р. Андреасян, А. Н. Макаров*, *Астрофизика*, 28, 419, 1988.
14. *Р. Р. Андреасян, А. Н. Макаров*, *Астрон. циркуляр*, 1580, 2, 1987.
15. *Р. Р. Андреасян, А. Н. Макаров*, *Астрон. циркуляр*, 1527, 1, 1988.
16. *D. S. Mathewson, V. L. Ford, Y. Krautter*, *Bull. CDS*, 14, 115, 1978.
17. *Y. M. Georgelin, Y. P. Georgelin*, *Astron. and Astrophys.*, 49, 57, 1976.
18. *R. H. Brown, R. D. Davies, C. Hazard*, *Observatory*, 80, 1960.
19. *J. P. Vallee*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 51, 127, 1983.

УДК: 524.338.6

## СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД. IV. ОТНОСИТЕЛЬНОЕ ЧИСЛО ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В АССОЦИАЦИИ ОРИОНА, СКОПЛЕНИИ ПЛЕЯДЫ И ОКРЕСТНОСТЯХ СОЛНЦА

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

Поступила 12 июня 1989

Рассматривается вопрос о частоте встречаемости вспышечной активности среди красных карликовых звезд. На основе наблюдательных данных, относящихся к вспыхивающим звездам ассоциации Ориона, скопления Плеяды и окрестностей Солнца, показано, что относительное число вспыхивающих звезд среди всех звезд—красных карликов возрастает к звездам более низких светимостей. Вспыхивающие звезды в системе встречаются начиная от определенной светимости, причем эта предельная светимость убывает со старением системы, в которую вспыхивающие звезды входят. Приводятся возможные объяснения наблюдаемому явлению.

1. *Введение.* В предыдущих статьях данной серии [1—3] были обсуждены современные наблюдательные данные о вспыхивающих звездах, которые свидетельствуют об общности вспыхивающих звезд в скоплениях и ассоциациях и звезд типа UV Кита окрестностей Солнца, составляющих единый класс звезд, обладающих вспышечной активностью. Было показано, что, в отличие от вспыхивающих звезд в скоплениях и ассоциациях, звезды типа UV Кита в настоящее время не входят в системы и почти равномерно распределены в объеме вокруг плоскости симметрии Галактики: они принадлежат общему галактическому звездному полю.

Ранее было показано (см., например, [4]), что стадия вспышечной активности является эволюционной: звезды, обладающие вспышечной активностью, находятся в одной из наиболее ранних стадий звездной эволюции. Поэтому изучение вспыхивающих звезд, входящих в состав систем разного возраста, представляет значительный интерес для выявления эволюционных изменений вспышечной активности.

В данной статье рассматривается вопрос о частоте встречаемости вспышечной активности среди красных карликовых звезд разного возраста.

та, на основе наблюдательных данных, относящихся к двум наиболее изученным в этом отношении системам: скоплению Плеяды и ассоциации Орiona и к общему галактическому звездному полю (совокупности звезд типа UV Кита окрестностей Солнца) [2, 3].

2. *Вспыхивающие звезды в Плеядах.* Статистическое исследование вспыхивающих звезд в скоплении Плеяды, выполненное Амбарцумяном [5], показало, что все или почти все звезды этой системы, обладающие достаточно низкими светимостями (слабее 13.3 визуальной звездной величины), должны быть вспыхивающими.

Этот вывод позже был проверен на примере выборки звезд из списка членов скопления Плеяды Герцшпрунга и др. [6], слабее этой величины, но достаточно ярких, чтобы быть доступными при фотографических наблюдениях звездных вспышек. Оказалось [7], что лишь около половины из этих звезд являются известными (имели во время наблюдений вспышки) или потенциальными (способными иметь вспышки) вспыхивающими звездами.

Этот факт на основе последних, более богатых, наблюдательных данных, относящихся к центральной части области Плеяды, охватываемой каталогом Герцшпрунга и др. [6], иллюстрируется данными табл. 1.

Таблица 1

ОТНОСИТЕЛЬНОЕ ЧИСЛО ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД СРЕДИ ЗВЕЗД-ЧЛЕНОВ СКОПЛЕНИЯ ПЛЕЯДЫ (КРИТЕРИЙ ПРИНАДЛЕЖНОСТИ—СОБСТВЕННОЕ ДВИЖЕНИЕ)

$m_{pg}$	$N_H$	$N_F$	$N_F/N_H$
13.0—14.0	31	13	0.42
14.0—15.0	42	26	0.62
15.0—16.0	47	24	0.51
>16.0	23	8	0.35
Всего	143	71	~0.50

В последовательных столбцах табл. 1 приводятся: интервал фотографических звездных величин —  $m_{pg}$ , число звезд-членов скопления —  $N_H$ , по [6], оценка общего числа вспыхивающих звезд —  $N_F$ , основанная на данных картотеки вспыхивающих звезд (Плеяд Г. Б. Оганян [8] и относительное число вспыхивающих звезд среди звезд-членов скопления —  $N_F/N_H$ .

Причем,  $N_F$  включает числа как уже известных, так и неизвестных (потенциальных) вспышкающих звезд\*.

Табл. 1 подтверждает вывод о том, что почти половина звезд—членов скопления из списка Герцшпрунга и др. [6], в период наблюдений области скопления Плеяды по поиску вспышкающих звезд, не обладали вспышечной активностью — были лишены способности производить вспышки доступные фотографическим наблюдениям (с амплитудой больше 0<sup>m</sup>.5).

3. *Вспыхивающие звезды в Орионе.* В случае ассоциации Ориона не имеется полного списка карликовых звезд-членов системы, основанного на собственных движениях этих звезд.

Однако Паренаго [9] выделил около 600 звезд, вероятных членов ассоциации Ориона, исходя из их расположения на диаграмме Герцшпрунга—Рессела и тенденции концентрироваться вокруг центра системы (туманности Ориона). Он показал, что Орионовые переменные звезды, в основном звезды типа Т Тельца, показывают резкую концентрацию к середине туманности: при переходе от расстояния 4° от туманности к ее середине видимая плотность этих звезд возрастает в сотни раз.

В связи с этим при составлении табл. 2, аналогичной табл. 1, был использован каталог звезд-членов ассоциации Ориона Паренаго [9], и каталог вспышкающих звезд Ориона Нацвлишвили [10]. В табл. 2 —  $N_P$  общее число звезд-членов ассоциации, по [9], а остальные обозначения — прежние.

Таблица 2

ОТНОСИТЕЛЬНОЕ ЧИСЛО ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД СРЕДИ ЗВЕЗД-ЧЛЕНОВ АССОЦИАЦИИ ОРИОНА (КРИТЕРИЙ ПРИНАДЛЕЖНОСТИ — СОБСТВЕННЫЕ ДВИЖЕНИЯ И ДРУГИЕ ПАРАМЕТРЫ [9])

$m_{pg}$	$N_P$	$N_F$	$N_F/N_P$
13.0—14.0	73	2	0.03
14.0—15.0	115	10	0.09
15.0—16.0	143	26	0.18
>16.0	104	79	0.76
Всего	435	117	~0.27

Основное различие табл. 2, относящейся к звездам ассоциации Ориона и содержащей более богатый статистический материал, от табл. 1, со-

\* Число неизвестных вспышкающих звезд вычислено по формуле  $n_0 = n_1^2 / 2n_2$  [5], с помощью известных чисел однажды —  $n_1$  и дважды —  $n_2$  вспыхнувших звезд и соответствует нижнему пределу этой величины.

ставленной для звезд скопления Плеяды, заключается в том, что она показывает четкое возрастание относительного числа вспыхивающих звезд, при переходе к звездам более низких светимостей.

4. *Сравнение вспыхивающих звезд в Плеядах и Орионе.* Итак, сравнение табл. 1 и 2 показывает, что в Плеядах относительное число вспыхивающих звезд среди всех звезд системы фактически не зависит от их светимости, в то время как в Орионе это число регулярно растет при переходе к звездам более низких светимостей.

Для выяснения возможной причины этого серьезного различия между табл. 1 и 2 рассмотрим критерии составления списков членов-звезд соответствующих систем, которые для них различны.

В случае скопления Плеяды нами был использован список звезд-членов этой системы из каталога Герцшпрунга и др. [6]\*, который был составлен с учетом близости собственного движения звезды к собственному движению Альционы.

Между тем, при составлении каталога Паренга [9] автор наряду с собственным движением звезд использовал также положения звезд на диаграмме Герцшпрунга—Рессела и их видимое распределение на небе.

Однако распределение вспыхивающих звезд в Плеядах показывает, что почти все они, независимо от собственного движения, имеют тенденцию концентрации к центру системы [11]. Например, согласно [12] вспыхивающие звезды Плеяд, независимо от вероятностей их принадлежности к скоплению, вычисленных по собственным движениям Джонсом [13], концентрируются вокруг центра скопления, то есть принадлежат к нему.

Это дает нам основание допустить, что список Герцшпрунга и др. [6] звезд-членов скопления Плеяды, по-видимому, не содержит все звезды исследованной области, входящие в состав скопления (в интервале рассмотренных яркостей).

Более того, распределение вспыхивающих звезд в области скопления Плеяды позволяет заключить, что вспышечная активность звезды является не менее надежным критерием ее принадлежности к системе, чем собственное движение. Исходя из этого заключения, в качестве критерия принадлежности звезды к скоплению Плеяды, помимо собственного движения, мы использовали наличие у нее вспышечной активности, то есть физический параметр.

---

\* Каталог Герцшпрунга и др. [6] охватывает лишь небольшую центральную часть скопления Плеяды, и поэтому статистика, приведенная в табл. 1, относится к той части, где расположено небольшое число (около 15%) известных в настоящее время в этой области вспыхивающих звезд.

Если принять, что вдобавок к звездам-членам скопления, выделенным Герцшпрунгом и др. [6] по собственным движениям, все вспыхивающие звезды в указанной области являются членами скопления Плеяды, то вместо табл. 1 мы будем иметь табл. 3.

Таблица 3

ОТНОСИТЕЛЬНОЕ ЧИСЛО ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД СРЕДИ ЗВЕЗД-ЧЛЕНОВ СКОПЛЕНИЯ ПЛЕАДЫ (КРИТЕРИИ ПРИНАДЛЕЖНОСТИ — СОБСТВЕННОЕ ДВИЖЕНИЕ И ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ)

$m_{pg}$	N	$N_F$	$N_F/N$
13.0—14.0	34	14	0.41
14.0—15.0	55	37	0.67
15.0—16.0	64	40	0.63
>16.0	73	58	0.79
Всего	226	149	0.66

Табл. 3, как и табл. 2, составленная для ассоциации Ориона, показывает, что и в случае скопления Плеяды доля вспыхивающих звезд среди звезд-членов скопления растет к низким светимостям. Причем, на основе данных табл. 2 и 3 можно допустить, что все предельно слабые звезды в рассматриваемых системах должны быть вспыхивающими.

Это дает нам основание заключить, что отличие между табл. 1 и 2 обусловлено использованием различных критериев принадлежности звезд к системе. Это отличие устраняется, если в обоих случаях наряду с критерием собственного движения используются и другие критерии — в случае звезд скопления Плеяды их вспышечная активность.

5. *Вспыхивающие звезды в окрестностях Солнца.* Первые вспыхивающие звезды были обнаружены в окрестностях Солнца. Это красные карликовые звезды типа UV Кита, которые из-за низкой светимости могут наблюдаться только в ближайших окрестностях Солнца. Их общее число в настоящее время приближается к 100 [14]. В спектрах большинства из них наблюдаются эмиссионные линии водорода и ионизированного кальция.

Результаты наблюдений звезд типа UV Кита показывают, что относительное число этих звезд среди всех карликовых звезд окрестностей Солнца зависит от светимости звезд. Иначе говоря, и в этом случае мы встречаемся с закономерностью, рассмотренной выше для вспыхивающих звезд в Плеядах и Орионе.

Об этом свидетельствуют данные, приведенные в табл. 4. Она основана на каталоге Глизе [15] ближайших звезд и его дополнении [16] и каталоге звезд типа UV Кита окрестностей Солнца (см. [14]).

Таблица 4

ЧИСЛО ЗВЕЗД ТИПА UV КИТА СРЕДИ БЛИЖАЙШИХ ЗВЕЗД\*

$M_{pg}$	$N_G$	$N_{UV}$	$N_{UV}/N_G$
7.5—8.5	50	1	0.02
8.5—9.5	100	3	0.03
9.5—10.5	131	7	0.05
10.5—11.5	67	10	0.15
>11.5	113	47	0.42
Всего	461	68	0.15

В табл. 4  $N_G$  — число звезд-карликов спектральных классов К—М по [15, 16]. Она показывает, что относительное число вспыхивающих звезд (звезд типа UV Кита) среди карликовых звезд спектральных классов К—М окрестностей Солнца, будучи практически равным нулю для звезд сравнительно высоких светимостей ( $M_{pg} < 8.^m0$ ), постепенно возрастает при переходе к звездам более низких светимостей.

Таким образом, звезда типа UV Кита окрестностей Солнца в отношении вспышечной активности ведут себя подобно вспыхивающим звездам в Орионе и Плеядах. Табл. 4 напоминает соответствующие табл. 2 и 3.

Следует добавить, что в общем случае некоторое влияние на наблюдаемую возрастающую зависимость относительного числа вспыхивающих звезд среди всех звезд при убывании светимости может оказывать наблюдательная селекция. Она обусловлена тем, что вероятность обнаружения вспыхивающих звезд низких светимостей больше, чем более ярких вспыхивающих звезд. Однако, как показывают расчеты, это влияние не может качественно изменить вид наблюдаемой зависимости.

6. Эволюция относительного числа вспыхивающих звезд среди всех карликовых К—М звезд данной светимости с их возрастом. Вышеприведенные данные, относящиеся к группам звезд, имеющих существенно отличающиеся друг от друга возрасты, указывают на общую тенденцию: относительное число вспыхивающих звезд среди всех звезд данной светимости возрастает к звездам более низких светимостей.

\* Табл. 4 начинается с тех светимостей, которые встречаются среди звезд типа UV Кита.

Вместе с этим, как ранее было отмечено Аро и Чавира [17], наиболее ранний спектральный класс вспыхивающей звезды в группе тем более поздний, то есть соответствующая наиболее высокая светимость тем ниже, чем старше группа.

Эти два обстоятельства могут быть использованы для исследования эволюции вспыхивающей активности со светимостью и возрастом звезды.

Действительно, имеются серьезные основания допустить [1, 2], что вспыхивающие звезды в ассоциациях и скоплениях, а также в общем галактическом звездном поле (звезды типа UV Кита окрестностей Солнца) проходят один и тот же путь эволюции. Это позволяет использовать для исследования указанного вопроса данные табл. 2, 3 и 4, основанные на наблюдениях.

С этой целью данные о вспыхивающих звездах в Орионе и Плеядах (табл. 2 и 3), вместе с данными о звездах типа UV Кита в окрестностях Солнца (табл. 4), были нами сведены в одну табл. 5, причем использова-

Таблица 5

ОТНОСИТЕЛЬНОЕ ЧИСЛО ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД СРЕДИ КРАСНЫХ КАРЛИКОВЫХ ЗВЕЗД В ОРИОНЕ, ПЛЕЯДАХ И ЗВЕЗДНОМ ПОЛЕ\*

$M_{PE}$	$N$	$N_F$	$N_F/N$
4.5— 5.5	73 — —	2 — —	0.03 — —
5.5— 6.5	115 — —	10 — —	0.09 — —
6.5— 7.5	143 — —	26 — —	0.18 — —
7.5— 8.5	104 34 50	79 14 1	0.76 0.41 0.02
8.5— 9.5	* 55 100	* 37 3	* 0.67 0.03
9.5—10.5	* 64 131	* 40 7	* 0.63 0.05
10.5—11.5	* 73 67	* 58 10	* 0.79 0.15
11.5	* * 113	* * 47	* * 0.42
Всего	435 226 461	117 149 68	0.27 0.66 0.15

ны абсолютные звездные величины при вычислении которых принималось, что модули расстояний систем Ориона и Плеяд равны 8.5 и 5.5, соответственно [18, 19]. Этим объясняется отличие данных табл. 2 и 3 от данных табл. 5. При этом не учтено межзвездное поглощение света, значительное в случае звезд Ориона. Однако это обстоятельство не может оказать заметного влияния на полученные ниже результаты, носящие качественный характер.

\* Звездочками отмечено отсутствие данных для звезд-членов систем.

В табл. 5 для каждого интервала абсолютных фотографических величин— $M_{pg}$  (первый столбец) дается число— $N$  всех звезд в Орионе, Плеядах и в окрестностях Солнца по Паренано [9], Герцшпрунгу и др. [6] (включая вспыхивающие) и Глизе [15, 16], соответственно (второй-четвертый столбцы), в том числе вспыхивающих— $N_F$  (пятый-седьмой столбцы) и относительное число вспыхивающих звезд— $N_F/N$  (восьмой-десятый столбцы).

Рассмотрение трех последних столбцов табл. 5 показывает, что относительное число вспыхивающих звезд— $N_F/N$  во всех трех совокупностях возрастает при переходе к звездам более низких светимостей. Иными словами, вспыхивающая активность является убывающей функцией от светимости соответствующих звезд: чем выше светимость, тем меньше относительное число вспыхивающих звезд среди всех звезд этой светимости.

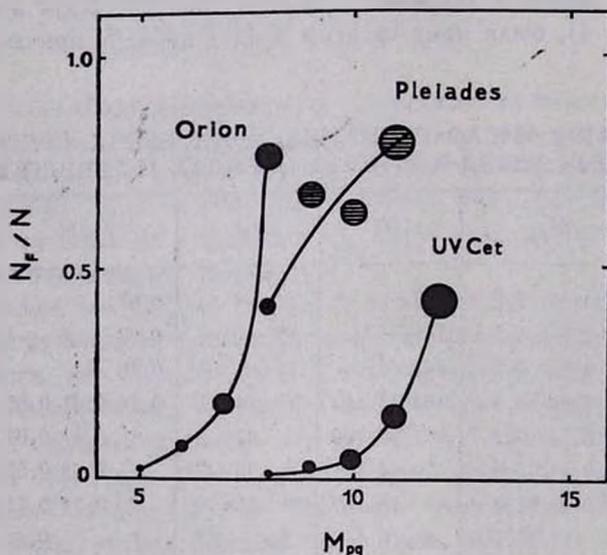


Рис. 1. Зависимость относительного числа вспыхивающих звезд от светимости для областей Ориона, Плеяды и вспыхивающих звезд в окрестностях Солнца. Площади кругов пропорциональны количеству вспыхивающих звезд данной светимости.

Однако, вместе с этим общим свойством, рассматриваемые нами группы вспыхивающих звезд показывают одно существенное различие. Эти группы охватывают разные интервалы светимостей. Это различие обусловлено различием возраста групп (вспыхивающих звезд). Данные последних трех столбцов табл. 5 свидетельствуют о существовании зависимости относительного числа вспыхивающих звезд данной светимости от возраста этих звезд (системы, в которую они входят). Эта зависимость графически представлена на рис. 1. Различное расположение кривых, представляющих

группы в Орионе, Плеядах и в окрестностях Солнца, на графике обусловлено различием их возраста.

Зависимость относительного числа вспыхивающих звезд данной светимости от их возраста отражает характер изменения вспышечной активности с возрастом звезды, то есть в ходе эволюции. Вследствие того, что темпы эволюции зависят от светимости (массы) звезды, звезды сравнительно более высоких светимостей раньше кончают свою вспышечную активность, чем звезды более низких светимостей. Поэтому, чем моложе система, тем более высокой светимости вспыхивающие звезды в ней встречаются.

Данные табл. 5 подтверждают это представление. Например, во всех трех группах встречаются вспыхивающие звезды, абсолютная фотографическая величина которых находится в интервале 7.5—8.5. Однако их относительное число убывает среди всех звезд указанной светимости с возрастом: от 0.76 (в Орионе) до 0.02 (в окрестностях Солнца). Это различие обусловлено тем, что звезды, обладающие светимостями в указанном интервале, еще не успели выйти из стадии вспышечной активности в очень молодой группе Ориона, около половины из них уже вышли из этой стадии — в сравнительно молодой группе Плеяд и, наконец, практически все звезды таких светимостей уже прекратили вспышечную активность — в старой группе вокруг Солнца.

Для звезд более высоких светимостей положение иное. Среди них вспыхивающие встречаются, как и следовало ожидать, только в группе Ориона. В группах Плеяд и окрестностей Солнца вспыхивающих звезд столь высоких светимостей не обнаружено. По-видимому, их просто нет, что в рамках изложенного представления вполне понятно.

Что касается существования вспыхивающих звезд с  $M_{pg} > 8.5$  в группе Ориона и с  $M_{pg} > 11.5$  в группе Плеяд, то можно допустить, что они имеются, но их обнаружение довольно трудно, из-за наблюдательных ограничений. Только при очень больших вспышках удастся их регистрировать фотографическим методом. Поэтому можно считать, что распределения  $(N_F/N, M_{pg})$ , представленные на рис. 1 для всех рассмотренных групп, по-видимому, имеют продолжения в сторону звезд малых светимостей. Однако их построение, на основе наблюдений, в настоящее время не представляется возможным.

7. *Возможные объяснения поведения вспышечной активности у красных карликовых звезд.* Как следует из табл. 2 и 3, в двух наиболее изученных системах, содержащих большое число вспыхивающих звезд, Плеядах и Орионе вспыхивающая активность является характерной особенностью лишь для самых слабых звезд. Для звезд же сравнительно более высоких светимостей вспышечная активность встречается лишь у части звезд, при-

чем их доля среди всех звезд регулярно растет к звездам более низких светимостей.

В случае звезд поля (табл. 4) даже наиболее низких светимостей, доступных для наблюдений ( $M_{pg} > 11.5$ ), относительное число вспыхивающих звезд среди карликовых звезд составляет около их половины.

Этот наблюдательный факт, в свете представления о том, что стадия вспыхивающей звезды является эволюционной стадией, через которую проходят все карликовые звезды [4, 20], можно объяснить при следующих предположениях:

1. Процесс выхода карликовой звезды из стадии вспышечной активности происходит спонтанно для звезд одинаковой светимости (массы). Очевидно, что со временем часть звезд данной светимости, начиная со звезд наиболее высоких светимостей, прекращая вспышечную активность, выйдет из этой стадии. Поэтому среди звезд сравнительно высоких светимостей будут как вспыхивающие, так и не вспыхивающие. Естественно считать, что чем выше соответствующая светимость, тем больше число звезд, уже вышедших из стадии вспышечной активности. В этом случае будет наблюдаться картина, представленная в табл. 5 и на рис. 1.

2. Вспышечная активность обладает цикличностью [21], вследствие чего за периодами высокой вспышечной активности звезды следуют периоды ее относительного затишья. При этом следует считать, что цикличность вспышечной активности постепенно затухает с убыванием светимости звезды: она наиболее сильно проявляется у наиболее ярких вспыхивающих звезд и постепенно исчезает при переходе к наиболее слабым звездам. Такое поведение цикличности вспышечной активности представляется менее правдоподобным, хотя сама цикличность не может вызывать возражений: наблюдательные данные о вспышках звезд в системах свидетельствуют в ее пользу [21].

В действительности, по-видимому, на наблюдательную картину влияют оба отмеченных явления: спонтанное прекращение вспышечной активности и ее цикличность, причем влияние первого фактора преобладает.

Следует добавить, что возрастание относительного числа эмиссионных звезд среди всех звезд окрестностей Солнца к звездам более низких светимостей было обнаружено Аракеляном [22]. Это общее со вспыхивающими звездами свойство эмиссионных звезд можно рассматривать в пользу тождественности вспыхивающих и эмиссионных красных карликовых звезд [21].

8. **Заключение.** Основные выводы, полученные в статьях данной серии, по статистическому исследованию вспыхивающих звезд, следующие.

1. Вспыхивающие звезды в скоплениях и ассоциациях и звезды типа UV Кита окрестностей Солнца по своей физической природе не отлича-

ются. Наблюдаемые различия между ними обусловлены тем, что звезды типа UV Кита — сравнительно старые образования, которые сохранили еще свою вспышечную активность благодаря очень низким светимостям (массам).

2. Звезды типа UV Кита выходят из систем, большей частью уже распавшихся, составляют общее галактическое звездное поле и обладают большим разнообразием физических и кинематических характеристик.

3. Пространственное распределение звезд типа UV Кита в доступной для наблюдений этих звезд части Галактики близко к равномерному.

4. Относительное число вспыхивающих среди всех красных карликовых звезд возрастает к звездам более низких светимостей, причем вспыхивающие звезды встречаются начиная от определенной светимости, убывающей со старением системы, в которую они входят.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## STATISTICAL STUDY OF FLARE STARS. IV. RELATIVE NUMBER OF FLARE STARS IN THE ORION ASSOCIATION, PLEIADES CLUSTER AND IN THE SOLAR VICINITY

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

The problem of the flare activity frequency among red dwarf stars is considered. Using the observational data on the flare stars in the Orion association, Pleiades cluster and the Solar vicinity it has been shown that the relative number of flare stars among all red dwarf stars increases towards the lower luminosity stars. The flare stars are found in a system beginning with a definite luminosity. This limiting luminosity decreases with the aging of the system which includes flare stars. Possible explanations of the observed phenomenon are given.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Мирзоян, В. В. Амбарян, *Астрофизика*, 28, 375, 1988.
2. Л. В. Мирзоян, В. В. Амбарян, А. Т. Гарибджанян, А. Л. Мирзоян, *Астрофизика*, 29, 44, 1988.
3. Л. В. Мирзоян, В. В. Амбарян, А. Т. Гарибджанян, А. Л. Мирзоян, *Астрофизика*, 29, 531, 1988.
4. V. A. Ambartsumian, L. V. Mirzoyan, *IAU Coll.*, № 15, Veröff. Bamberg, 9, № 100, 98, 1971.

5. В. А. Амбарцумян, Тр. Бюраканского симпозиума, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1969, стр. 283.
6. E. Hertzsprung et al, Ann. Leiden Observ., 19, № 1A, 1947.
7. В. А. Амбарцумян и др., Астрофизика, 6, 3, 1970.
8. Г. Б. Оганян, Кэртотека вспыхивающих звезд Плеяд, Бюракан. астрофиз. обсерв. (рукопись).
9. П. П. Паренаго, Тр. Гос. астрон. ин-та им. П. К. Штернберга, 25, 1954.
10. Р. Ш. Нацвлишвили, Каталог вспыхивающих звезд Орiona, Абастуманская астрофиз. обсерв. (рукопись), 1986.
11. L. V. Mirzoyan, Proc. III European Astronom. Meeting, ed. E. K. Kharadzе, Tbilisi, 1975, p. 121.
12. А. Л. Мирзоян, Астрофизика, 19, 588, 1983.
13. B. F. Jones, Astron. J., 86, 290, 1981.
14. Р. Е. Гершберг, Вспыхивающие звезды малых масс, Наука, М., 1978.
15. W. Gliese, Veröff. Astron. Rechen Inst. Heidelberg, № 22, 1969.
16. W. Gliese, H. Jahrests, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 33, 423, 1979.
17. G. Haro, E. Chavira, Vistasin Astronomy, 8, 89, 1966.
18. J. R. Stauffer, Astron. J., 97, 1507, 1982.
19. M. Cohen, L. V. Kuht, Astrophys. J. Suppl. Ser., 41, 743, 1979.
20. L. V. Mirzoyan, Vistasin Astronomy. 27, 77, 1984.
21. Л. В. Мирзоян, Г. Б. Оганян, Астрофизика, 13, 561, 1977.
22. М. А. Аракелян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 41, 56, 1969.

УДК: 524.354.6—4

## О МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ СТРУЙ В ОБЪЕКТАХ ТИПА SS 433

Г. П. АЛОДЖАНЦ, Л. Ш. ГРИГОРЯН, Г. С. СААКЯН

Поступила 12 мая 1989

Предложен механизм образования релятивистских струй, исходящих с магнитных шапок нейтронной звезды при квазистационарном сверхкритическом режиме аккреции. Явление обусловлено особенностями топологии магнитного поля, формируемого в окрестности нейтронной звезды под влиянием аккрецирующего потока плазмы.

1. *Введение.* В нейтронных звездах мы имеем дело с экзотическим состоянием материи в виде макроскопического сгустка адронного вещества (барионы, мезоны и небольшая примесь лептонов), окруженного сравнительно тонким слоем плазмы из атомных ядер и вырожденного электронного газа (*Ae*-оболочка) [1—4]. В типичных случаях как масса, так и толщина *Ae*-оболочки значительно меньше массы и радиуса адронного шара. Уникальными являются также внешние проявления нейтронных звезд: радиопульсары, рентгеновские пульсары, барстеры и др.

Открытие тесных двойных систем, содержащих нейтронную звезду в качестве одного из компонентов, имело огромное астрофизическое значение и таит в себе возможность решающей проверки современных релятивистских теорий гравитации.

Одним из примечательных среди упомянутых объектов является SS 433, у которого наблюдается сверхэддингтоновская светимость. Согласно модельным представлениям (см., например, [5]) — это тесная двойная система, один компонент которой — нормальная звезда с массой  $M \gtrsim 10 M_{\odot}$  [6], а второй — нейтронная звезда. Из центральной части объекта в диаметрально противоположных направлениях выбрасывается вещество в виде узких релятивистских струй. Предлагались механизмы образования струй, в которых решающая роль отводилась аккреционному диску. Явление струй объяснялось либо, так называемым, пропеллерным механизмом [5, 7], обусловленным быстрым вращением сильно намагниченной нейтронной звезды, либо газодинамическими неустойчивостями вещества диска при сверхкритическом режиме аккреции [8, 9].

В настоящей работе предлагается новый механизм образования струй в намагниченной нейтронной звезде в режиме сверхкритической аккреции. Суть его состоит в следующем. Вдоль открытых силовых линий магнитного поля, образующих увялки ( $\sim 0.1$  рад) воронки вблизи магнитных полюсов, сила радиационного выдувания превышает гравитационную. В остальных направлениях поток излучения сильно подавлен оптически непрозрачной атмосферой, удерживаемой замкнутыми силовыми линиями магнитного поля (магнитосфера), так что аккрецирующее вещество, обтекая поверхность, разделяющую области «открытых» и замкнутых силовых линий, достигает поверхности нейтронной звезды, пополняя ее энергетические потери на излучение. Часть поступающего вещества выдувается излучением в виде струй вдоль «открытых» силовых линий.

2. *Магнитосфера нейтронной звезды в режиме сверхкритической аккреции.* Далее мы будем рассматривать невращающуюся намагниченную нейтронную звезду, полагая, что на достаточно больших расстояниях аккреционный поток является сферически-симметричным. В действительности, например в SS 433, эти условия нарушаются. Однако это обстоятельство не отражается на сути предлагаемого механизма образования струй.

Магнитное поле нейтронной звезды заметно влияет на течение потока на расстояниях  $r \lesssim r_A$ , определяемых условием [10]

$$\frac{1}{2} \rho(r_A) v^2(r_A) \approx \frac{1}{8\pi} B^2(r_A), \quad (1)$$

где  $\vec{B}$  — вектор магнитной индукции,  $\rho$  — плотность массы, а  $v$  — гидродинамическая скорость потока плазмы. Это соотношение определяет, так называемую, альфвеновскую сферу  $r = r_A$ . Суть ее состоит в том, что на расстояниях  $r \gtrsim r_A$  доминирующая роль принадлежит аккреционному плазменному потоку, который, увлекая с собой силовые линии магнитного поля, собирает их в некотором промежуточном слое у альфвеновской сферы. Напротив, в области  $r \lesssim r_A$  физическая картина определяется магнитным полем: здесь заряды, практически мгновенно теряя поперечный компонент скорости (циклотронное излучение), движутся преимущественно вдоль силовых линий магнитного поля, которое будем считать дипольным:

$$\vec{B} \approx \begin{cases} \frac{3(\vec{\mu} \cdot \vec{r})\vec{r} - r^2\vec{\mu}}{r^5} & \text{при } R < r \lesssim r_A, \\ 0 & \text{при } r \gtrsim r_1, \end{cases} \quad (2)$$

$R$  — радиус нейтронной звезды,  $\mu$  — ее магнитный момент, а  $r_1$  — характерный радиус (см. (10)) поверхности, охватывающей промежуточную область (магнитопауза). В стационарном режиме для темпа аккреции имеем:

$$M = 4\pi r^2 \rho(r) v(r) \approx \text{const}, \quad r > r_1, \quad (3)$$

где

$$v(r) \approx (\alpha G M/r)^{1/2}, \quad (4)$$

$M$  — масса нейтронной звезды,  $\alpha$  — параметр порядка единицы (для бесстолкновительной аккреции  $\alpha = 2$ ). Для дипольного поля  $B = \mu(1 + 3 \cos^2\theta)^{1/2}/r^3$ , где  $\theta$  — угол между векторами  $\vec{\mu}$  и  $\vec{r}$ , однако в наших оценках мы будем полагать

$$B \approx \mu/r^3. \quad (5)$$

Учитывая (3)—(5), из (1) находим

$$\begin{aligned} r_A &\approx 2.6 \cdot 10^7 (\mu_{30}^4 / \alpha M_* M_{21}^2)^{1/7}, \\ \rho &\approx 5.3 \cdot 10^{-5} (M_{21}^5 / \alpha M_* \mu_{30}^3)^{2/7}, \\ v_A &\approx 2.3 \cdot 10^9 (\alpha^4 M_*^4 M_{21}^2 / \mu_{30}^2)^{1/7}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $M_* = M/M_\odot$ ,  $\mu_{30} = 10^{30} \mu$ .

Последняя «невозмущенная» аккреционным потоком силовая линия, замыкающаяся внутри альфвеновской сферы, выходит с поверхности нейтронной звезды под полярным углом

$$\theta_A \approx \arcsin \left( \frac{R}{r_A} \right)^{1/2} \approx 0.2 R_6^{1/2} (\alpha M_* M_{21}^2 / \mu_{30}^4)^{1/4} \quad (7)$$

(Мы воспользовались уравнением силовой линии дипольного поля  $r/\sin^2\theta = \text{const}$ ). Естественно ввести также понятие соответствующей альфвеновской поверхности, описываемой уравнением

$$r = r_A \sin^2\theta. \quad (8)$$

В переходном слое над альфвеновской сферой падающая плазма индуцирует поверхностные токи, экранирующие магнитное поле при  $r > r_1$  и усиливающие его при  $r < r_1$  [10]. В итоге магнитное поле не проникает в падающую плазму на расстояния, превышающие некоторое  $r_1$ . Толщину переходного слоя  $r_1 - r_A$  можно оценить из условия сохранения потока магнитной индукции на экваторе

$$\int_{r_A}^{\infty} B_0 r dr \approx \int_{r_A}^{r_1} B r dr. \quad (9)$$

Здесь  $B_0$  — индукция невозмущенного дипольного поля (5), а  $B$  — магнитная индукция в переходном слое, которая должна быть порядка  $B_A \approx \mu/r_A^3$ . Учитывая эти замечания, из (9) находим

$$r_1 \approx \sqrt{3} r_A. \quad (10)$$

После достижения окрестности альфвеновской сферы дальнейшее движение плазмы к нейтронной звезде происходит по магнитным силовым линиям. В области  $r \lesssim r_A$  движение плазмы поперек силовых линий подавлено и имеет характер медленной диффузии обусловленной столкновениями частиц. Ее скорость определяется выражением [11]

$$\bar{v}_\perp = -\frac{c^2}{\sigma_\perp B^2} \left( \bar{\nabla} P + \frac{GM\rho}{r^3} \bar{r}_\perp \right), \quad (11)$$

где  $\sigma_\perp$  — электропроводность плазмы в поперечном к магнитному полю направлении, а  $P$  — давление. Например, для водородной плазмы

$$\sigma_\perp = \frac{3(kT)^{3/2}}{4e^2 \Lambda \sqrt{2\pi} m_p},$$

$\Lambda \approx 10$  — кулоновский логарифм. Подставляя (5) и  $P = 2k\rho T/m_p$  в (11), для темпа аккреции, обусловленной диффузией, имеем

$$\dot{M}_d \approx 4\pi r^2 \rho v_\perp \sim 2 \cdot 10^{-19} \frac{M_*}{\mu_{30}^2} \left[ 1 + \frac{2k T r^2}{GM m_p} \left( \frac{\rho'}{\rho} + \frac{T'}{T} \right) \right] \frac{\rho^2 r^6}{T^{3/2}}. \quad (12)$$

Сумма двух последних слагаемых порядка

$$\frac{2k T r}{GM m_p} \approx 10^{-5} r_0 \frac{T_1}{M_*},$$

повтому

$$\dot{M}_d \approx 2 \cdot 10^{-19} M_* \rho^2 r^6 / \mu_{30}^2 T^{3/2}, \quad R \lesssim r \lesssim r_A. \quad (13)$$

Заметим, что темп диффузии может оказаться несколько выше этой величины из-за эффектов, обусловленных неустойчивостью плазмы. Для разумных значений  $\rho$  и  $T$  (13) на много порядков меньше предполагаемых темпов аккреции  $10^{-9} \div 10^{-5} M_\odot / \text{год}$  в тесных двойных системах. Следовательно, когда гравитационная сила превосходит радиационную силу выталкивания, основная часть аккреционного потока вещества поступает к магнитным шапкам нейтронной звезды вдоль пучка силовых линий, составляющего телесный угол

$$\Omega_A \approx \pi \theta_A^2 \approx \pi \frac{R}{r_A}. \quad (14)$$

В случае сверхкритической аккреции радиационная сила превосходит гравитационную, поэтому частицы должны вырываться с поверхности нейтронной звезды. Однако их движение ограничено достаточно сильным

магнитным полем. В частности, под альфвеновской поверхностью (8) частицы совершают финитное движение по замкнутым силовым линиям магнитного поля. Со временем при квазистационарном тепловом режиме над поверхностью звезды формируется оптически непрозрачная атмосфера, в которой с высотой плотность растет, а поток излучения соответственно убывает до расстояния  $h_1$  порядка сантиметров ( $\kappa r h_1 \geq 1$ , где  $\kappa \approx 0.4$  — коэффициент непрозрачности плазмы). Затем преваляющей становится гравитационная сила, а плотность убывает. Эффективная толщина этой части атмосферы также порядка сантиметров:  $h_2 \approx k T R^2 / m_p G M \approx 6.2 T_7 R_6^2 / M_*$ . Таким образом, в направлениях полярных углов  $\theta_A \lesssim \theta \lesssim \pi - \theta_A$  поток излучения подавлен и не выдувает на бесконечность звездное вещество. Теперь рассмотрим переходный слой магнитосферы, окружающий альфвеновскую поверхность. Через  $\theta_s(R)$  обозначим полярный угол последней силовой линии, замыкающейся под поверхностью магнитопаузы. Понятно, что

$$\theta_s = \gamma \theta_1 \approx \gamma \left( \frac{R}{r_1} \right)^{1/2} \approx 0.15 \gamma R_6^{1/2} (\alpha M_* M_{21}^2 / \mu_{30}^4)^{1/4}, \quad (15)$$

где  $\gamma \lesssim 1$ , а  $\theta_1$  — полярный угол силовой линии дипольного поля, пересекающей магнитный экватор на расстоянии (10) от центра.

Силовые линии, исходящие от магнитных шапок внутри телесного угла

$$\Omega_s \approx \pi \theta_s^2 \approx 0.07 \gamma^2 R_6 (\alpha M_* M_{21}^2 / \mu_{30}^4)^{1/2}, \quad (16)$$

не замыкаются внутри магнитопаузы. Вдоль этих силовых линий плазма движется относительно свободно. Когда интенсивность электромагнитного излучения меньше соответствующего эддингтоновского предела, аккреция вещества на магнитные шапки происходит по воронкам с телесными углами (14). При этом переходная область между поверхностями магнитопаузы и Альфвена также охвачена аккреционным потоком. В обратном случае плазма выдувается от магнитных шапок вдоль направлений, образующих телесные углы (16). Направления же в пределах между  $\Omega < \Omega < \Omega_A$  и  $4\pi - \Omega_A < \Omega < 4\pi - \Omega_s$ , теперь являются единственными каналами аккреции. Суммарная площадь поверхностных поясов, на которые оседает аккрецирующий поток, определяется выражением

$$\Delta S = 2(\Omega_A - \Omega_s) R^2 \approx 2\pi \left( 1 - \frac{\gamma^2}{\sqrt{3}} \right) \frac{R^2}{r_A}. \quad (17)$$

Соответствующий темп аккреции

$$\dot{M} = \Delta S \rho_R v_R. \quad (18)$$

Учитывая (6), а также то, что у поверхности нейтронной звезды скорость падения

$$v_R \approx (\alpha GM/R)^{1/2},$$

находим

$$P_R \approx 0.36 \frac{\mu_{30}^{4/7} M_{21}^{5/7}}{(1 - \gamma^2/\sqrt{3}) R_6^{5/2} (\alpha M_*)^{9/14}}. \quad (19)$$

3. *Параметры струи.* Выше мы убедились, что когда по направлениям магнитных полюсов звезды интенсивность излучения превышает критическое значение

$$L_E = \frac{4\pi c GM}{x \sqrt{1 - r_g/R}}, \quad r_g = \frac{2}{c^2} GM \quad (20)$$

(ёддингтоновский предел), с магнитных шапок выдувается плазма в виде узких струй. Угол раствора струи у поверхности нейтронной звезды определяется выражением (15). С удалением от звезды исходящий под телесным углом (16) пучок силовых линий несколько расширяется, следовательно увеличивается также его поперечный размер. Однако он должен быть меньше аналогичной величины для невозмущенного аккреционным потоком магнитного поля, поэтому естественно ожидать, что наблюдаемый раствор струй определяется выражением (15). Для объекта SS 433  $\theta_s \lesssim 3^\circ$  [12, 13] и, следовательно,  $\gamma \lesssim 0.3$ .

Теперь вычислим темп истечения вещества в струях. Но прежде заметим, что, как показывают численные расчеты, при критическом, квазистационарном режиме аккреции температура поясов (17), на которые оседает аккрецирующая плазма, должна быть приблизительно равной  $10^4$ .

Такой же будет температура  $\bar{T}(R)$  оснований струй, непосредственно прилегающих к этим поясам. Химический состав вещества на поверхности нейтронной звезды должен быть примерно тем же, что и в аккреционном потоке от нормального компонента. Принимая 0.64, 0.34 и 0.02 для весовых содержаний водорода, гелия и тяжелых элементов, находим

$$P \approx 1.55 kT \rho / m_p. \quad (21)$$

Плотность массы  $\rho_s(R)$  в начале струи можно оценить из соотношения

$$\frac{1}{3} \alpha \bar{T}^4(R) \Omega_s R^2 \gtrsim \frac{GM}{R^2} \rho_s l \Omega_s R^2. \quad (22)$$

Слева выписана сила излучения, действующая на отрываемый слой с массой  $\rho_s l \Omega_s R^2$ , справа — действующая на него гравитационная сила. Толщину слоя  $l$  можно оценить по барометрической формуле:

$$l \approx 1.55 k \tilde{T}(R) R^2 / GM m_p. \quad (23)$$

Из (22) и (23) следует

$$\rho_s(R) \leq 20 \tilde{T}_8^3(R). \quad (24)$$

В соответствии с этим коэффициент непрозрачности  $\kappa$  в (20) обусловлен томсоновским рассеянием на электронах (для принятого химического состава  $\kappa \approx 0.31$ ). Скорость выброса равна скорости звука

$$v_s(R) \approx \left( \frac{\Gamma P}{\rho} \right)^{1/2} \approx 1.46 \cdot 10^8 \tilde{T}_8^{1/2}(R), \quad (25)$$

где  $\Gamma = 5/3$  — показатель адиабаты. Учитывая (16), (24) и (25), для темпа выброса находим

$$\dot{M}_s = 2 \Omega_* R^2 \rho_s(R) V_s(R) \leq 4.1 \cdot 10^{20} \gamma^2 R_6^2 \tilde{T}_8^{3.5} \left( \frac{\alpha}{R_{30}^4} M_* M_{\text{пн}} \right)^{1/7}. \quad (26)$$

При  $\gamma = 0.3$  и  $\tilde{T}_8(R) = 1.3$  получим

$$\dot{M}_s \sim 10^{20} \text{ г/с}. \quad (27)$$

Из условия квазистационарности потока в струе следует

$$\rho_s \approx \rho_s(R) \frac{v_s(R) R^2}{v_s r^2} \approx 0.36 \tilde{T}_8^{3.5}(R) \frac{R^2}{r^2} \text{ при } r \gg R, \quad (28)$$

где принято  $v_s \approx 0.27c$  [14]. Вещество струи непрозрачное, поэтому уносимое им излучение чернотельное. Пренебрегая потерями и считая движение адиабатическим (парциальное давление излучения является доминирующим), получаем

$$\tilde{T} \approx \tilde{T}(R) \left[ \frac{\rho_s}{\rho_s(R)} \right]^{1/3} \approx 2.6 \cdot 10^7 \tilde{T}_8^{7/6}(R) \left( \frac{R}{r} \right)^{2/3}. \quad (29)$$

На расстояниях  $r \approx 5 \cdot 10^{11}$  см находим

$$n \approx \frac{\rho}{m_p} \approx 9 \cdot 10^{11} \tilde{T}_8^{7/2}(R) R_6^2, \quad \tilde{T} \approx 4 \cdot 10^3 \tilde{T}_8^{7/6}(R) R_6^{2/3}. \quad (30)$$

(27) и (30) качественно согласуются с данными наблюдений SS 433 [12, 13].

Обсудим теперь вопрос о балансе энергии при стационарном режиме аккреции. Закон сохранения энергии имеет вид

$$\frac{\dot{M} c^2}{\sqrt{1 - r_g/R}} = (\dot{M} - \dot{M}_s) \left( c^2 - \frac{b}{m_n} \right) + L_R + \dot{M}_s \left[ c^2 + \frac{v_s^2(R)}{2} \right]. \quad (31)$$

Слева записан поток полной энергии аккрецирующей плазмы у поверхности нейтронной звезды. Справа первый член — энергия оседающего на звезду вещества после торможения и установления химического равновесия со звездным веществом ( $b \approx 8 \text{ МэВ}$  — ядерный дефект массы),  $L_R$  — полная светимость нейтронной звезды и, наконец, последний член — полная энергия вещества, выдуваемого излучением. Заметим, что для удаленного наблюдателя светимость  $L(\infty) < L_R$  из-за гравитационного красного смещения, а скорость струи  $v_s(\infty) > v_s(R)$  из-за ускорения радиацией. Решая (31) относительно  $\dot{M}_s$ , находим

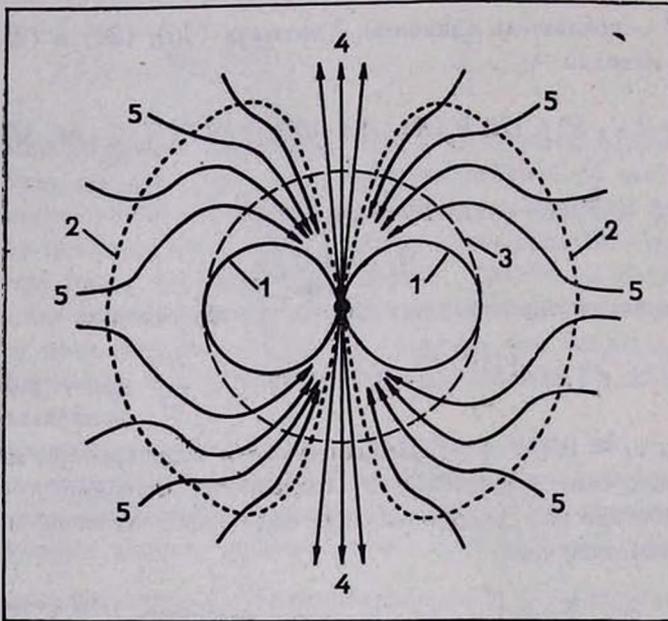


Рис. 1. Примерная картина магнитного поля и движений плазмы. Центральная точка — нейтронная звезда, 1 — альфвеновская поверхность, 2 — магнитопауза, 3 — альфвеновская сфера, 4 — струя, 5 — линии тока аккрецирующего вещества.

$$\dot{M}_s = (1 - \beta) \dot{M} \left[ \frac{1}{\sqrt{1 - r_g/R}} - 1 + \frac{b}{m_n c^2} \right] \sqrt{\left[ \frac{b}{m_n c^2} + \frac{v_s^2(R)}{2c^2} \right]} \approx \quad (32)$$

$$\approx (1 - \beta) \frac{m_n c^2 r_g}{2bR} \dot{M} \approx 17 (1 - \beta) \dot{M} M_* / R_{60}$$

где  $\beta$  — коэффициент трансформации энергии аккрецирующего потока в энергию электромагнитного излучения и нейтрино:

$$L_R = \beta \dot{M} c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - r_g/R}} - 1 + \frac{b}{m_n c^2} \right). \quad (33)$$

В отсутствие струи, т. е. для барстеров  $\beta = 1$ .

Учет вращения нейтронной звезды осложняет задачу ввиду появления электрических и центробежных сил. Предложенная картина образования струй действует и в этом случае, причем их излучение может носить пульсирующий характер. Однако в SS 433 подобного эффекта не наблюдается, что возможно, если нейтронная звезда вращается вокруг собственной магнитной оси, или если ее вращение достаточно быстрое, так что наблюдается некая усредненная картина.

Ереванский государственный  
университет  
Институт прикладных проблем  
физики АН Арм.ССР

## ON THE MECHANISM OF FORMATION OF JETS IN THE OBJECTS OF SS 433 TYPE

G. P. ALOJANTS, L. SH. GRIGORIAN, G. S. SAHAKIAN

The suggested mechanism is to explain the formation of relativistic jets outflowing from the polar caps of the neutron star in the regime of quasi-stationary supercritical accretion. The phenomenon is due to the topological details of the magnetic field affected by the accretion flow in the neighborhood of the neutron star.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, *Астрон. ж.*, 37, 193, 1960; 38, 785, 1961; 38, 1016, 1961.
2. Г. С. Саакян, Ю. Л. Варганян, *Астрон. ж.*, 41, 193, 1964.
3. Г. С. Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972.
4. L. Sh. Grigorian, G. S. Sahakian, *Astrophys. and Space Sci.*, 95, 305, 1983.
5. И. С. Шкловский, *Письма в Астрон. ж.*, 5, 644, 1979.
6. А. М. Черепащук, А. А. Асланов, В. Г. Корнилов, *Астрон. ж.*, 59, 1157, 1982.
7. Г. С. Бисковатый-Козан, А. Ф. Илларионов, Б. В. Кожберг, И. Д. Новиков, *Астрон. ж.*, 58, 3, 1981.
8. T. Katz, *Astrophys. J. Lett.*, 236L., 127, 1980.
9. G. E. Eggum, F. V. Coroniti, J. I. Katz, *Astrophys. J.*, 298, 41, 1985.
10. С. Шапиро, С. Тьюколски, *Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды*, Мир, М., 1985.
11. С. И. Бразинский, *Явления переноса в плазме*. В сб. «Вопросы теории плазмы», т. 1, Госатомиздат, М., 1963.
12. M. C. Begelman, C. L. Sarazin, S. P. Hatchett, C. F. McKee, J. Arons, *Astrophys. J.*, 238, 722, 1980.
13. E. P. J. Van den Heuvel, J. P. Ostriker, J. A. Petterson, Preprint, 1980.
14. G. O. Abell, B. Margon, *Nature*, 279, 701, 1979.

УДК: 524—325

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКТИВНЫХ ДВИЖЕНИЙ  
В ОБОЛОЧКЕ ПРОЦИОНА. I. ИДЕОЛОГИЯ И АНАЛИЗ  
ТРЕХМЕРНЫХ НЕОДНОРОДНЫХ МОДЕЛЕЙ

И. Н. АТРОЩЕНКО, А. С. ГАДУН, Р. И. КОСТЫК

Поступила 24 февраля 1989

Принята к печати 4 мая 1989

Приводятся: схема трехмерного численного моделирования первого приближения конвективных движений в оболочке Проциона — фотосфере и сверхадiabатической области, результаты расчетов, а также дается их краткий анализ. Отмечаются значительно большие (в  $\sim 2$  раза) значения вертикальных и горизонтальных скоростей, но близкие величины флуктуаций температуры по сравнению с соответствующими солнечными данными; положительная корреляция между флуктуациями вертикальной скорости и температуры в фотосферной модельной области.

1. *Введение.* Прямое трехмерное численное моделирование динамических эффектов в оболочках Солнца и звезд преследует две основные цели: получить временную последовательность неоднородных радиационно-газодинамических моделей, которые затем можно применять для интерпретации наблюдательных данных и проверить, насколько учет и конкретная трактовка тех или иных физических процессов важны и достаточны. Поскольку задача является многопараметрической с неопределенностью в задании начальных и граничных условий, то целесообразно проводить верификацию полученных решений по широкому спектру эмпирических данных.

В настоящей работе предпринята попытка трехмерного численного моделирования конвективных движений в оболочке Проциона А. Процион ( $\alpha$  CMi) — визуально- и спектрально-двойная звезда. Главный компонент системы: Процион А — звезда спектрального класса F5 IV—V, светимостью  $\sim 7 L_{\odot}$ ,  $M_V = 2.66$  [1]. Второй: Процион В — белый карлик с  $M_V = 13.0$ . Массы компонентов 1.76 и 0.65  $M_{\odot}$  [1]. Процион В практически не проявляется в спектре. Один из последних обзоров исследований системы Процион содержится в работе Стеффена [2].

Так как информация о фотосферном грануляционном слое Проциона А (далее в тексте обозначение А опускается) отсутствует, то верифи-

кацию трехмерных неоднородных моделей можно проводить лишь по их энергетическим характеристикам и по вычисленным, на основании этих моделей, профилям спектральных линий. Мы еще более упростили задачу, потребовав, чтобы динамические модели воспроизводили наблюдаемую величину интегрального потока излучения и асимметрию слабых спектральных линий поглощения.

2. *Идеология численного моделирования.* Упрощенная задача, сформулированная выше, в значительной степени снижает требования к идеологии проведения «вычислительного эксперимента» и позволяет воспользоваться тем обстоятельством, что в турбулентных течениях при больших числах Рейнольдса крупномасштабные движения обладают достаточной «автономностью», выражающейся в их малой зависимости от деталей механизма диссипации. А поскольку именно крупномасштабные турбулентные структуры определяют, главным образом, динамику движения, то для получения решения нелинейных осредненных уравнений Рейнольдса в условиях звездных оболочек при непродолжительном моделировании можно использовать методы первого порядка точности и применять приближенное описание явлений переноса на подсеточном уровне [3]. У нас нет возможности более полно учесть перенос энергии излучением. Поэтому мы использовали упрощенную трактовку расчета поля радиации в фотосферных слоях — предположение об ЛТР, независимость коэффициента поглощения от частоты, пренебрежение переносом лучистой энергии в горизонтальном направлении.

3. *Основная система осредненных уравнений.* Рассмотрим невращающуюся звезду, без магнитного и электрического полей. Область моделирования выберем такой, чтобы сферичностью оболочки можно было бы пренебречь. Движение вещества в элементарном объеме области моделирования будем описывать в приближении сжимаемой, гравитационно-стратифицированной среды с наличием поля излучения. Выполняя процедуру осреднения Рейнольдса по объему и времени интегрирования получим:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho V_j}{\partial x_j} = 0, \\ \frac{\partial \rho V_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho V_i V_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} R_{ij} - \rho g \delta_{i3}, \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho E V_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial P V_j}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} R_{ij} V_i + R_{ij} \frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \rho q_D - Q_R - \rho g V_3. \end{array} \right. \quad (1)$$

Мы пренебрегали эффектами переноса массы и энергии на «подсеточном» уровне «пульсационными» скоростями по сравнению с конвективными, а также молекулярной вязкостью по сравнению с турбулентной. В (1)

$R_{ij} = \rho \overline{V_i V_j}$  — тензор турбулентных напряжений;  $q_D$  — удельная энергия диссипации «подсеточной» турбулентности;  $Q_R$  — дивергенция вектора потока излучения;  $E$  — удельная полная энергия, равная сумме внутренней ( $e$ ) и кинетической ( $V^2$ ) энергий осредненного потока.  $R_{ij}$  и  $q_D$  вычислялись по полю осредненных скоростей:

$$R_{ij} = \frac{2}{3} \rho (q + \sigma e_{kk}) \delta_{ij} - 2 \rho \sigma e_{ij}, \quad (2)$$

где  $\sigma$  — кинематический коэффициент турбулентной вязкости. В рамках приближенной трактовки Смагоринского [4]  $\sigma = 2(C_\sigma \Delta)^2 (e_{ij} e_{ij})^{1/2} / \sqrt{2}$ ,  $e_{ij} = \left( \frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) / 2$  — тензор скоростей деформации. Удельная кинетическая энергия «подсеточной» турбулентности  $q = (\sigma / C_\sigma / \Delta)^2 / 2$ , тогда  $q_D = C_E q^{3/2} / \Delta$ . Здесь  $C_\sigma$ ,  $C_E$  — константы. В наших расчетах  $C_\sigma = 0.176$ ,  $C_E = 1.2$ ,  $\Delta$  — шаг разностной сетки.

В качестве уравнения состояния использовалось уравнение состояния идеального газа с учетом лучистого давления и возможности изменения концентрации электронов из-за ионизации водорода, двухкратной ионизации гелия и 16 элементов. Учитывался также вклад в ионизационное равновесие молекул  $H_2$ ,  $H_2^+$ ,  $H^-$  [3]. Непосредственно в ходе вычислений уравнение состояния не решалось, а проводилось линейное логарифмическое интерполирование по заранее подготовленным таблицам  $P = P(e, \rho)$ ,  $T = T(e, \rho)$ .

4. Трактовка лучистого переноса энергии. Для фотосферных слоев, где поле излучения носит глобальный характер, в приближении ЛТР, истинного поглощения, независимости коэффициента поглощения среды от частоты, пренебрежении лучистым переносом в горизонтальном направлении уравнение переноса излучения можно записать в виде:

$$n_3 \frac{\partial I}{\partial x_3} = -\kappa_R \rho (B - I). \quad (3)$$

Здесь  $B$  — функция Планка,  $I$  — интенсивность излучения,  $n_3$  — направляющий косинус вектора распространения излучения относительно оси  $x_3 \equiv z$  ( $\mu = n_3$ ). Уравнение (3) решалось для вертикальных колонн расчетной сетки как для вертикально-стратифицированной, горизонтально-

однородной, плоско-параллельной атмосферы методом Фотрие. Окончательно:

$$Q_R = 4\pi \rho x_R (B - J), \quad (4)$$

$$J = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I(\mu) d\mu = \int_c^1 U(\mu) d\mu, \quad (5)$$

$$U = \frac{1}{2} (I(\mu) + I(-\mu)). \quad (6)$$

В подфотосферных слоях, где поле излучения приобретает локальный характер, использовалось диффузионное приближение. Везде в расчетах в качестве «серого» коэффициента поглощения участвовал средний росселандовский [5, 6].

Следует подчеркнуть, что принятая трактовка лучистого переноса энергии в фотосферных слоях является довольно грубой. Проведенное тестирование различных методов решения этой проблемы для условий солнечной фотосферы [7] показало, что одномерный серый перенос радиационной энергии на 1—2 порядка завышает значение  $Q_R$  в нижней фотосфере по сравнению с трехмерным серым и на 1—4 по сравнению с использованием монохроматических коэффициентов поглощения для одномерного и трехмерного случаев. Это может приводить к переохлаждению верхних слоев неоднородных моделей.

5. *Численный метод.* Система уравнений (1) решалась одним из методов расщепления по физическим процессам — методом «крупных частиц» с использованием явных схем [8]. Этот метод разработан на основании классического метода «частиц в ячейках» Харлоу и позволяет проводить интегрирование систем нелинейных неоднородных уравнений в частных производных в три этапа, где сначала конвективные члены исключаются из рассмотрения, а затем последовательно производится их учет. Компоненты вектора скорости, термодинамические величины определяются для центров крупных частиц, которые смещаются через эйлерову сетку ячеек. Метод обладает хорошей устойчивостью, которая, однако, достигается за счет большой схемной вязкости  $\sigma_{sx} \sim 0.5 \cdot \Delta x \cdot |V|$ , где  $\Delta x$  — шаг сетки,  $|V|$  — скорость движения среды относительно сетки по направлению волнового вектора возмущения. Последнее обстоятельство накладывает ограничения на время непрерывного моделирования и на характер динамики мелко-масштабных структур.

6. *Граничные условия.* Боковые граничные условия ставились из предположения, что моделируется статистически наиболее характерная область

фотосферного грануляционного слоя и что на боковых границах расположены участки фотосферы, имеющие аналогичный характер развития динамических процессов. В этом случае по скоростям можно использовать условия непротекания, а термодинамические величины задавать из решения на предыдущем временном шаге путем сноски из смежных слоев расчетной области.

На верхней и нижней границах формулировались открытые граничные условия. В этом случае основной подход должен состоять в том, чтобы через открытые границы внутрь моделируемой области не проникали заметные возмущения. Поэтому скорости на открытых границах вычислялись из условия баланса потока массы через граничные поверхности, соответствия их профилей профилям скоростей в приграничных слоях, достижения плавного хода *rms*-величин. Средние значения термодинамических параметров фиксировались из начальных условий, однако обеспечивалась возможность их «псевдофлуктуаций» в соответствии с профилем флуктуаций соответствующих величин в приграничных слоях.

7. *Начальные условия и выбор области моделирования.* Начальное распределение термодинамических величин было однородным по горизонтальным уровням. Фотосферные слои определялись моделью Куруча [9] с параметрами  $T_{eff} = 6500$  К,  $\lg g = 4.00$ , которая в подфотосферных слоях «сшивалась» с моделью оболочки, рассчитанной нами в приближении модификации Дебри теории длины перемешивания [10]. Значения коэффициентов  $A$  и  $F$ , которые входят в уравнения для средней скорости подъема конвективных элементов и фактора эффективности конвекции теории длины перемешивания [10], принимались равными 3.5 и 2.75, что соответствует их величине, определенной ранее для Солнца [10], отношение длины перемешивания к шкале высот по давлению ( $\alpha$ ) — 1.5.

Что касается химического состава Продиона, то среди авторов публикаций на эту тему нет единого мнения. С одной стороны, анализ спектра поглощения показывает, что содержание химических элементов в атмосфере Продиона в пределах ошибок соответствует солнечному [11, 12, 13, 14], а с другой стороны рассмотрение его положения на диаграмме светимость-температура и эволюционного статуса на основе эмпирических данных о массе, радиусе и оценках  $T_{eff}$  требует значительно больших  $X$  и  $Z$ , чем у Солнца. Так В. В. Леушин [11] определил химсостав Продиона как  $X = 0.77$ ,  $Z = 0.035$ . Однако Хартман и др. [12], а также Стеффен [2] считают определение массы Продиона  $A$  по астрометрическим наблюдениям в  $1.8-1.7 M_{\odot}$  завышенным. Более приемлемая величина, по их мнению,  $1.5-1.4 M_{\odot}$ , что приближает его химсостав к солнечному.

В наших расчетах мы использовали солнечный химсостав  $X = 0.75$ ,  $Y = 0.23$ ,  $Z = 0.02$ . В табл. приведена рассчитанная модель конвективной

оболочки.  $H$  — глубина слоя от  $\tau_R = 1$  по модели атмосферы [9],  $P$  — общее давление,  $M_F$  — масса вещества в оболочке над слоем с глубиной  $H$ ,  $V$  — скорость подъема конвективных элементов,  $F_c/F_T$  — отношение потоков энергии: конвективного к полному в процентах. Глубина конвективной зоны Прюциона по этой модели  $\sim 130\,000$  км, что меньше аналогичных моделей Солнца (180 000—190 000 км).

Таблица 1

МОДЕЛЬ КОНВЕКТИВНОЙ ОБОЛОЧКИ ПРОЦИОНА А В ПРИБЛИЖЕНИИ  
МОДИФИКАЦИИ ДЕПРИ ТЕОРИИ ДЛИНЫ ПЕРЕМЕШИВАНИЯ

№	$H$ км	$P$ н/м <sup>2</sup>	$T$ К	$\rho$ кг/м <sup>3</sup>	$M_F$ кг	$V$ км/с	$\frac{F_c}{F_T}$ %
1	2	3	4	5	6	7	8
1	24.2	4.809E 3	7883.2	8.979E-5	5.764E20	1.55	1.6
2	77.0	3.515E 3	8710.9	8.846E-5	6.979E20	2.36	8.0
3	136.0	5.874E 3	9425.8	8.814E-5	3.321E20	3.08	22.8
4	200.9	6.492E 3	10011	8.893E-5	9.805E20	3.70	46.2
5	271.6	7.174E 3	10478	9.100E-5	1.144E21	4.13	71.0
6	387.0	8.335E 3	11014	9.644E-5	1.423E21	4.34	91.9
7	512.2	9.684E 3	11446	1.040E-4	1.747E21	4.29	97.5
8	646.5	1.125E 4	11832	1.130E-4	2.123E21	4.18	98.9
9	789.7	1.307E 4	12195	1.236E-4	2.559E21	4.07	99.4
10	941.4	1.519E 4	12542	1.356E-4	3.066E21	3.96	99.7
11	1102	1.765E 4	12879	1.494E-4	3.655E21	3.86	99.8
12	1271	2.050E 4	13211	1.650E-4	4.339E21	3.75	99.8
13	1448	2.382E 4	13541	1.827E-4	5.133E21	3.65	99.9
14	1634	2.767E 4	13872	2.027E-4	6.055E21	3.55	99.9
15	1868	3.313E 4	14272	2.301E-4	7.360E21	3.44	99.9
16	2115	3.967E 4	14679	2.617E-4	8.922E21	3.33	9.99
17	2374	4.749E 4	15098	2.982E-4	1.079E22	3.23	100
18	2646	5.685E 4	15530	3.401E-4	1.302E22	3.13	100
19	3231	8.149E 4	16451	4.437E-4	1.889E22	2.94	100
20	4042	1.278E 5	17753	6.196E-4	2.991E22	2.74	100
21	5148	2.193E 5	19651	9.223E-4	5.161E22	2.55	100
22	6657	4.118E 5	22546	1.454E-3	9.709E22	2.33	100
23	8180	7.066E 5	25664	2.137E-3	1.665E23	2.12	100

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
24	10285	1.327E 6	30371	3.311E-3	3.116E23	1.96	100
25	12462	2.277E 6	36305	4.696E-3	5.327E23	1.88	100
26	14636	3.571E 6	43035	6.185E-3	8.319E23	1.76	100
27	17792	6.127E 6	52860	8.611E-3	1.419E24	1.55	99.9
28	20938	9.609E 6	61591	1.152E-2	2.211E24	1.35	99.9
29	26188	1.804E 7	74700	1.761E-2	4.106E24	1.16	99.9
30	33658	3.707E 7	95149	2.806E-2	8.304E24	1.06	99.7
31	41960	6.960E 7	120987	4.128E-2	1.532E25	0.95	99.4
32	52457	1.307E 8	155200	6.034E-2	2.815E25	0.85	98.5
33	63633	2.243E 8	192375	8.348E-2	4.718E25	0.76	96.5
34	79783	4.210E 8	247138	1.219E-1	8.564E25	0.66	89.3
35	96828	7.225E 8	306205	1.687E-1	1.417E26	0.54	67.9
36	110103	1.036E 9	353118	2.095E-1	1.974E26	0.45	46.7
37	125098	1.484E 9	407084	2.603E-1	2.739E26	0.21	6.1
38	150743	2.547E 9	480859	3.778E-1	4.439E26	0	0
39	209861	7.501E 9	624700	8.566E-1	1.130E27	0	0
40	328611	4.538E 10	929222	3.488	4.902E27	0	0

Вертикальный размер моделируемой области выбирался таким образом, чтобы достаточно полно описывалась сверхadiaбатическая область и чтобы можно было по динамическим моделям проводить расчеты профилей спектральных линий и составил: 1000 км — фотосферные слои (верхняя граница  $\lg \tau_R \approx 3$  по [9]) и 2000 км) сверхadiaбатическая область оболочки. Горизонтальный масштаб (4000 км) определялся тем условием, чтобы в моделируемой области могли разместиться несколько «типичных гранул», размеры которых можно приблизительно оценить по одномерной модели оболочки. Таким образом, моделируемая область представляет собой прямоугольный параллелепипед с размерами граней  $4000 \times 4000 \times 3000$  км. Форма элементарной ячейки, как и в [3], была кубической, с ребром 100 км, число всех ячеек в расчетной области  $40 \times 40 \times 30$ .

Начальное поле скоростей задавалось из условия бездивергентности ( $\text{div } \vec{V} \sim 0$ ) для каждой крупной частицы и симметричного расположения потоков в моделируемой области, что диктуется характером боковых граничных условий. Профиль вертикальной составляющей вектора скорости в начальной модели на нижней ее границе показан на рис. 1.

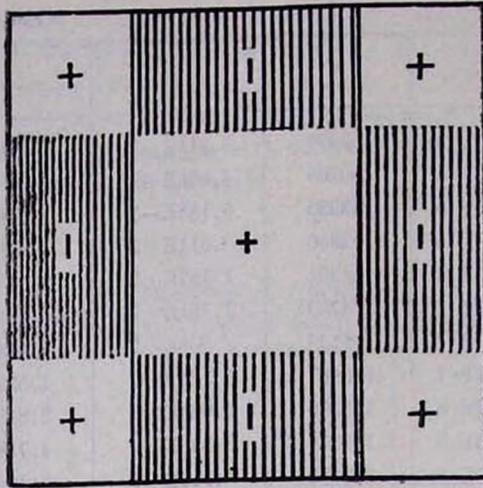


Рис. 1. Профиль вертикальной составляющей ( $V_z$ ) вектора скорости в начальной модели. «Дно» расчетной области.

8. *Результаты.* Непрерывная последовательность вычислений составила  $28^m 20^s$  с шагом  $\Delta t = 1.^s 0$ .

Начиная с  $12^m 30^s$ , модель вышла на статистически устойчивый режим.

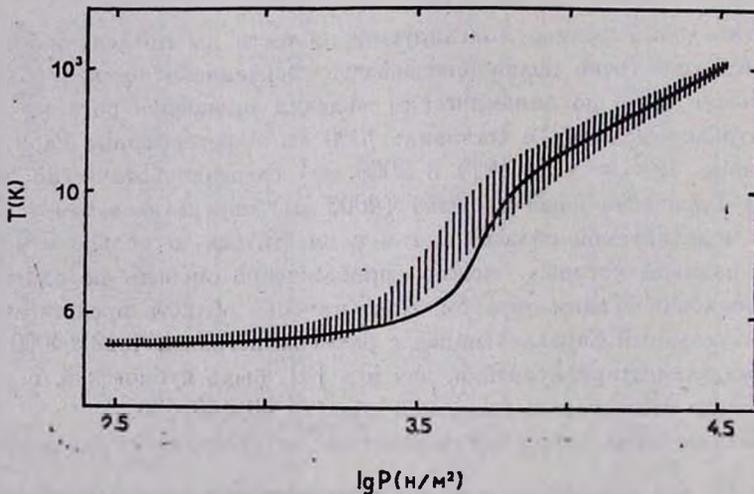


Рис. 2. Зависимость  $T$  от  $\lg P$  в начальной модели и по трехмерным неоднородным моделям.

Заметим, что принятые начальные условия фактически стимулируют развитие в начальный период вынужденной конвекции, затем происходит

образование и развитие структур, динамика которых определяется силами плавучести, но дальнейшая их эволюция затруднена и в конце концов полностью искажается схемной вязкостью ( $28^m 20^s$ ). Таким образом, мы имеем последовательность моделей ( $15^m 50^s - 26^m 40^s$ ), характер движения крупномасштабных структур в которых существенно не искажен схемной вязкостью и которые пригодны для анализа динамики конвективных потоков.

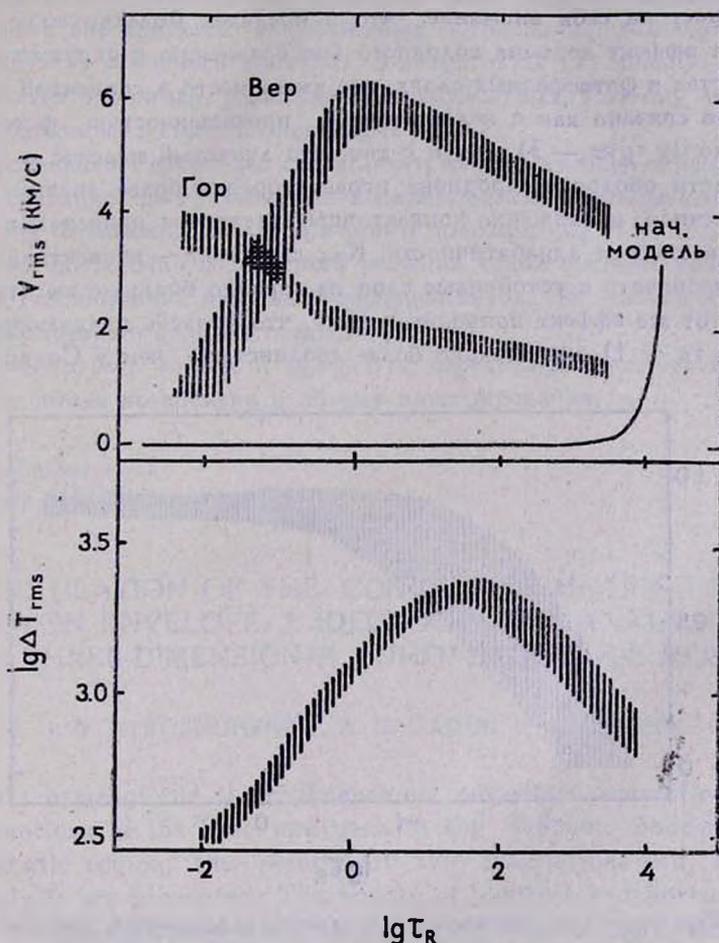


Рис. 3. Распределения вертикальных, горизонтальных скоростей, логарифма флуктуаций температуры в динамических моделях и начальные значения для поля скоростей.

На рис. 2, 3 показаны усредненные по времени и по горизонтальным слоям распределения термодинамических величин в моделях ( $T = T(\lg(P))$ ), среднеквадратичные значения вертикальных и горизонталь-

ных скоростей, логарифма температурных флуктуаций. Там же нанесены соответствующие величины из начальной модели.

Рассчитанные скорости в  $\sim 2$  раза больше соответствующих скоростей на Солнце [3]. Такие же результаты были получены и Греем [15] на основании полумпирического анализа бисекторов. Что же касается флуктуаций температуры, то они близки к рассчитанным для солнечной оболочки [3].

Обращает на себя внимание, что в пределах моделируемой области отсутствует эффект подъема холодного (по сравнению с окружающей средой) вещества в фотосферных слоях, что имеет место в солнечной фотосфере [3]. Это связано как с недостаточной протяженностью фотосферной области (до  $\lg \tau_R \approx -3$ ), так и с тем, что лучистый перенос в условиях верхней части оболочки Продиона играет гораздо более значимую роль, чем в солнечной, и движение конвективных элементов происходит с большим отклонением от адиабатичности. Как следствие — конвективные потоки могут проникать в устойчивые слои на гораздо большие высоты, чем у Солнца. Этот же эффект приводит к тому, что уровень излучающего слоя (т. е. слой  $\tau_R \sim 1$ ) значительно более «волнистый», чем у Солнца.

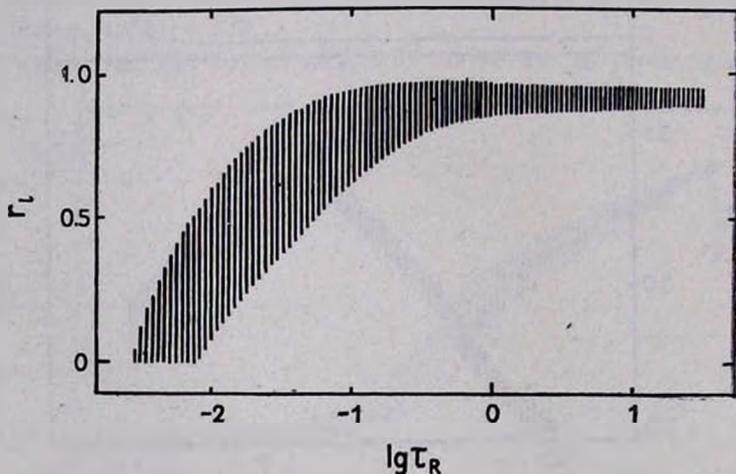


Рис. 4. Усредненный по горизонтальным уровням и по времени линейный коэффициент корреляции между флуктуациями температуры и вертикальной скоростью в трехмерных неадвективных моделях.

На рис. 4 показан усредненный по горизонтальным слоям линейный коэффициент корреляции флуктуаций температуры и вертикальных скоростей. Как видим, во всей моделируемой области корреляция положительна. Стремление к нулю на внешней границе  $r_l$  может быть связано как

с изменением физических условий в фотосфере в верхних слоях, так и в небольшой степени с влиянием граничных условий.

9. *Обсуждение и возможные направления последующих работ.* Трехмерные радиационно-газодинамические модели фотосферы и сверхадиабатической области Солнца [3] и Проциона, первого приближения, лучше отражают физические условия, динамику, нежели полуэмпирические многопоточковые модели, однако они пригодны лишь для объяснения наиболее характерных особенностей конвективных потоков, определяющихся динамикой структур основного масштаба, и непригодны для анализа более тонких эффектов, например, радиационно-турбулентных. Поэтому авторы считают необходимым в своих последующих работах:

— уравнения Рейнольдса с описанием турбулентности первого приближения, основанное на градиентных моделях, заменить моментными уравнениями типа Фридмана—Келлера второго приближения;

— для достаточно корректного решения такой системы уравнений нелинейной газодинамики применить неявный метод, основанный на компактных схемах третьего порядка точности [16];

— рассмотреть вопрос о процедуре осреднения компонентов вектора лучистого потока по времени и объему интегрирования.

Главная астрономическая  
обсерватория АН УССР

## THE SIMULATION OF THE CONVECTIVE MOTIONS IN THE PROCYON ENVELOPE. I. IDEOLOGY AND ANALYSIS OF THE THREE-DIMENSIONAL INHOMOGENEOUS MODELS

I. N. ATROSHCHENKO, A. S. GADUN, R. I. KOSTYK

The scheme of the three-dimensional numerical simulation of convective motions in the first approach in the Procyon photosphere and superadiabatic region, the results of the calculations and also their short analysis are presented. The values of vertical and horizontal convective velocities are essentially larger than the solar ones, the temperature fluctuations occur close to the solar temperature fluctuations, positive correlation between the fluctuations of vertical velocity and temperature fluctuations has been found.

## ЛИТЕРАТУРА

1. R. Wooley, E. A. Epps, M. J. Penston, S. B. Pooock, Roy. Observ. App., 5, 227, 1970.
2. M. Steffen, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 59, 403, 1985.
3. А. С. Гадун, Моделирование турбулентной конвекции в оболочке Солнца, Ин-т теор. физ. АН УССР. Препр. 86—106Р, Киев, 1986.
4. J. Smagorinsky, Mon. Weather Rev., 91, 99, 1963.
5. D. R. Alexander, Astrophys. J. Suppl. Ser., 29, 363, 1975.
6. A. Cox, J. Tabor, Astrophys. J. Suppl. Ser., 31, 271, 1976.
7. И. Н. Атрощенко, Кинемат. и физ. небесн. тел., 5, 16, 1989.
8. О. М. Белоцерковский, Ю. М. Давыдов, Метод крупных частиц в газовой динамике. Вычислительный эксперимент, Наука, М., 1982.
9. R. L. Kurucz, Astrophys. J. Suppl. Ser., 40, 1, 1979.
10. И. Н. Атрощенко, А. С. Гадун, Кинемат. и физ. небесн. тел., 2, 21, 1986.
11. В. В. Лушин, Астрон. ж., 62, 602, 1985.
12. L. Hartman, Jr. Garrison, Astrophys. J., 199, 127, 1975.
13. K. Kato, K. Sadakane, Astron. and Astrophys., 113, 135, 1982.
14. K. Kato, K. Sadakane, Astron. and Astrophys., 167, 111, 1986.
15. D. F. Gray, Astrophys. J., 255, 200, 1982.
16. А. Д. Савельев, А. И. Толстых, Ж. вычисл. мат. и мат. физ., 27, 1709, 1986.

УДК: 524.35.01—36

ПРОИСХОЖДЕНИЕ АНОМАЛИИ СОДЕРЖАНИЯ НАТРИЯ  
У ЖЕЛТЫХ СВЕРХГИГАНТОВ

П. А. ДЕНИСЕНКОВ

Поступила 23 ноября 1988

Принята к печати 3 января 1989

Предложен быстрый метод расчета происходящих на первой фазе конвективного выноса (dredge-up) изменений поверхностного химического состава звезд средних масс. С его помощью определены изменения поверхностного химического состава звезд с массами 2.5, 5, 10 и 20  $M_{\odot}$ , обусловленные ядерными реакциями  $pp$ -цепочек, тройного CNO-цикла, NeNa- и MgAl-циклов. Показано, что наблюдаемые у желтых сверхгигантов корреляции избытка содержания Na с  $\lg g$  и с  $\lg M/M_{\odot}$  можно объяснить количественно, если предположить, что начальное содержание  $^{22}\text{Ne}$  у них в среднем примерно втрое превосходит солнечное. Отмечаются затруднения, возникающие при интерпретации корреляции  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} - \lg g$ . Указывается, что у желтых сверхгигантов изотопный состав магния может отличаться от солнечного. Обсуждается влияние учета проникающей конвекции на избыток Na в атмосферах сверхгигантов.

1. Введение. В статье [1] на основе не-ЛТР расчетов были подтверждены избыток натрия и его корреляция с  $\lg g$  у желтых сверхгигантов, обнаруженные ранее в [2]. Подтвердилась также корреляция избытка натрия с массой звезды, на вероятное существование которой обратил внимание Д. Сасселов [3]. Известно, что у желтых сверхгигантов кроме указанного аномального содержания Na наблюдаются также пониженное содержание C и повышенное содержание N [4]. Имеется ряд других отклонений поверхностного химического состава от солнечного [5—7].

А. А. Боярчук и Л. С. Любимков [2] предположили, что наблюдаемый у желтых сверхгигантов избыточный Na синтезирован в реакциях NeNa-цикла в недрах звезд на главной последовательности (ГП) и затем вынесен на поверхность на стадии красных гигантов. В [8] путем простых оценок с использованием новых данных о скоростях ядерных реакций [9] было показано, что у звезд с  $M \approx 1.5 M_{\odot}$  за счет выгорания  $^{22}\text{Ne}$  в реакции  $^{22}\text{Ne} (p, \gamma) ^{23}\text{Na}$  на ГП должно происходить существенное, в 5—6 раз (при начальном химическом составе по А. Камерону [10]), обогащение их ядер

натрием. Новые данные о скорости реакции  $^{25}\text{Mg} (p, \gamma)^{26}\text{Al}$ , являющейся звеном Mg Al-цикла, указывают также на то, что на ГП должен полностью выгорать  $^{25}\text{Mg}$ .

До недавнего времени считалось, что на стадии красных гигантов заметно изменяются лишь поверхностные содержания ряда нуклидов CNO-группы, а также Li, Be и B [11]. Однако теперь стало ясно, что на этой стадии должно также увеличиваться поверхностное содержание Na и, вероятно, может несколько измениться изотопный состав Mg.

Цель настоящей работы — количественное объяснение наблюдаемых у желтых сверхгигантов аномалий химического состава и в первую очередь — аномалии содержания Na — на основе расчетов эволюции звезд с детальным учетом кинетики реакций *pp*-цепочек, тройного CNO-цикла, NeNa- и Mg Al-циклов.

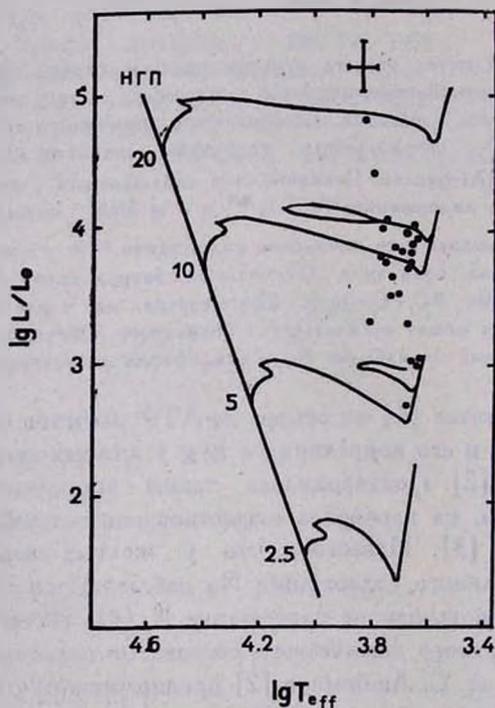


Рис. 1. Эволюционные треки звезд с массами 2,5, 5, 10 и  $20 M_{\odot}$ . НГП — начальная главная последовательность. Точками отмечены положения желтых сверхгигантов согласно [6, 7, 12, 13]. Приведены интервалы ошибок определения  $\lg L/L_{\odot}$  и  $\lg T_{\text{eff}}$ .

2. Метод вычислений. На рис. 1 изображены эволюционные треки звезд с массами 2,5, 5, 10 и  $20 M_{\odot}$  и начальным химическим составом:  $X = 0.70$ ,  $Z = 0.03$ . На этом же рисунке точками отмечены положения жел-

тых сверхгигантов [6, 7, 12, 13]. Для расчетов треков использовалась программа Б. Пачинского [14], в которую были внесены следующие изменения: использованы новые данные о скоростях ядерных реакций [9, 15], учтено энерговыделение во всех  $pp$ -цепочках согласно Д. Клейтону [16], автоматизирован процесс расчета звездных оболочек.

На ГП звезды рассматриваемых масс имеют водородные конвективные ядра. Обозначим наибольшую массу конвективного ядра (на начальной ГП (НГП)) через  $M_{ce}^{max}$ . На стадии красных гигантов у звезды на короткое время образуется протяженная конвективная оболочка, основание которой достигает глубоких слоев, в которых на ГП шли ядерные реакции, и продукты этих реакций выносятся на поверхность. Данное явление получило название первой фазы конвективного выноса (*dredge-up*). Считается, что большинство желтых сверхгигантов прошло эту фазу. Обозначим через  $M_{ce}^{min}$  минимальное расстояние (по массе) от центра звезды до основания конвективной оболочки. На рис. 2 показаны зависимости  $M_{ce}^{max}$  и  $M_{ce}^{min}$  от массы звезды  $M$ . На всем рассматриваемом интервале масс  $M_{ce}^{min} < M_{ce}^{max}$ . Поэтому на стадии красных гигантов на поверхность звезды выносятся часть вещества, которое на ГП находилось в конвективном ядре. Изменение положений границ конвективных областей со временем в процессе эволюции звезды с массой  $5M_{\odot}$  показано на рис. 3.

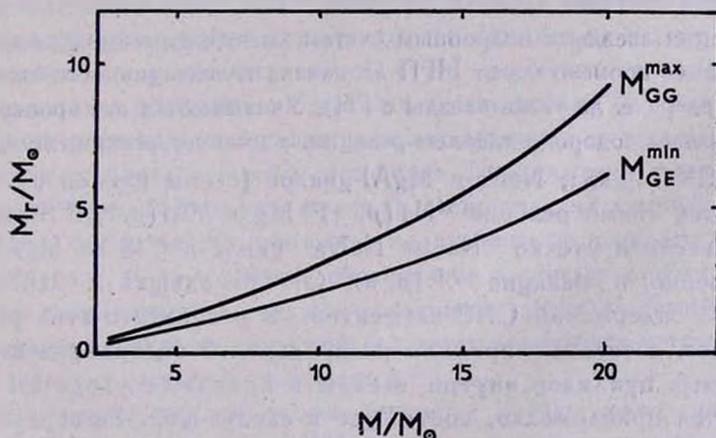


Рис. 2. Наибольшая масса водородного конвективного ядра  $M_{ce}^{max}$  и минимальное расстояние (по массе) от центра звезды до основания конвективной оболочки на стадии красных гигантов  $M_{ce}^{min}$  в функции массы звезды  $M$ .

Исследование звездной эволюции с учетом кинетики большого числа ядерных реакций требует весьма значительных затрат счетного времени на

доступных отечественных ЭВМ. Поэтому для расчета происходящих на первой фазе конвективного выноса изменений поверхностного химического состава звезд с массами 2,5, 5, 10 и 20  $M_{\odot}$  был использован приближенный метод. Суть его состоит в следующем.

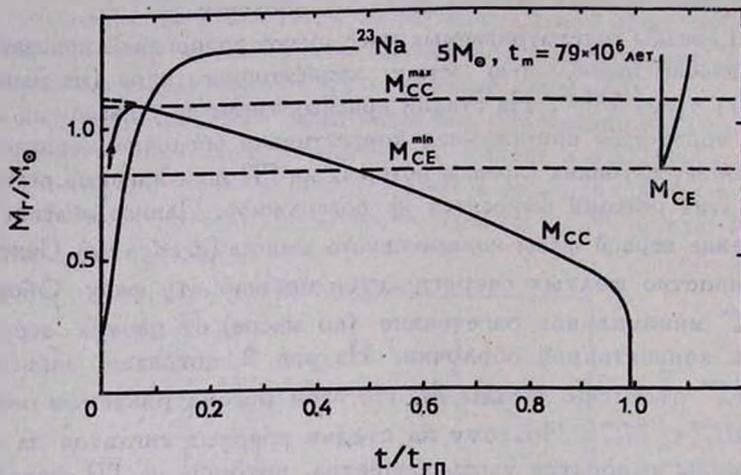


Рис. 3. Эволюция положений границ конвективных областей со временем.  $M_{CC}$  — масса конвективного ядра,  $M_{CE}$  — расстояние (по массе) от центра звезды до основания конвективной оболочки. Время измеряется в долях времени жизни звезды на ГП. Показано как содержание  $^{23}\text{Na}$  в центре звезды достигает насыщения.

Эволюция звезды с подробным учетом кинетики реакций рассчитывается только на промежутке от НПП до начала гравитационного сжатия гелиевого ядра (т. е. до ухода звезды с ГП). Учитываются все происходящие на фазе горения водорода ядерные реакции, а именно: реакции  $pp$ -цепочек, тройного CNO-цикла, NeNa-и MgAl-циклов (схемы циклов см. в [17]). Учитываются также реакции  $^{23}\text{Na}(p, \gamma)^{24}\text{Mg}$  и  $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ , которые могут привести к утечке  $^{23}\text{Na}$  из NeNa-цикла и  $^{27}\text{Al}$  из MgAl-цикла соответственно, и реакция  $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$ , приводящая к небольшому увеличению содержаний CNO-элементов. В результате этих расчетов мы получаем детальные профили распределений содержаний всех рассматриваемых нуклидов внутри звезды в момент ее ухода с ГП. Далее вводится приближение, состоящее в следующем. Во-первых, принимается, что изменениями в распределениях нуклидов по массе внутри звезды от момента ее ухода с ГП до первой фазы конвективного выноса (на стадии красных гигантов) можно полностью пренебречь. Во-вторых, допускается, что на наибольшей глубине проникновения конвективной оболочки  $M_{ce}^{\text{min}}$  детальный учет кинетики реакций не скрывается. Назовем содержанием  $i$ -го нуклида величину

$$y_i = \frac{N_i}{\rho N_A}, \quad (1)$$

где  $N_i$  — концентрация,  $\rho$  — плотность,  $N_A$  — число Авогадро. Пусть известно распределение содержания  $i$ -го нуклида внутри звезды в момент ее ухода с ГП  $y_i^{\text{ГП}}(M_r)$  ( $M_r$  — масса вещества внутри сферы радиуса  $r$ ). Тогда в рамках указанного выше приближения содержание  $i$ -го нуклида в атмосфере звезды после фазы конвективного выноса определяется следующим образом:

$$(y_i)_f = \frac{1}{M - M_{\text{co}}^{\text{min}}} \int_{M_{\text{co}}^{\text{min}}}^M y_i^{\text{ГП}}(M_r) dM_r. \quad (2)$$

Описанный метод позволяет сократить время счета в 4—5 раз по сравнению с тем, когда эволюция звезды с подробным учетом кинетики реакций рассчитывается «в лоб» — от НГП до окончания первой фазы конвективного выноса.

Для обоснования применимости предложенного метода приведем сначала аргументы качественного характера. Звезды средних масс ( $2.5 \leq M/M_{\odot} \leq 20$ ) совершают переход в область красных гигантов очень быстро. Например, для звезды с массой  $5M_{\odot}$  промежуток времени между окончанием фазы ГП и началом конвективного выноса составляет всего 5% от времени ее жизни на ГП (рис. 3). За столь короткое время во внешних, сравнительно холодных слоях звезды, которые на стадии красных гигантов окажутся в конвективной оболочке, существенных изменений химического состава произойти не успевают. Сразу после ГП основными источниками энергии звезды становятся гравитационное сжатие гелиевого ядра и горение водорода в слоевом источнике. Продвижение слоевого источника наружу немного изменяет профили распределений химического состава, но лишь в тех их частях, которые в дальнейшем не попадают в конвективную оболочку, т. е. основание оболочки не достигает слоевого источника. Следует также отметить, что при усреднении профилей химического состава по массе влияние на конечный результат возможных неточностей в распределениях содержаний уменьшается.

Для количественной оценки точности метода один эволюционный трек — для звезды с массой  $5M_{\odot}$  — был рассчитан с детальным учетом кинетики реакций целиком — от НГП до окончания первой фазы конвективного выноса. Время жизни звезды с массой  $5M_{\odot}$  на ГП при учете кинетики реакций составляет 79 млн. лет. Перемешивание в конвективной оболочке происходит в возрасте 83 млн. лет. На рис. 4 показаны профили распределений содержаний нуклидов CNO-группы в звезде с массой  $5M_{\odot}$ .

в различные моменты времени. Вертикальными линиями на рисунке отмечены  $M_{cc}^{max}$ ,  $M_{cc}^{min}$  и положения границ конвективного ядра в данной модели  $M_{x=0}$  (когда оно есть) и области, в которой весь водород выгорел,  $M_{x=0}$ . Из рисунка видно, что профили распределений содержаний нуклидов CNO-группы в тех их частях, которые расположены выше  $M_{cc}^{min}$ , после ухода звезды с ГП существенно не изменяются. Что же касается значения величины  $M_{cc}^{min}$ , то учет кинетики реакций привел к ее изменению от 0.833 до 0.823, т. е. всего на 1%.

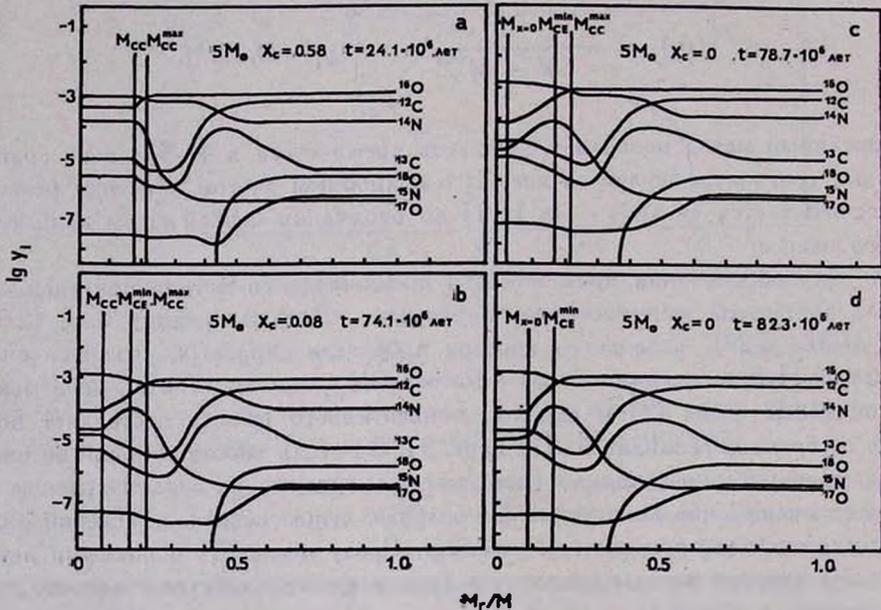


Рис. 4. Распределения содержаний нуклидов CNO-группы в звезде с массой  $5M_{\odot}$  в четыре момента времени: а — на ГП, когда содержание водорода в центре  $X_c = 0.58$ ; б — в конце жизни звезды на ГП (при  $X_c = 0.08$ ); с, d — для двух моментов после ухода звезды с ГП. Для каждого момента приведен возраст звезды.

3. Уравнения кинетики ядерных реакций. Пусть частицы  $i$ -го сорта образуются при взаимодействии частиц сортов 1 и 2 в реакции с порядковым номером  $j$ , а разрушаются, например, вследствие  $\beta$ -распада в  $k$ -й реакции. Тогда изменение содержания  $y_i$  со временем описывается следующим уравнением:

$$\frac{dy_i}{dt} = \lambda_{j\rho} y_1 y_2 - \lambda_k y_i \quad (3)$$

где,  $\lambda_j = \langle \sigma v \rangle_j N_A (\langle \sigma v \rangle_j$  — усредненное по максвелловскому распределению скоростей произведение сечения  $j$ -й реакции и относительной скорости реагирующих частиц),  $\lambda_k$  — скорость распада  $i$ -й частицы в  $k$ -й реакции. В той части звезды, где нет перемешивания, уравнение (3) решается для каждого из слоев сетки по массе. В конвективном ядре химический состав должен быть однородным. Проинтегрировав (3) по массе от центра звезды до  $M_{cc}$ , получим уравнение для скорости изменения со временем содержания  $\bar{y}_i$  в конвективном ядре:

$$\frac{d\bar{y}_i}{dt} = \bar{\lambda}_j \rho_c \bar{y}_1 \bar{y}_2 - \bar{\lambda}_k \bar{y}_i, \quad (4)$$

где  $\rho_c$  — плотность в центре,  $\bar{\lambda}_j = \frac{1}{M_{cc}} \int_0^{M_{cc}} \lambda_j \frac{\rho}{\rho_c} dM_r$ ,  $\bar{y}_i = \frac{1}{M_{cc}} \int_0^{M_{cc}} y_i dM_r$ .

Система уравнений кинетики решается параллельно с расчетом эволюции звезды. Прослеживаются происходящие в 30 реакциях изменения содержания нейтронов, позитронов и 24 нуклидов, полный список которых и начальные содержания (в пропорции по А. Камерону [10]) приведены в [17]. Считается, что все  $\beta$ -распады, за исключением распада ядра  $^{26}\text{Al}^{\beta}$  из основного состояния, происходят мгновенно. Система уравнений кинетики включает в себя 26 нелинейных дифференциальных уравнений. В каждом из слоев по массе вне конвективного ядра (их число порядка ста) решается система уравнений вида (3), а для определения содержаний в конвективном ядре — система уравнений вида (4). Для решения уравнений кинетики используется метод А. Мэдера [18], с небольшим отличием, состоящим в том, что вместо самих содержаний  $y_i$  мы определяем их временные приращения  $\Delta y_i$ . В отличие от часто используемого метода У. Арнета и Дж. Трурана [19], в численной схеме А. Мэдера приближенно, с помощью итераций, учитываются нелинейные члены. Это позволяет значительно увеличить шаг интегрирования по времени без существенной потери точности.

Скорости ядерных реакций в основном брались из сводок [9, 15]. Данные о сечениях реакций  $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$  и  $^{26}\text{Al}^{\beta}(p, \gamma)^{27}\text{Si}$  были взяты из работ [20] и [21] соответственно. Для вычисления скорости реакции  $^{22}\text{Ne}(p, \gamma)^{23}\text{Na}$ , ответственной за синтез Na в недрах исследуемых звезд, использовалась формула из статьи [9], согласно которой сечение этой реакции имеет резонанс при энергии  $E_r = 30$  КэВ. В [22] для энергии резонанса приводится другое значение  $E_r = 36$  КэВ, но и ширина резонанса другая, примерно на порядок большая. При температуре  $T \geq 15 \cdot 10^8 \text{K}$ , что соответствует центрам звезд ГП с массами, больше  $1 - 2 M_{\odot}$ , второе значение скорости реакции больше первого. Следовательно, если наши расчеты с использованием первой

формулы покажут, что  $^{22}\text{Ne}$  выгорает в реакции  $^{22}\text{Ne}(p, \gamma)^{23}\text{Na}$ , то при использовании второй формулы это будет происходить тем более. Выбор формулы для расчета скорости реакции  $^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}$  также неоднозначен. Мы воспользовались выражением из статьи [9], согласно которой сечение этой реакции имеет резонанс при  $E_r = 37$  КэВ. Из [23] следует, что энергия резонанса больше,  $E_r = 58$  КэВ. Оценки показывают, что при  $T \leq 40 \cdot 10^9$  К скорость реакции, рассчитанная по данным [9], больше. Некоторые выражения для скоростей ядерных реакций содержат обычные факторы неопределенности, учитывающие вклады плохо исследованных резонансов. Согласно рекомендациям из [9, 15], для этих факторов используется значение 0.1.

4. *Результаты вычислений и сравнение с наблюдениями.* В табл. 1 приведены результаты расчетов поверхностного химического состава звезд после первой фазы конвективного выноса. Символами химических элементов обозначены их относительные по массе содержания. Индекс  $i$  означает начальное,  $f$  — конечное содержание. Последние получены по формуле (2). Весовое содержание водорода обозначено через  $X$ . Разность логарифмов конечного и начального значений отношения содержаний обозначена квадратными скобками. Например, величина  $[\text{Na}/\text{H}] = \lg(\text{Na}/\text{H})_f - \lg(\text{Na}/\text{H})_i$  представляет собой теоретический избыток Na по отношению к водороду. Под стандартным перемешиванием понимается перемешивание от поверхности звезды до глубины  $M_{cc}^{\text{min}}$ , а под полным — перемешивание до центра. В последнем столбце таблицы приведены значения соответствующих величин для Солнца.

Детальные расчеты подтвердили оценки, сделанные в [8]. За счет выгорания  $^{22}\text{Ne}$  в реакции  $^{22}\text{Ne}(p, \gamma)^{23}\text{Na}$  содержание Na в конвективных ядрах звезд ГП действительно возрастает в 5—6 раз при условии, что начальное содержание  $(^{22}\text{Ne})_i$  солнечное. Из табл. 1 видно, что избыток натрия  $[\text{Na}/\text{H}]$  у звезд средних масс, прошедших первую фазу конвективного выноса, должен увеличиваться с ростом массы звезды. Эта тенденция качественно согласуется с обнаруженной в [3] и подтвержденной затем в [1] корреляцией между наблюдаемыми избытками Na у проэволюционировавших звезд и их массами. Рассмотрим вопрос количественно.

Назовем коэффициентом обогащения поверхностных слоев звезды натрием отношение  $(^{23}\text{Na})_f / (^{23}\text{Na})_i$ . В [24] показано, что после первой фазы конвективного выноса

$$\lg [ (^{23}\text{Na})_f / (^{23}\text{Na})_i ] = \lg \frac{1 + (1 + 4.7a) \cdot m}{1 + m}, \quad (5)$$

где  $a = (^{22}\text{Ne})_i / (^{22}\text{Ne})_{\text{Сам}}$ ,  $(^{22}\text{Ne})_{\text{Сам}}$  — содержание  $^{22}\text{Ne}$  по А. Камерону,  $m = (M_{cc}^{\text{max}} - M_{cc}^{\text{min}}) / (M - M_{cc}^{\text{max}})$  — коэффициент дилуции (разбавления)

Таблица 1

## ПОВЕРХНОСТНЫЙ ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ЗВЕЗД ПОСЛЕ ПЕРВОЙ ФАЗЫ КОНВЕКТИВНОГО ВЫНОСА

Масса звезды	2.5M <sub>☉</sub>		5M <sub>☉</sub>		10M <sub>☉</sub>		20M <sub>☉</sub>		Солнце
	Перемешивание		Перемешивание		Перемешивание		Перемешивание		
	станд.	полное	станд.	полное	станд.	полное	станд.	полное	
<sup>12</sup> C/ <sup>13</sup> C	21.90	21.34	21.07	20.11	20.45	18.59	18.81	15.76	90.25
X	0.694	0.623	0.692	0.602	0.681	0.555	0.661	0.475	0.725
[Na/H]	0.038	0.277	0.114	0.370	0.190	0.485	0.293	0.659	0
[C/H]	-0.187	-0.200	-0.189	-0.203	-0.193	-0.199	-0.178	-0.174	0
[N/H]	0.426	0.622	0.445	0.697	0.502	0.810	0.571	0.974	0
[O/H]	0.001	0.003	-0.006	-0.011	-0.017	-0.020	-0.040	-0.043	0
( <sup>23</sup> Na) <sub>f</sub> / <sup>(23</sup> Na) <sub>i</sub>	1.08	1.63	1.29	2.02	1.51	2.42	1.85	3.09	—
( <sup>12</sup> C) <sub>f</sub> / <sup>(12</sup> C) <sub>i</sub>	0.645	0.562	0.640	0.539	0.624	0.501	0.627	0.455	—
( <sup>14</sup> N) <sub>f</sub> / <sup>(14</sup> N) <sub>i</sub>	2.64	3.73	2.75	4.28	3.09	5.12	3.52	6.39	—
( <sup>18</sup> O) <sub>f</sub> / <sup>(18</sup> O) <sub>i</sub>	0.994	0.896	0.975	0.838	0.936	0.757	0.861	0.615	—
( <sup>16</sup> N) <sub>f</sub> / <sup>(16</sup> N) <sub>i</sub>	0.539	0.482	0.524	0.456	0.504	0.422	0.493	0.375	—
C/N	1.17	0.723	1.12	0.605	0.969	0.471	0.857	0.342	4.80
C/O	0.391	0.378	0.396	0.388	0.402	0.400	0.439	0.446	0.603

вещества, который как функцию массы можно (с точностью до 10%) аппроксимировать выражением

$$m=0.014(M/M_{\odot}). \quad (6)$$

При выводе формулы (5) были использованы следующие особенности процесса синтеза Na в звездах ГП средних масс: 1) выгорание  $^{22}\text{Ne}$  в реакции  $^{22}\text{Ne}(p, \gamma)^{23}\text{Na}$  происходит только в конвективном ядре, т. к. за его пределами температура слишком низка, чтобы содержания  $^{22}\text{Ne}$  и  $^{23}\text{Na}$  могли изменяться; 2) выгорание  $^{22}\text{Ne}$  происходит довольно быстро, приблизительно на порядок быстрее, чем выгорание водорода, так что в течение этого времени масса конвективного ядра остается практически постоянной и равной  $M_{cc}^{\max}$ ; 3) кроме реакции  $^{22}\text{Ne}(p, \gamma)^{23}\text{Na}$ , никаких других источников (и стоков)  $^{23}\text{Na}$  нет; поэтому после того, как весь  $^{22}\text{Ne}$  в конвективном ядре превратится в  $^{23}\text{Na}$ , распределения содержаний  $^{22}\text{Ne}$  и  $^{23}\text{Na}$  в звезде, вплоть до фазы конвективного выноса, изменяться более не будут. Совокупность перечисленных фактов приводит к тому, что после ухода звезды с ГП распределения содержаний  $^{22}\text{Ne}$  и  $^{23}\text{Na}$  в ней имеют вид ступеньки, причем скачок в содержаниях  $^{22}\text{Ne}$  и  $^{23}\text{Na}$  происходит вблизи точки  $M_r = M_{cc}^{\max}$ . Подстановка ступенчатого распределения содержания  $^{23}\text{Na}$  в (2) приводит к соотношению (5). Приближенная зависимость величины  $\lg[(^{23}\text{Na})_r/(^{23}\text{Na})_i]$  от массы звезды (формула (5)) при  $a = 1$  достаточно хорошо аппроксимирует точную (табл. 1.). Поэтому при сравнении результатов по Na с наблюдениями мы будем пользоваться формулой (5).

На рис. 5, наблюдательные данные для которого взяты из [1], отчетливо видна корреляция между избытками натрия и массами звезд для четырех желтых сверхгигантов с наиболее тщательно определенным содержанием Na. Черные кружки соответствуют звездам:  $\alpha\text{UMi}$ ,  $\gamma\text{Cyg}$ ,  $\rho\text{Cas}$  и  $\alpha\text{Car}$ . По вертикальной оси отложены наблюдаемые избытки Na по отношению к железу  $[\text{Na}/\text{Fe}]$ . Дело в том, что у звезд ГП избытки Na по отношению к водороду  $[\text{Na}/\text{H}]$  коррелируют с избытками железа  $[\text{Fe}/\text{H}]$  [3]. Чтобы отделить Na, синтезированный в недрах звезды на ГП, от избыточного Na, который, возможно, изначально сохранился в ее веществе, введена величина  $[\text{Na}/\text{Fe}] = [\text{Na}/\text{H}] - [\text{Fe}/\text{H}]$ . Наблюдаемой величине  $[\text{Na}/\text{Fe}]$  по смыслу должна соответствовать теоретическая величина  $\lg[(^{23}\text{Na})_r/(^{23}\text{Na})_i]$ . Теоретические кривые  $\lg[(^{23}\text{Na})_r/(^{23}\text{Na})_i] - \lg M/M_{\odot}$  на рис. 5 отмечены парами чисел ( $a$ ;  $b$ ). Первое число дает значение параметра  $a = (^{22}\text{Ne})_r/(^{22}\text{Ne})_{\text{Cam}}$ , второе — значение параметра  $b$ , появляющегося при учете проникающей конвекции, о чем подробнее будет сказано ниже. Обсуждавшиеся до сих

пор результаты расчетов и, в частности формула (5), получены при  $b = 1$ , т. е. без учета проникающей конвекции. Из сопоставления теоретических кривых, отмеченных парами чисел (1; 1) и (3; 1), с наблюдаемой корреляцией видно, что при отсутствии проникающей конвекции ( $b = 1$ ) согласие с наблюдениями достигается при  $a = 3$ .

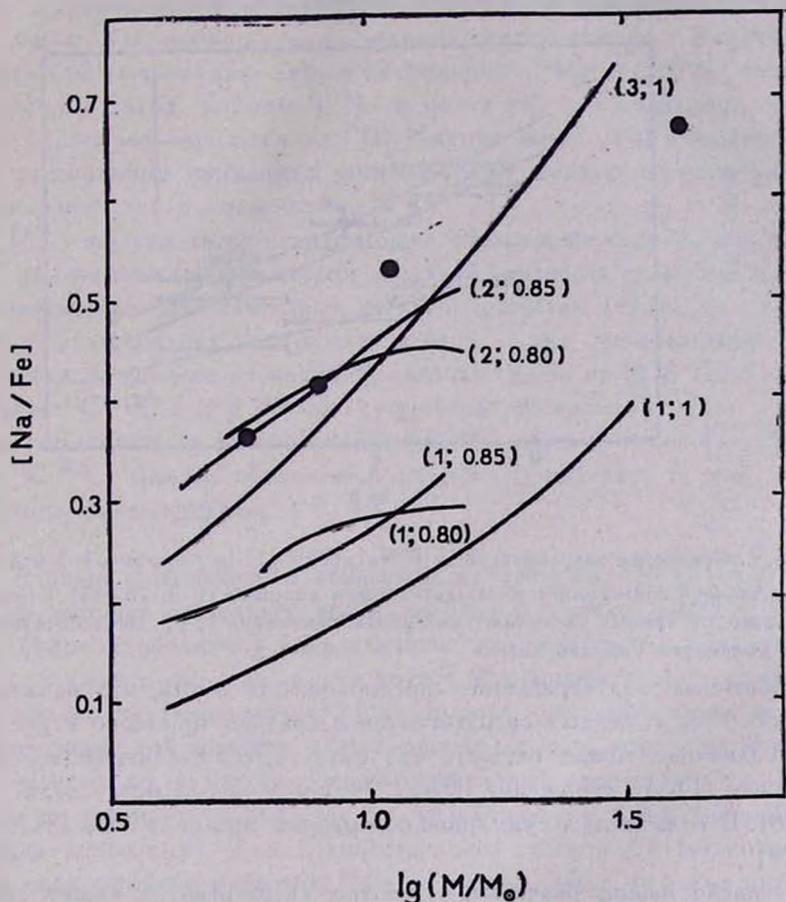


Рис. 5. Сравнение теоретических зависимостей  $\lg [(^{23}\text{Na})_f / (^{23}\text{Na})_i] - \lg M/M_\odot$  с наблюдательными данными из [1]. Числа ( $a$ ;  $b$ ) у кривых дают значения параметров:  $a = (^{22}\text{Ne})_i / (^{22}\text{Ne})_{\text{Сзм}}$  и  $b$  — отношение  $\nabla_{\text{rad}} / \nabla_{\text{ad}}$  на границе конвективного ядра.

Перейдем от теоретической зависимости  $\lg [(^{23}\text{Na})_f / (^{23}\text{Na})_i] - \lg M/M_\odot$  к соотношению  $\lg [(^{23}\text{Na})_f / (^{23}\text{Na})_i] - \lg g$  (рис. 6). После первой фазы конвективного выноса до стадии желтых сверхгигантов поверхностный химический состав звезды изменяться не должен. Поэтому на плоскости  $[\text{Na}/\text{Fe}] - \lg g$  заданному значению избытка Na со-

ответствует целый интервал значений  $\lg g$  (горизонтальные отрезки на рис. 6). Наблюдательные данные для рис. 6 взяты из работ [1, 4, 25–27]. Теоретические кривые получены без учета проникающей конвекции. Цифры у кривых дают значение параметра  $\alpha$ . Мы видим, что данные разных авторов хорошо согласуются между собой и что значение параметра  $\alpha = 3-4$  удовлетворяет наблюдениям.

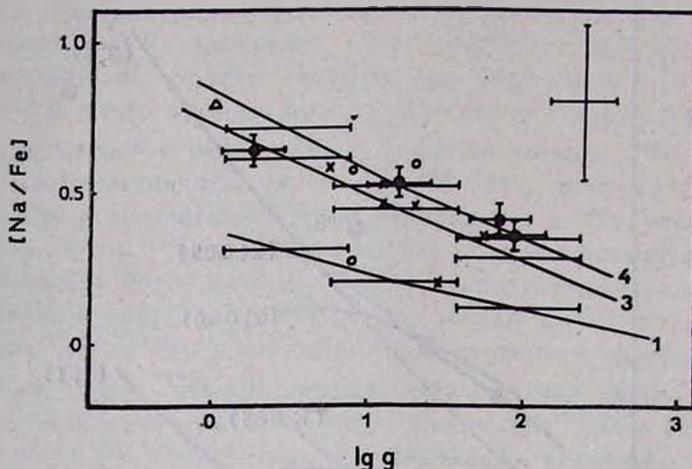


Рис. 6. Сравнение зависимостей  $\lg [(^{23}\text{Na})_f / (^{23}\text{Na})_i] - \lg g$  при  $\alpha = 1, 3$  и  $4$  без учета проникающей конвекции с наблюдательными данными [1, 4, 25–27]. Горизонтальные отрезки на кривых указывают интервалы изменения  $\lg g$ , соответствующие заданным значениям избытка натрия.

Косвенным подтверждением предположения о том, что начальное содержание  $^{22}\text{Ne}$  у желтых сверхгигантов в среднем примерно втрое превосходит солнечное, может служить тот факт, что в галактических космических лучах (ГКЛ) отношение ( $^{22}\text{Ne} / ^{20}\text{Ne}$ ) в 3–5 раз превосходит солнечное [28]. В то же время суммарное содержание изотопов Ne в ГКЛ солнечное [29].

Согласно нашим расчетам, у желтых сверхгигантов может также существовать аномалия изотопного состава магния. В конвективных ядрах звезд ГП  $^{25}\text{Mg}$ , как и  $^{22}\text{Ne}$ , успевает выгореть. Выгорание  $^{25}\text{Mg}$  происходит в цепочке реакций  $^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}^{\varepsilon, m}(\beta^+ \nu)^{26}\text{Mg}$ , продуктом которой является  $^{26}\text{Mg}$ . Начальный (солнечный) изотопный состав магния  $^{24}\text{Mg}/^{25}\text{Mg}/^{26}\text{Mg} = 79/10/11$ . После выгорания  $^{25}\text{Mg}$  в конвективном ядре его содержание падает практически до нуля, а содержание  $^{26}\text{Mg}$  вследствие этого увеличивается примерно вдвое. После первой фазы конвективного выноса при стандартном перемешивании поверхностный изотопный состав Mg практически не изменяется (почему он и не при-

водится в табл. 1). Например, для звезды с массой  $10 M_{\odot}$  после конвективного выноса  $^{24}\text{Mg}/^{25}\text{Mg}/^{26}\text{Mg} = 79/9/12$ . Казалось бы, о столь незначительных изменениях не стоит упоминать. Однако не исключено, что на ГП существует какой-то дополнительный механизм выноса вещества из недр звезды наружу [30], приводящий к более существенным изменениям поверхностного изотопного состава Mg, которые можно было бы наблюдать у желтых сверхгигантов. Заметим, что если бы для вычисления скорости реакции  $^{23}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}$  использовалась формула из работы [23], а не из [9], то оказалось бы, что  $^{23}\text{Mg}$  не успевает выгореть на ГП. Именно из-за этой неоднозначности об аномальном изотопном составе Mg у желтых сверхгигантов мы говорим лишь как о возможном.

В [8] у желтых сверхгигантов была обнаружена корреляция  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} - \lg g$ . В рамках стандартной теории звездной эволюции ее появление объяснить невозможно. Действительно, согласно расчетам (табл. 1), отношение  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  у звезд средних масс после первой фазы конвективного выноса практически не зависит от массы и, следовательно, от  $\lg g$ . Если корреляция между  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  и  $\lg g$  реально существует, то аномальными в этом случае следует считать не только низкие ( $< 15$ ), но и высокие ( $> 25$ ) отношения  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ . Для их объяснения придется привлекать те или иные нестандартные предположения.

5. *Влияние проникающей конвекции на избытки Na.* В расчетах, результаты которых излагались выше, положения границ конвективных областей (ядра и оболочки) определялись по критерию Шварцшильда:  $\nabla_{rad} = \nabla_{ad}$  (здесь  $\nabla_{rad}$  и  $\nabla_{ad}$  — лучистый и адиабатический логарифмические градиенты температуры). Однако этот критерий позволяет найти лишь положение той границы, где обращается в нуль ускорение конвективных элементов, но не их скорость. Конвективные элементы могут поэтому по инерции проникать в слои звезды, устойчивые по Шварцшильду (проникающая конвекция). Для количественного объяснения наблюдаемых у желтых сверхгигантов избытков Na мы предположили, что для них значение параметра  $a$  равно 3. Проникающая конвекция увеличивает размер области перемешивания. Встает вопрос, не скажется ли это на сделанных выше выводах, в частности, на том, что  $a = 3$ ?

Согласно [31], проникающей конвекцией в оболочках красных гигантов можно пренебречь. Поэтому ее мы не будем учитывать. В недавнем обзоре А. Ренцини [32] проанализированы все предлагавшиеся способы определения размеров конвективных ядер с учетом проникающей конвекции и сделан вывод, что ни один из них не выдерживает критики. В такой ситуации естественно воспользоваться простой параметризацией, предложен-

ной в [33], именно, будем считать, что граница конвективного ядра расположена в точке, где  $\nabla_{rad} = b \nabla_{ad}$ . Здесь  $b$ —параметр,  $b \leq 1$ . Значение  $b$  должно быть таким, чтобы не возникало противоречий с наблюдениями. Указанный способ учета проникающей конвекции при расчетах эволюции звезд средних масс был использован в [34].

Для исследования того, как коэффициент дилуции  $m$  зависит от массы звезды  $M$  и от параметра  $b$ , были выполнены расчеты эволюции звезд без учета кинетики реакций до окончания первой фазы конвективного выноса. Расчеты проводились при  $b = 0.85$  и  $b = 0.80$  для значений  $M = 4, 6, 8, 10.4, 14.6 M_{\odot}$ , а также для фиксированного значения  $M = 10 M_{\odot}$  при  $b = 1, 0.95, 0.9, 0.85, 0.80, 0.775, 0.75$ . Результаты можно суммировать следующим образом: 1) при фиксированном и достаточно большом значении  $M$  ( $M \geq 10 M_{\odot}$ ) функция  $m(b)$  при уменьшении  $b$  от 1 сначала возрастает, при некотором  $b'$  достигает максимума, а затем, при дальнейшем уменьшении  $b$ , убывает (для  $M = 10 M_{\odot}$  значение  $b' \approx 0.85$ ); 2) при фиксированном и достаточно малом значении  $b$  ( $b \leq 0.8$ ) функция  $m(M)$  при увеличении  $M$  сначала возрастает, при некотором значении  $M'$  достигает максимума, а затем, при дальнейшем увеличении  $M$  убывает; 3) при  $b \leq 0.8$  звезды средних масс после фазы конвективного выноса вообще не превращаются в желтые сверхгиганты, а остаются все время в области красных гигантов, что противоречит наблюдениям (аналогичный результат был получен в [34] для  $M = 8 M_{\odot}$ ).

Найденные значения  $m(M, b)$  были подставлены в формулу (5). Результаты приведены на рис. 5. Из него видно, что ни при  $b = 0.85$ , ни при  $b = 0.80$  одной только проникающей конвекцией наблюдаемую у желтых сверхгигантов корреляцию  $\lg [(^{23}\text{Na})_f / (^{23}\text{Na})_i] - \lg M/M_{\odot}$  объяснить не удастся. При учете проникающей конвекции для согласования результатов расчетов с наблюдениями требуется, чтобы  $a = 2$ , т. е. повышенное вдвое по сравнению с солнечным начальное содержание  $^{23}\text{Ne}$ .

В заключение выражаю благодарность В. В. Иванову за общее руководство работой и редакционные замечания, а также А. С. Бахтиярову, Т. Е. Дервиз, В. Б. Ильину, А. Д. Кудряшову, А. В. Тутукову, Е. И. Старицыну и А. Б. Шнейвайсу за обсуждение.

THE ORIGIN OF ANOMALOUS SODIUM ABUNDANCES IN  
YELLOW SUPERGIANTS

P. A. DENISENKOV

The rapid method of computation of composition changes taking place in the atmospheres of intermediate mass stars due to the first dredge-up is proposed. Changes of atmospheric abundances caused by nuclear reactions of pp—chains, CNO tri—cycle, NeNa— and Mg Al—cycles in stars with masses 2.5, 5, 10 and  $20M_{\odot}$  are calculated by this method. The correlations of sodium overabundances with  $\lg g$  and  $\lg M/M_{\odot}$  for yellow supergiants are shown to be in good agreement with theoretical predictions if one assumes that the initial  $^{22}\text{Ne}$  abundance is 3 times larger than the standard solar value. The difficulties in interpretation of the correlation  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}—\lg g$  are emphasized. It has been pointed out that isotopic composition of magnesium in yellow supergiants may differ from the solar one. The effect of convective overshooting on sodium overabundances is discussed.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Боярчук, И. Губены, И. Кубат, Л. С. Любимков, Н. А. Сахибуллин, *Астрофизика*, 28, 343, 1988.
2. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 66, 130, 1983.
3. D. D. Sasselov, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 98, 561, 1986.
4. R. E. Luck, D. L. Lambert, *Astrophys. J.*, 298, 782, 1985.
5. J. Tomkin, R. E. Luck, D. L. Lambert, *Astrophys. J.*, 210, 694, 1976.
6. R. E. Luck, *Astrophys. J.*, 212, 743, 1977.
7. R. E. Luck, *Astrophys. J.*, 218, 752, 1977.
8. П. А. Денисенков, В. В. Иванов, *Письма в Астрон. ж.*, 13, 520, 1987.
9. M. J. Harris, W. A. Fowler, G. R. Caughlan, B. A. Zimmerman, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 21, 165, 1983.
10. A. G. W. Cameron, *Essays in Nuclear Astrophysics*, Eds. C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm, Cambridge, England, 1982.  
(Русск. пер. *Ядерная астрофизика*, Мир, М., 1986, стр. 33).
11. I. Iben, Jr., A. Renzini, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 21, 271, 1983.
12. R. E. Luck, *Astrophys. J.*, 232, 797, 1979.
13. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, *Астрофизика*, 20, 85, 1984.
14. B. Paczynski, *Acta Astron.*, 20, 47, 1970.
15. W. A. Fowler, G. R. Caughlan, B. A. Zimmerman, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 13, 69, 1975.
16. D. D. Clayton, *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, N. Y., 1968.
17. П. А. Денисенков, *Ред. ж. Вестн. ЛГУ, Мат., мех., астрон.*, 1990, стр. 43. Деп. в ВНИИТИ, (в печати).
18. A. Maeder, *Astron. and Astrophys. J.*, 120, 113, 1983.

19. *W. D. Arnett, J. W. Truran, Astrophys. J., 157, 339, 1969.*
20. *J. Kajino, Nucl. Phys., A460, 559, 1986.*
21. *P. Schmalbrock, J. R. Donoghue, M. Wiescher, V. Vijekumar, C. P. Brown, A. A. Rollefson, C. Rolfs, A. Vltks, Nucl. Phys., A457, 182, 1986.*
22. *J. Görres, H. W. Becker, Z. Buchmann, C. Rolfs, P. Schmalbrock, H. P. Trautvetter, A. Vltks, J. W. Hammer, J. R. Donoghue, Nucl. Phys., A408, 372, 1983.*
23. *A. E. Champagne, A. B. McDonald, J. F. Wang, A. J. Howard, P. V. Magnus, P. D. Parker, Nucl. Phys., A451, 498, 1986.*
24. *П. А. Денисенков, Письма в Астрон. ж., 14, 1023, 1988.*
25. *P. R. Warren, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 161, 427, 1973.*
26. *J. van Paradijs, Astron. and Astrophys., 23, 369, 1973.*
27. *R. Foy, Astron. and Astrophys., 138, 246, 1984.*
28. *M. E. Wiedenbeck, Adv. Space Res., 4, 15, 1984.*
29. *N. Lund, Adv. Space Res., 4, 5, 1984.*
30. *Л. С. Любимков, Астрофизика, 20, 475, 1984.*
31. *B. Matzka, C. Wassermann, A. Weigart, Astron. and Astrophys., 107, 283, 1982.*
32. *A. Renzini, Astron. and Astrophys., 188, 49, 1987.*
33. *А. Г. Масевич, Е. И. Попова, А. В. Тугуков, Л. Р. Юнгельсон, Науч. инф. Астрон. сов. АН СССР, 47, 31, 1981.*
34. *Е. И. Старицын, Науч. инф. Астрон. сов. АН СССР, 65, 17, 1988.*

УДК: 524.338

СВОЙСТВА КОМПОНЕНТОВ СИМБИОТИЧЕСКИХ ЗВЕЗД  
ПО ВЫЧИСЛЕНИЮ МОДЕЛЕЙ

Л. Э. ЛЕЭДЯРВ

Поступила 10 ноября 1988

Принята к печати 26 апреля 1989

Из сравнения наблюдаемых и вычисленных непрерывных спектров в широком диапазоне длин волн (от 25 Å до 20 см) определены приблизительные физические характеристики компонентов 15 симбиотических звезд. За основу вычислений принята четырехкомпонентная модель симбиотической звезды (красный гигант, горячий компонент, ионизованный газ, пыль). Данные наблюдений собраны из литературы. Результаты для горячих компонентов соответствуют предположению, что симбиотические звезды — довольно старые двойные системы, где нынешний красный гигант — звезда с меньшей начальной массой. В большинстве симбиотических звезд, видимо, имеет место аккреция вещества от красного гиганта на горячий компонент.

1. *Введение.* Симбиотические звезды известны как звезды с пекулярным спектром, где наблюдаются одновременно молекулярные полосы поглощения, характерные для холодных гигантов, и эмиссионные линии высокого возбуждения. Спектр и блеск всех подобных объектов являются переменными. В настоящее время практически все симбиотические звезды принято считать двойными звездами, хотя прямые доказательства двойственности имеются для немногих звезд.

Из компонентов симбиотических звезд наиболее полно изучены холодные гиганты (см., например, работы [1—4]). Природа горячих компонентов менее изучена. Обычно предлагают следующие варианты: 1) горячий субкарлик, 2) аккреционный диск вокруг белого карлика или звезды главной последовательности, 3) радиальная аккреция карликовой звездой из звездного ветра холодного компонента. Горячий компонент ионизует истекаемое из холодного гиганта вещество, образуя излучающую туманность. Кроме того, в некоторых симбиотических системах существует пыль.

В настоящей статье мы сделаем попытку определить основные физические характеристики компонентов симбиотических звезд на основании сравнения вычисленных непрерывных спектров с данными наблюдений. Аналогичную работу для выяснения природы горячего компонента прове-

ли Кеннон и Веббинк [5], вычислив непрерывные спектры симбиотических звезд в интервале  $1000 \text{ \AA} - 3.5 \text{ мкм}$ . Мы использовали данные наблюдений в более широком диапазоне длин волн: от  $25 \text{ \AA}$  до  $20 \text{ см}$ . Наши модели также несколько модифицированы по сравнению с моделями работы [5]. Настоящую статью можно рассматривать как продолжение работы [4], из которой нами заимствованы основные характеристики холодных компонентов симбиотических звезд.

2. *Методика вычислений.* Метод определения свойств компонентов симбиотических звезд состоит в сравнении наблюдаемых и теоретических потоков в непрерывном спектре. За основу принята следующая модель:

1) холодный гигант спектрального класса К или М, в некоторых случаях переменная типа Миры Кита;

2) горячий компонент:

— субкарликовая звезда без аккреции,

— аккреционный диск вокруг белого карлика, субкарлика или звезды главной последовательности;

3) туманность из ионизованного водорода и дважды ионизованного гелия, размер ионизованного объема определяется светимостью горячего компонента;

4) оболочка холодной пыли вокруг звезды-гиганта (не присутствует во всех случаях).

Вычисление и суммирование непрерывных спектров каждого компонента, а также сравнение с наблюдениями проводилось с помощью ЭВМ. Длины волн, при которых вычислялся теоретический спектр, фиксированы; обычно используют 144 точки в диапазоне длин волн от  $25 \text{ \AA}$  до  $20 \text{ см}$ , включая важнейшие молекулярные полосы поглощения и границы спектральных серий водорода и гелия. Методика вычислений подробно изложена в работе [6], здесь мы касаемся только некоторых моментов.

Для спектра холодного компонента использованы усредненные наблюдаемые распределения энергии красных гигантов, полученные на магнитной ленте из Института физики АН Литовской ССР. Распределения энергии в диапазоне длин волн от  $1.25$  до  $5 \text{ мкм}$  экстраполированы по моделям Цудзи [7], а при больших длинах волн использована формула Планка с эффективной температурой звезды  $T_{eff}$ .

При расчетах в качестве горячего компонента может быть выбрана звезда типа субкарлика или аккреционный диск вокруг звезд разных типов. В первом случае использовано, приближение абсолютно черного тела (АЧТ), поскольку показано (см., например, [5]), что это не обуславливает существенной разницы в потоках по сравнению с точными моделями атмосфер.

В большинстве симбиотических звезд, видимо, горячая звезда аккрецирует вещество, выбрасываемое холодным гигантом. В настоящей статье рассматривается аккреционный диск как возможный источник горячего излучения. Непрерывный спектр аккреционного диска вычисляется следуя классической работе Шакуры и Сюняева [8], в предположении, что аккреционный диск является оптически толстым и локально излучает как АЧТ с температурой, зависящей от расстояния до центральной звезды. Пограничный слой между диском и звездой, благодаря его высокой температуре ( $\approx 10^6$  K), также может быть рассмотрен как АЧТ.

Распределение энергии в спектре аккреционного диска зависит от многих параметров: от массы и радиуса аккрецирующей звезды, от скорости аккреции, от внешнего радиуса и угла наклона диска к картинной плоскости. Для некоторых звезд часть из этих величин можно найти в литературе, тогда они принимаются в вычислениях как фиксированные. В других случаях обычно фиксируют массу звезды и внешний радиус диска как оказавших наименьшее влияние на форму распределения энергии; основными выходными параметрами являются радиус аккрецирующей звезды и скорость аккреции. Исследование моделей показывает, что наблюдаемые характеристики моделей довольно слабо зависят от угла наклона диска  $i$  при  $i = 0^\circ \dots 45^\circ$ , существенной эта зависимость будет, когда  $i$  приближается к  $90^\circ$ . Если значение  $i$  для данной звезды неизвестно, принимают  $i = 30^\circ$  как некоторое среднее значение, а если в звезде происходят затмения, то выбрано  $i$  ближе к  $90^\circ$ .

Горячий компонент ионизует истекаемое из холодного гиганта вещество, создавая условия для возникновения эмиссионных линий. В непрерывном спектре газ излучает благодаря рекомбинациям и свободно-свободным переходам. При меньших электронных плотностях можно рассматривать и двухфотонную эмиссию водорода. Нами предполагается, что туманность является оптически толстой за границей серии Лаймана и оптически тонкой над границей. Тогда поток  $F_{gas}$  пропорционален коэффициенту излучения и объему газа. Для свободно-свободных переходов туманность может стать оптически толстой в радиодиапазоне (при  $\lambda \sim 0.1$  мм — 10 см). В этом случае используют метод формальной яркостной температуры по Каплану и Пикельнеру [9, стр. 126]. Объем ионизованного газа определяется по теории сферы Стремгрена. Коэффициенты излучения вычисляют по формулам из работы [10].

У некоторых симбиотических звезд распределение энергии в инфракрасной области указывает на существование более холодного источника излучения, чем красный гигант. Таким источником, по всей вероятности, является пылевая оболочка вокруг холодной звезды. Доля таких «пылевых» звезд может достигать 20—40% всех симбиотических звезд [11, 12]. Холодный компонент в этих системах обычно позднего спектрального под-

класса ( $\geq M4$ ), зачастую мирид. Температура пыли порядка 800—1000 К, иногда и  $\leq 500$  К.

В литературе имеются разные модельные вычисления непрерывного спектра пылевых оболочек звезд (например [13, 14]). При этом требуется много физических параметров, значения которых нам неизвестны. Мы не ставили своей целью определить все эти параметры, а в качестве первого приближения приняли предположение, что пылевая оболочка сферическая и излучает как АЧТ. В некоторых случаях лучшее согласие с наблюдениями достигается при предположении существования двух пылевых оболочек.

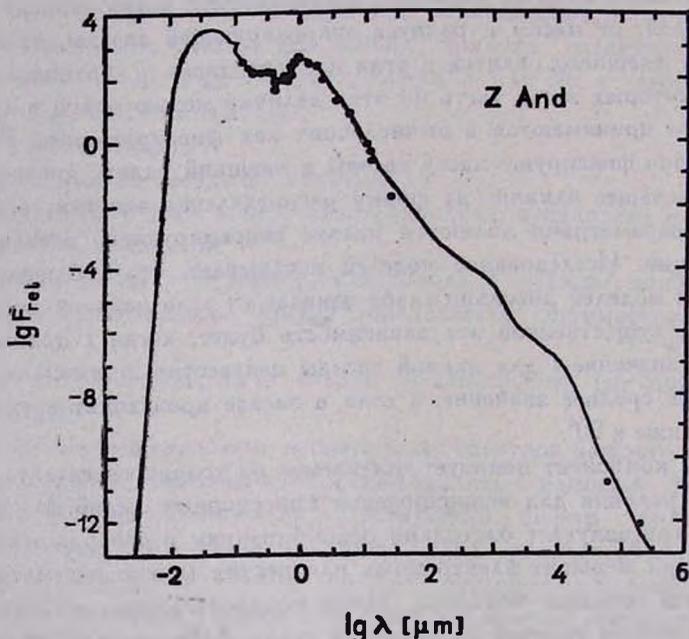


Рис. 1. Распределение энергии в спектре Z And (модель с АЧТ).

Непрерывные спектры компонентов симбиотических звезд суммируют, для сравнения с наблюдениями используют распределения энергии, нормированные к длине волны 5500 А или 1.25 мкм. Наблюдаемое распределение энергии исправляют за межзвездное поглощение, с помощью кривой экстинкции по работам [15, 16]. Значения  $E(B-V)$  и расстояний в основном собраны из литературы. С помощью ЭВМ в интерактивном режиме выбирают параметры модели, дающие наилучшее согласие с наблюдениями. Рис. 1 и 2 иллюстрируют согласие теоретических и наблюдаемых потоков для звезд Z And и RR Tel. Использованные литературные источники данных наблюдений приведены в табл. 1.

Основной недостаток описанного метода состоит в том, что затруднен учет переменности звезды, поскольку часто нет одновременных наблюдений

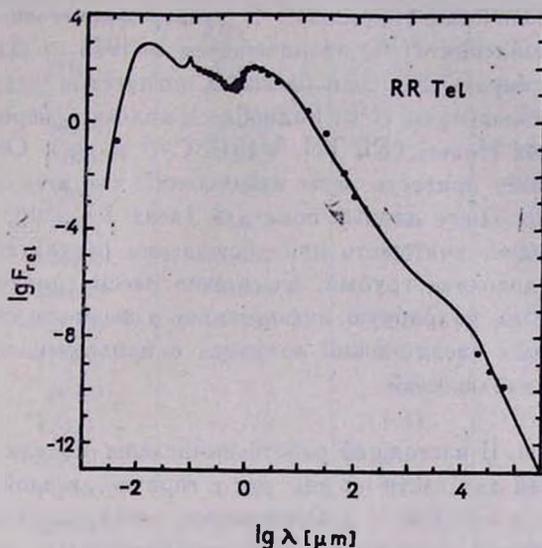


Рис. 2. Распределение энергии в спектре RR Tel (модель с аккреционным диском).

Таблица 1

ИСТОЧНИКИ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ДЛЯ ИССЛЕДУЕМЫХ ЗВЕЗД

Звезда	Источники данных наблюдений	$E(B-V)$	$d$ (пк)	Лит.
EG And	[2], [17—20]	0.10	0.34	[4]
AX Per	[2], [21—25]	0.30	2.7	[23]
RX Pup	[20], [26—33]	0.63	1.0	[66]
SY Mus	[12], [28], [34]	0.38	1.0	[4]
RW Hya	[2], [21], [24, 25], [28], [35]	0.01	1.0	[67]
Г CrB	[20—22], [24, 25], [36]	0.12	1.35	[68]
AG Dra	[2], [12], [25], [37—42]	0.06	1.2	[23]
AR Pav	[12], [20, 21], [24], [43, 44]	0.11	3.8	[43]
BF Cyg	[2], [5], [21], [23], [25]	0.33, 0.45	4.2	[23]
CI Cyg	[2], [12], [21, 22], [45, 46]	0.45	1.7	[69]
V 1016 Cyg	[21], [32], [47—52]	0.23	2.2	[47]
RR Tel	[20—21], [29], [31, 32], [52—55]	0.09	2.5	[54]
AG Peg	[12], [21, 22], [24, 25], [28, 29], [31, 32], [56]	0.10	1.0	[70]
Z And	[12], [21, 22], [25], [57—60]	0.31	1.2	[57]
R Aqr	[2], [12], [21], [32], [61—65]	0.13	0.33	[61]

Примечание. Для BF Cyg даны два значения  $E(B-V)$  — для моделей с АЧТ и с аккреционным диском, соответственно.

ний во всех спектральных диапазонах. Лучше всего обстоит дело в инфракрасной области — блеск симбиотических звезд там или постоянный, или изменяется периодически (мириды). В ультрафиолетовом диапазоне использованы наблюдения *IUE*, начинавшиеся в 1978 г. Для большинства звезд можно подбирать и оценки блеска в оптическом диапазоне, близкие по времени к наблюдениям *IUE*. Радиоблеск является переменным прежде всего у медленных Новых (RR Tel, V1016 Cyg и др.). Объем настоящей статьи не позволяет привести даты наблюдений для всех звезд. Отметим, что самые неоднородные данные пока для звезд RX Pup, V 1016 Cyg и R Aqr — это следует учитывать при обсуждении результатов. Описанный метод, конечно, довольно грубый, его можно рассматривать как первое приближение. Более подробную информацию о физических характеристиках симбиотических звезд можно получить с привлечением спектральных и других данных наблюдений.

**3. Результаты.** В настоящей работе вычислены модели 15 симбиотических звезд, причем для части из них как с горячей звездой, так и с аккреционным диском — согласие с наблюдениями почти одинаковое.

Основные нужные для вычислений характеристики холодных компонентов — радиусы и эффективные температуры заимствованы из статьи [4]. В некоторых случаях лучшее согласие между оптическими и инфракрасными наблюдениями достигается при использовании несколько измененных значений этих параметров или при изменении спектрального типа на  $\pm 1$  подкласс.

В качестве горячего компонента нами рассмотрены как горячие звезды в приближении АЧТ, так и аккреционные диски. Основные характеристики этих моделей приведены в табл. 2 и 3, соответственно. Для звезд, которые не повторяются в этих таблицах, не удалось получить хорошего согласия с наблюдениями при обоих типах моделей.

Ионизация газа в симбиотической системе рассматривается нами в простом предположении, что ионизованный объем сферический и имеет постоянную электронную плотность и температуру. Эти предположения, по всей вероятности, не совсем соответствуют действительности, но они позволяют определить некоторую среднюю электронную плотность из радионаблюдений, по частоте, при которой туманность становится оптически толстой. По форме континуума за границей серии Бальмера водорода можно с небольшой точностью оценить и электронную температуру, а при возможности значение  $T_e$  заимствовано из литературы (используемые значения  $T_e$  приведены в табл. 2 и 3). Более подробно свойства газовых туманностей в симбиотических звездах будут рассмотрены в дальнейших работах.

Таблица 2

СВОЙСТВА ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД В ПРИБЛИЖЕНИИ АЧТ

Звезда	АЧТ			$T_e$ (К)	Примечания
	$T$ (К)	$R/R_\odot$	$L_{hot}/L_{cold}$		
EG And	34000	0.055	0.05	10000	
AX Per	72000	0.213	0.38	16000	
SY Mus	55000	0.144	0.17	12000	
RW Hya	79000	0.078	0.25	15000	
T CrB	74000	0.042	0.07	20000	
	198000	0.006			1
AG Dra	189000	0.037	3.89	25000	
	175000	0.049	5.01	25000	2
BF Cyg	60000	0.300	0.31	10000	
V 1016 Cyg	120000	0.170	1.41	23000	
	286000	0.005			1
RR Tel	110000	0.164	0.57	25000	
	265000	0.004			1
AG Peg	43000	0.394	0.26	20000	
Z And	85000	0.079	0.28	15000	
R Aqr	23000	0.050	0.001	20000	
	307000	0.001			1

Примечания. 1 — Компактный горячий источник для объяснения рентгеновского излучения. 2 — Газовая туманность без He II.

Таблица 3

СВОЙСТВА АККРЕЦИРУЮЩИХ ЗВЕЗД

Звезда	Аккрецирующая звезда					$L_{acc}/L_{cold}$	$i$	$T_e$ (К)
	$M/M_\odot$	$R/R_\odot$	$M(M_\odot/\text{год})$	$T_{BL}$ (К)	$T_{max}^d$ (К)			
AX Per	0.8	0.085	1.2(-6)	2.30(5)	4.64(4)	0.12	30°	10000
RX Pup	1.0	0.009	5.0(-7)	1.05(6)	2.12(5)	0.50	20°	10000
SY Mus	0.8	0.16	5.0(-6)	2.04(5)	4.12(4)	0.76	85°	12000
T CrB	1.4	0.9	1.1(-6)	4.40(4)	8.89(3)	0.04	30°	17000
AR Pav	0.8	0.36	4.8(-6)	1.10(5)	2.22(4)	0.25	80°	12000
или	1.0	0.95	1.5(-5)	7.48(4)	1.51(4)	0.37	80°	12000
BF Cyg	0.9	0.080	4.0(-6)	3.35(5)	6.76(4)	0.42	30°	10000
CI Cyg	3.4	3.0	1.2(-4)	7.21(4)	1.45(4)	1.51	80°	14000
RR Tel	0.8	0.15	6.0(-6)	2.25(5)	4.53(4)	0.16	30°	17000
Z And	0.8	0.10	4.0(-7)	1.55(5)	3.12(4)	0.10	30°	10000
R Aqr	0.7	0.25	7.0(-8)	4.86(4)	9.82(3)	0.001	65°	18000

Анализ пылевых оболочек в данной статье довольно грубый. Нам кажется, что в приближении АЧТ можно получить оценку температуры пыли, а радиусы определяются менее достоверно, поскольку вследствие близости горячей звезды существование сферических пылевых оболочек таких размеров может оказаться невозможным (табл. 4). Предположение о существовании двух пылевых оболочек необходимо для получения лучшего согласия вычисленных потоков с наблюдениями, фактически же возможно существование одной оптически тонкой оболочки с большим градиентом температуры.

Таблица 4

## ТЕМПЕРАТУРЫ И РАДИУСЫ ПЫЛЕВЫХ ОБОЛОЧЕК В ПРИБЛИЖЕНИИ АЧТ

Звезда	$T_I$ (К)	$R_I$ (см)	$T_{II}$ (К)	$R_{II}$ (см)	Sp(гол. комп.)
RX Pup	800	2.0(14)	120	1.02(15)	M5
V1016 Cyg	750	4.1(14)	190	2.1(15)	M4
RR Tel	1000	1.87(14)	150	1.1(15)	M5
R Aqr	800	2.6(14)	90	8.3(14)	M7

Следует отметить, что достоверность полученных результатов зависит прежде всего от однородности данных наблюдений. Исследование моделей путем изучения влияния одного параметра на поведение непрерывного спектра показало, что, например, эффективную температуру горячей звезды  $T_{eff}$  можно определить с точностью  $\sim 5000$  К (в зависимости от значения  $T_{eff}$  это изменяет значение  $\lg L_{hot}/L_{\odot}$  на 0.08...0.23), ошибки в радиусах горячих звезд порядка 0.02...0.05  $R_{\odot}$ . В аккреционных моделях наиболее чувствительными параметрами являются радиус аккрецирующей звезды и скорость аккреции. Вычисления дают оценки точности этих величин порядка 20%. Следует иметь в виду, что такие оценки точности характеризуют формальную, математическую сторону дела, несоответствующие действительности физические предположения могут причинять более существенные ошибки. Наши результаты качественно согласуются с доступными в литературе данными. Наилучшими примерами могут служить Z And [71], RW Hya [35], RX Pup [30] (с другой стороны наша модель для RX Pup подходит только к началу 1980-х годов). Подробное обсуждение точности результатов и сравнение их с другими определениями для каждой звезды не войдет в настоящую статью.

4. *Обсуждение.* Симбиотические звезды представляют интерес прежде всего с эволюционной точки зрения — какое место принадлежит им в общей схеме эволюции звезд, из каких звезд они образовались, во что эво-

люционируют? Исчерпывающих ответов на эти вопросы нет, но существуют некоторые общие соображения, исходя из которых можно обсуждать и наши результаты.

Большинство симбиотических звезд, по всей вероятности, довольно старые двойные системы, в которых звезда с меньшей начальной массой является красным гигантом, а звезда с большей начальной массой в более поздней стадии эволюции: центральная звезда планетарной туманности (ПТ), субкарлик или белый карлик. Возможно и существование симбиотических звезд другого типа, где звезда с большей начальной массой — красный гигант, а другая звезда еще на главной последовательности и аккрецирует вещество, выбрасываемое красным гигантом (например, CI Cyg).

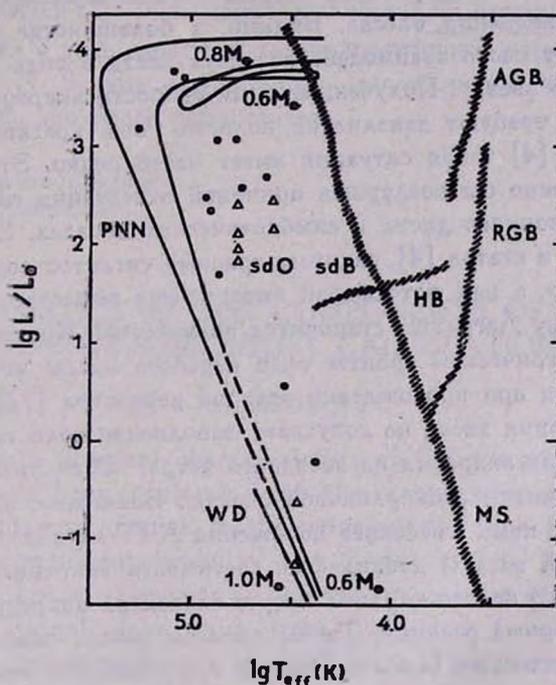


Рис. 3. Положение горячих компонентов симбиотических звезд на диаграмме Герцшпрунга—Рассела. Точками отмечены горячие звезды в приближении АЧТ, треугольниками — аккрецирующие звезды. Нанесены эволюционные треки для звезд с массами выродившегося ядра 0.6 и 0.8  $M_{\odot}$ .

Положение холодных компонентов симбиотических звезд на диаграмме Герцшпрунга—Рассела (Г—Р) изучено в работе [4]. Здесь мы рассмотрим горячие компоненты. Рис. 3 иллюстрирует положение на диаграмме Г—Р АЧТ из табл. 2. Как видно, большинство из них попадают в область центральных звезд ПТ и субкарликов типа О. По нанесенным эволюцион-

ным трекам, видимо, нельзя оценить массы горячих звезд, однако немногочисленные динамические определения указывают на более высокие значения. Но если предположить, что массы горячих звезд порядка  $0.6-1.0 M_{\odot}$ , то горячие звезды занимают на диаграмме Г—Р слишком высокое положение по сравнению с ожидаемым по их эффективной температуре. Судя по значениям радиусов, аккрецирующие звезды принадлежат к субкарликам и белым карликам, за исключением  $\text{CI Cyg}$ . Их приблизительное положение на диаграмме Г—Р также показано на рис. 3.

Возвращаясь к вопросу о природе горячего компонента, следует сказать, что горячая звезда типа центральной звезды ПТ может ионизовать окружающую туманность в мере, нужной для образования симбиотического спектра. Но с помощью такой модели трудно объяснить наблюдаемые нерегулярные изменения блеска. Видимо, в большинстве из симбиотических звезд имеет место взаимодействие двух звезд в виде аккреции вещества на горячую звезду. Полученные нами скорости аккреции (табл. 3) во многих случаях требуют заполнения полости Роша красным гигантом, но по результатам [4] такая ситуация имеет место редко. Это противоречие все-таки не должно бы послужить причиной отвергания гипотезы существования аккреционного диска в симбиотических звездах. Если учитывать, что полученные в статье [4] радиусы красных гигантов соответствуют радиусам фотосфер, а над фотосферой имеется еще вещество, то перетечение массы через точку Лагранжа становится возможным. Кроме того в предположении эксцентрической орбиты темп переноса массы может значительно увеличиваться при прохождении звездой периастра [72].

Если сепарация звезд не допускает заполнения полости Роша, то возможна радиальная аккреция из звездного ветра. Это увеличивает светимость и время жизни субкарликовой звезды. Возможно, этим и объясняются полученные нами «высокие» положения АЧТ на диаграмме Г—Р — к светимости самой звезды добавляется светимость аккреции. На поверхности вырожденного белого карлика могут, благодаря аккреции, снова начинаться термоядерные реакции. Таким образом можно объяснить вспышки повторных и медленных Новых, которые тоже принято считать принадлежащими к симбиотическим звездам. Довольно интенсивное рентгеновское излучение некоторых звезд ( $V1016 \text{ Cyg}$ ,  $\text{RR Tel}$ ,  $\text{R Aqr}$ ) тоже может быть обусловлено термоядерными реакциями.

5. **Заключение.** В данной работе получены следующие основные результаты:

1. Выработан комплекс программ для вычисления непрерывного спектра симбиотических звезд и сравнения его с наблюдениями.
2. С привлечением данных наблюдений из литературы, построены приблизительные физические модели для 15 симбиотических звезд.

3. Положение горячих компонентов на диаграмме Г—Р соответствует предположению, что большинство симбиотических звезд—старые двойные системы, где нынешний красный гигант— звезда с меньшей начальной массой.

4. Приведены аргументы в пользу предположения, что в большинстве симбиотических звезд имеет место аккреция—как в виде дисковой, так и сферически-симметричной аккреции.

Наконец отметим, что хотя симбиотические звезды в последние годы интенсивно исследовались, осталось еще много нерешенных проблем. Эти звезды заслуживают дальнейшего всестороннего изучения, поскольку в них имеют место многие интересные явления.

Автор выражает глубокую признательность **Л. Лууду** за ценные советы и обсуждения в ходе работы, а также анонимному рецензенту за полезные замечания. **Х. Венник** и **А. Линнас** заслуживают благодарность за большую помощь при оформлении статьи.

Институт астрофизики и физики  
атмосферы АН Эст.ССР

## CHARACTERISTICS OF THE COMPONENTS OF SYMBIOTIC STARS FROM MODEL CALCULATIONS

L. LEEDJÄRV

Approximate physical characteristics of the components of 15 symbiotic stars have been derived from the comparison of observed and calculated continuous spectra in the wavelength range from 25 Å to 20 cm. The four-component model of the symbiotic star has been applied (a red giant, a hot component, an ionized gaseous nebula, a dust envelope). Observational data have been collected from literature. The results for hot components are in accordance with the assumption that symbiotic stars are quite old binary systems, where the originally less massive star has become a red giant. It is likely that in most of the symbiotic stars accretion of matter from the red giant to the hot component is taking place.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *D. A. Allen*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 192, 521, 1980.
2. *S. J. Kenyon, J. S. Gallagher*, Astron. J., 88, 666, 1983.
3. *S. J. Kenyon, T. Fernandez-Castro*, Astron. J., 93, 938, 1987.
4. *Л. С. Лууд, Л. Э. Ледяра*, Астрофизика, 24, 265, 1986.

5. S. J. Kenyon, R. F. Webbink, *Astrophys. J.*, 279, 252, 1984.
6. L. Leedjärv, *ENSV TA Prepr.*, A-7, 1988.
7. T. Taujt, *Astron. and Astrophys.*, 62, 29, 1978.
8. N. I. Shakara, R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.*, 24, 337, 1973.
9. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, *Физика межзвездной среды*, Наука, М., 1979.
10. L. R. Brown, W. G. Mathews, *Astrophys. J.*, 160, 939, 1970.
11. D. A. Allen, *Proc. Astron. Soc. Australia*, 5, 369, 1984.
12. А. С. Луца, Т. А. Тувикене, *Астрофизика*, 28, 457, 1987.
13. R. J. Sopka, R. Hildebrand, D. T. Jaffe, I. Gatley, T. Roellig, M. Wernes, M. Jura, B. Zuckerman, *Astrophys. J.*, 294, 242, 1985.
14. W. K. Rose, *Astrophys. J.*, 312, 284, 1987.
15. A. Sapar, I. Kausik, *Tartu Astrofüüs. Observ. Publ.*, 46, 71, 1978.
16. L. Luud, *Tartu Astrofüüs. Observ. Publ.*, 46, 55, 1978.
17. R. E. Stencel, *Astrophys. J.*, 281, L75, 1984.
18. J. B. Kaler, J. P. Hickley, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 95, 759, 1983.
19. J. P. Swings, D. A. Allen, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 84, 523, 1972.
20. S. J. Kenyon, F. Fernandez-Castro, R. E. Stencel, *Astron. J.*, 92, 1118, 1986.
21. J. Sahade, E. Brandt, J. M. Fontenla, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 56, 17, 1984.
22. W. P. Blatz, R. E. Stencel, W. A. Feibelman, A. G. Michalitsianos, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 53, 573, 1983.
23. О. Г. Таранова, Б. Ф. Юдин, *Астрон. ж.*, 59, 92, 1982.
24. D. A. Allen, *IAU Colloq.*, No. 70, *The Nature of Symbiotic Stars*, eds. M. Friedjung, R. Viotti, D. Reidel, Dordrecht, 1982, p. 27.
25. E. R. Seaquist, A. R. Taylor, S. Butten, *Astrophys. J.*, 284, 202, 1984.
26. P. A. Whitelock, R. M. Catchpole, M. W. Feast, G. Roberts, B. S. Carter, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 203, 363, 1983.
27. M. Kafatos, A. G. Michalitsianos, W. A. Feibelman, *Astrophys. J.*, 257, 204, 1982.
28. M. W. Feast, B. S. C. Robertson, R. M. Catchpole, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 179, 499, 1977.
29. P. F. Roche, D. A. Allen, D. K. Atken, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 204, 1009, 1983.
30. E. R. Seaquist, A. R. Taylor, *Astrophys. J.*, 312, 813, 1987.
31. A. E. Wright, D. A. Allen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 184, 893, 1978.
32. C. R. Purton, P. A. Feldman, K. A. Marsh, D. A. Allen, A. E. Wright, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 198, 321, 1982.
33. J. M. Hollis, R. J. Oltversen, M. Kafatos, A. G. Michalitsianos, *Astrophys. J.*, 301, 877, 1986.
34. A. G. Michalitsianos, M. Kafatos, W. A. Feibelman, R. W. Hobbs, *Astrophys. J.*, 253, 735, 1982.
35. S. J. Kenyon, T. Fernandez-Castro, *Astrophys. J.*, 316, 427, 1987.
36. F. A. Cordova, K. O. Mason, J. E. Nelson, *Astrophys. J.*, 245, 609, 1981.
37. R. Viotti, O. Rucciardi, D. Ponz, A. Giangrande, M. Friedjung, A. Cassatella, G. B. Baratta, A. Altamore, *Astron. and Astrophys.*, 119, 285, 1983.
38. M. T. Martel, R. Gravina, *Inf. Bull. Var. Stars*, No. 2750, 1985.
39. О. Г. Таранова, Б. Ф. Юдин, *Письма в Астроф. ж.*, 9, 36, 1983.
40. N. L. Cohen, F. D. Ghtgo, *Astron. J.*, 85, 451, 1980.

41. C. M. Anderson, J. P. Cassinelli, W. T. Sanders, *Astrophys. J.*, 247, L127, 1981.
42. L. Piro, A. Cassatella, L. Spinnoglio, R. Viotti, A. Altamore, *IAU Circ. No.* 4082, 1985.
43. J. W. Menzies, I. M. Coulson, J. A. R. Caldwell, P. M. Corben, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 200, 463, 1982.
44. M. H. Slovak, *IAU Colloq. No. 70. The Nature of Symbiotic Stars*, eds. M. Friedjung, R. Viotti, D. Reidel, Dordrecht, 1982, p. 195.
45. О. Г. Таранова, Б. Ф. Юдин, *Астрон. ж.*, 58, 1051, 1981.
46. T. Itjima, *Astron. and Astrophys.*, 116, 210, 1982.
47. H. Nussbaumer, H. Schild, *Astron. and Astrophys.*, 101, 118, 1981.
48. Б. Ф. Юдин, *Астрон. ж.*, 59, 307, 1982.
49. А. П. Ипатов, Б. Ф. Юдин, *Письма в Астрон. ж.*, 7, 432, 1981.
50. P. M. Harvey, *Astrophys. J.*, 188, 95, 1974.
51. T. Simon, *Astron. J.*, 79, 1054, 1974.
52. D. A. Allen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 197, 739, 1981.
53. M. W. Feast, P. A. Whitelock, R. M. Catchpole, G. Roberts, B. S. Carter, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 202, 951, 1983.
54. M. V. Penston, P. Benvenuti, A. Cassatella, A. Heck, P. Selvelli, F. Macchetto, D. Ponz, C. Jordan, N. Cramer, F. Rufener, J. Manfroid, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 202, 833, 1983.
55. E. R. Seaquist, *Astrophys. J.*, 211, 547, 1977.
56. M. H. Slovak, D. L. Lambert, *IAU Colloq. No. 70. The Nature of Symbiotic Stars*, eds. M. Friedjung, R. Viotti, D. Reidel, Dordrecht, 1982, p. 103.
57. A. Altamore, G. B. Baratta, A. Cassatella, M. Ertadjung, A. Gianfranco, O. Ricciardi, R. Viotti, *Astrophys. J.*, 245, 630, 1981.
58. P. Szkody, *Astrophys. J.*, 217, 140, 1977.
59. О. Г. Таранова, Б. Ф. Юдин, *Астрон. ж.*, 58, 1249, 1981.
60. N. J. Woolf, *Astrophys. J.*, 185, 229, 1973.
61. P. A. Whitelock, M. W. Feast, R. M. Catchpole, B. S. Carter, G. Roberts, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 203, 351, 1983.
62. R. Viotti, L. Piro, M. Friedjung, A. Cassatella, *Astrophys. J.*, 319, L7, 1987.
63. H. M. Johnson, *Astrophys. J.*, 237, 840, 1980.
64. B. G. Anandarao, S. R. Pottasch, *Astron. and Astrophys.*, 162, 167, 1986.
65. J. M. Hollis, M. Kafatos, A. G. Michalitsianos, H. A. McAlister, *Astrophys. J.*, 289, 765, 1985.
66. M. Klutz, O. Simonetto, J. P. Swings, *Astron. and Astrophys.*, 66, 283, 1978.
67. M. Kafatos, A. G. Michalitsianos, R. W. Hobbs, *Astrophys. J.*, 240, 114, 1980.
68. M. Plavec, *IAU Colloq. No. 70. The Nature of Symbiotic Stars*, eds. M. Friedjung, R. Viotti, D. Reidel, Dordrecht, 1982, p. 231.
69. О. Г. Таранова, Б. Ф. Юдин, *Письма в Астрон. ж.*, 9, 618, 1983.
70. А. П. Ипатов, Б. Ф. Юдин, *Письма в Астрон. ж.*, 12, 936, 1986.
71. T. Fernandez-Castro, A. Cassatella, A. Gimenez, R. Viotti, *Astrophys. J.*, 324, 1016, 1988.
72. J. C. Brown, C. B. Boyle, *Astron. and Astrophys.*, 141, 369, 1984.

УДК: 524.354.4

## О РОЛИ ТОКОВЫХ ПОТЕРЬ В ПУЛЬСАРАХ

И. Ф. МАЛОВ

Поступила 3 августа 1988

Принята к печати 4 ноября 1988

Показано, что наблюдаемые величины производной позиционного угла линейной поляризации и оценки углов  $\beta$  между магнитным полем и осью вращения не согласуются с предсказанием модели токовых потерь об увеличении  $\beta$  в процессе эволюции пульсара. Выявлено отсутствие изменения наблюдаемой ширины профиля с возрастом, что может быть связано с синхронным изменением угла  $\beta$  и ширины конуса излучения. Обнаружено, что удаление пульсаров от плоскости Галактики, начиная с некоторого возраста, прекращается и намечается тенденция «оседания» их на плоскость Галактики.

1. *Введение.* В течение первых 15 лет исследования пульсаров считалось, что замедление вращения нейтронной звезды связано с ее магнитодипольным излучением на частоте вращения  $\Omega = \frac{2\pi}{P}$ . При этом потери

энергии вращения сопровождаются потерей углового момента и торможением пульсара. В рамках таких представлений были объяснены основные особенности эволюции и распределения параметров пульсаров. Однако в 1983 г. в работе [1] был предложен альтернативный механизм торможения за счет пондеромоторного взаимодействия текущих по поверхности нейтронной звезды токов с ее магнитным полем. Как показали дальнейшие исследования (см., например, [2—3]), целый ряд существующих наблюдательных данных можно согласовать с предсказаниями токовой модели. В связи с этим было бы интересно провести сравнение с наблюдениями по тем пунктам, где предсказания указанных моделей различны.

В настоящей работе мы сопоставим некоторые следствия из моделей токовых и магнитодипольных потерь с существующими наблюдательными данными.

2. *Замедление вращения пульсаров.* В работе [2] показано, что скорость изменения энергии вращения пульсара за счет токовых потерь определяется соотношением:

$$J_r \Omega \dot{\Omega} = - \frac{f^*(\beta)^2}{8} \frac{B^2 \Omega^4 R^6}{c^3} i \cos \beta, \quad (1)$$

где  $J_r$  — момент инерции нейтронной звезды,  $f^*(\beta)$  — слабая функция от угла  $\beta$  между осью вращения и магнитным полем (при изменении  $\beta$  от  $0^\circ$  до  $90^\circ$   $f^*$  принимает значения от 1.59 до 1.94),  $i$  — безразмерный ток, стекающий с поверхности звезды,  $B$  — магнитное поле на полюсе,  $R$  — радиус нейтронной звезды. Из соотношения (1) следует, что при прочих равных параметрах быстрее будут эволюционировать пульсары с малыми углами  $\beta$  (соосные ротаторы), причем в этой модели угол  $\beta$  будет со временем увеличиваться. Основным параметром модели токовых потерь можно считать параметр

$$Q = 2P^{1.1} \dot{P}_{-15}^{-0.4}, \quad (2)$$

где  $\dot{P}_{-15} = 10^{15} dP/dt$ . Для пульсаров с  $Q < 1$  из соотношения (1) можно получить [2]:

$$\dot{P}_{-15} \propto \cos^{3/2} \beta. \quad (3)$$

При потерях на магнитодипольное излучение соответствующее изменение энергии вращения составляет:

$$J_r \Omega \dot{\Omega} = - \frac{2B^2 \Omega^4 R^6}{3c^3} \sin^2 \beta. \quad (4)$$

Из этого выражения следует, что

$$|\dot{P}| \propto \sin^2 \beta, \quad (5)$$

т. е. быстрее должны эволюционировать пульсары с большими  $\beta$  (ортогональные ротаторы).

Сравним данные о производной периода  $\dot{P}$  из работы [4]\* и о значениях угла  $\beta_2$ , полученные в [6] на частоте 1600 МГц, поскольку на этой частоте проведены оценки для наибольшего числа (39) пульсаров.

Оказалось (рис. 1), что существует заметная положительная корреляция  $\lg \dot{P}$  и  $\beta$  (коэффициент корреляции  $K = 0.44$ ). Пунктирная прямая на рис. 1 проведена по методу наименьших квадратов. То же относится к прямым на всех последующих рисунках (для них в подписях к рисункам приведены соответствующие уравнения).

Для большей части пульсаров надежных оценок угла  $\beta$  не существует. Однако суждение о величине этого угла можно сделать по поляризацион-

\* Для PSR 1353—62 величина  $\dot{P}_{-15} = 3.211$  взята из каталога пульсаров [5].

ным данным на основе следующих соображений. В рамках общепринятой модели полого конуса при дипольном магнитном поле изменение позиционного угла  $\psi$  линейной поляризации в зависимости от долготы  $\varphi$  в среднем профиле описывается выражением [7]:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\sin \beta \sin \varphi}{\sin \zeta \cos \beta - \cos \zeta \sin \beta \cos \varphi}, \quad (6)$$

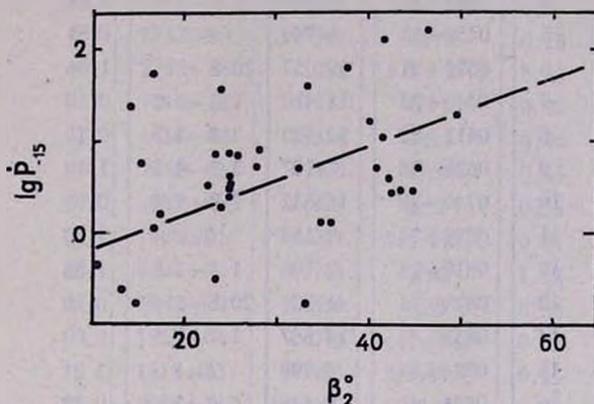


Рис. 1. Зависимость  $\lg P$  от угла  $\beta$ .  $\lg P_{-15} = (0.019 \pm 0.005) \beta^\circ - (0.187 \pm 0.213)$

где  $\xi$  — угол между лучом зрения наблюдателя и осью вращения пульсара. Максимальное изменение  $\psi$  происходит на центральном меридиане ( $\varphi = 0$ ) и описывается соотношением:

$$\left( \frac{d\psi}{d\varphi} \right)_M = \frac{\sin \beta}{\sin (\zeta - \beta)}, \quad (7)$$

из которого следует, что, в среднем, чем меньше  $\beta$ , тем меньше  $\left| \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$ .

Для дальнейших оценок используем измеренные нами и частично приведенные в работе [8] значения  $\left| \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$ , которые вместе с производными периода из [4] и величинами  $Q$ , вычисленными по соотношению (2), даны в табл. 1. Если известны измерения на нескольких частотах, указаны минимальное и максимальное значения  $\left| \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$ .

Таблица 1

№	PSR	$\dot{P}_{-15}$	$\left  \frac{d\psi}{d\tau} \right _{\mu}$	Q
1	2	3	4	5
1	0031-07	0.408	0.6-1.6	2.67
2	0149-16	1.300	0	1.47
3	0301+19	1.296	11.0-17.1	2.59
4	0355+54	4.338	1.2-2.2	0.15
5	0450-18	5.749	4.3	0.51
6	0525+21	40.057	20.8-31.1	1.96
7	0540+23	15.429	1.0-3.0	0.14
8	0611+22	59.630	3.3-3.7	0.12
9	0628-28	7.107	3.3-4.1	1.16
10	0740-28	16.832	2.0-9.2	0.09
11	0809+74	0.168	2.5	5.38
12	0818-13	2.106	1.3-7.5	1.88
13	0823+26	1.724	20.8-21.9	0.80
14	0833-45	124.687	1.7-7.5	0.02
15	0834+06	6.799	22.1	1.21
16	0835-41	3.546	6.6-20.1	0.88
17	0919+06	13.725	2.8	0.28
18	0940-55	22.739	1.9	0.37
19	0943+10	3.529	2.5-3.0	1.34
20	0950+08	0.229	1.6-2.9	0.78
21	0959-54	51.665	37.7	0.62
22	1055-52	5.834	1.6-1.9	0.17
23	1112-50	2.493	6.1	2.42
24	1133+16	3.733	6.4-12.1	1.43
25	1154-62	3.930	0-2.5	0.42
26	1221-63	4.955	6.1-16.4	0.20
27	1240-64	4.500	4.6	0.39
28	1323-62	18.890	34.1	0.31
29	1353-62	3.211	7.0	0.53
30	1426-66	2.771	6.9-10.2	1.03
31	1449-64	2.748	0-3.4	0.20
32	1451-68	0.099	0-3.0	1.15
33	1508+55	5.033	10.7-16.7	0.75
34	1530-53	1.428	29.0	2.45
35	1541+39	0.430	0	2.04
36	1556-44	1.020	5.0	0.46
37	1557-50	5.063	5.1	0.17
38	1558-50	69.572	10.7	0.31

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5
39	1604—00	0.306	6.2	1.23
40	1642—03	1.781	3.5—5.1	0.56
41	1700—32	0.700	25.0—25.5	2.85
42	1706—16	6.380	6.4—9.0	0.59
43	1727—47	163.672	5.2—21.2	0.21
44	1742—30	10.700	10.2	0.26
45	1747—46	1.295	6.9—29.3	1.29
46	1749—28	8.154	0—2.5	0.46
47	1818—04	6.338	24.1	0.54
48	1845—01	5.200	4.3	0.65
49	1859+03	7.487	3.5	0.56
50	1900+01	4.032	2.3—13.4	0.81
51	1907+02	2.764	4.0	1.32
52	1907+10	2.636	2.8	0.34
53	1911—04	4.070	4.0—8.9	0.92
54	1915+13	7.203	2.7—9.6	0.15
55	1916+14	211.400	20.2	0.28
56	1919+14	5.612	3.0	0.59
57	1919+21	1.348	3.3—11.1	2.45
58	1920+21	8.190	13.5	0.94
59	1924+16	18.004	1.4—1.6	0.35
60	1929+10	1.157	1.0—1.9	0.37
61	1933+16	6.004	5.0	0.32
62	1944+17	0.024	0.3—1.0	3.88
63	1946+35	7.052	9.3—10.2	0.64
64	1952+29	0.002	3.2	9.49
65	2016+28	0.149	0—9.0	2.26
66	2021+51	3.052	3.3—5.1	0.64
67	2045—16	10.961	15.0—42.0	1.61
68	2111+46	0.720	2.1—2.5	2.31
69	2148+63	0.168	8.3	1.40
70	2154+40	3.417	3.4—7.8	1.95
71	2217+47	2.764	0.5—17.1	0.66
72	2303+30	2.896	10.0—12.7	2.16
73	2319+60	7.037	7.5—7.6*	2.25
74	2324+60	0.309	5.5	0.63
75	2327—20	4.634	40	1.87

\* На рис. 2 приведены средние точки интервала изменений

$$\left| \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$$

Эти данные позволяют сопоставить значения  $\left| \frac{d\dot{\psi}}{d\varphi} \right|_M$ , увеличивающиеся, в среднем, с увеличением угла  $\beta$ , и величины  $\dot{P}$ , пропорциональные скорости замедления вращения нейтронных звезд. На рис. 2 представлена наблюдаемая зависимость  $\lg \dot{P} \left( \left| \frac{d\dot{\psi}}{d\varphi} \right|_M \right)$  для 75 пульсаров. Из этого рисунка следует, что  $\dot{P}$  растет с увеличением  $\left| \frac{d\dot{\psi}}{d\varphi} \right|_M$ . Такая тенденция качественно согласуется с предсказаниями магнитодипольной модели (соотношением (5)). Чтобы сопоставить наблюдения с токовой моделью, мы отобрали из табл. 145 пульсаров с  $Q < 1$  (рис. 2). Оказалось, что для этих пульсаров также наблюдается тенденция к увеличению скорости торможения с возрастанием  $\beta$  в противоречии с соотношением (3) для токовой модели.

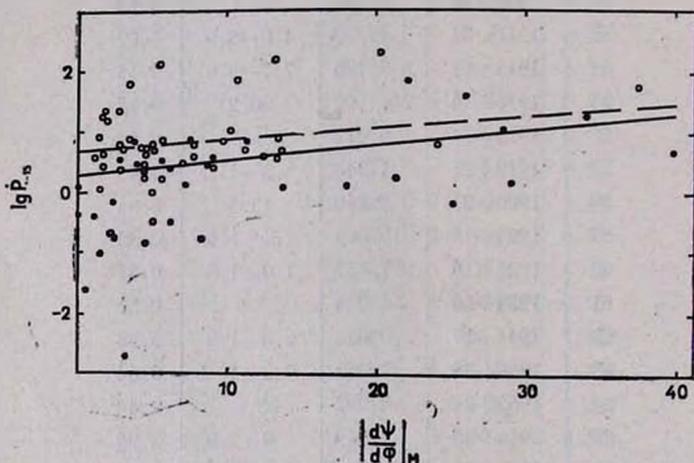


Рис. 2. Диаграмма наблюдаемых величин  $\lg \dot{P} \left( \left| \frac{d\dot{\psi}}{d\varphi} \right|_M \right)$  для 75 пульсаров:  $\lg \dot{P}_{-15} = (0.026 \pm 0.010) \left| \frac{d\dot{\psi}}{d\varphi} \right|_M + (0.28 \pm 0.12)$ ,  $K = 0.29$ . Кружками отмечены пульсары с  $Q < 1$ , для них  $\lg \dot{P}_{-15} = (0.02 \pm 0.01) \left| \frac{d\dot{\psi}}{d\varphi} \right|_M + (0.67 \pm 0.11)$  (пунктир),  $K = 0.29$ .

Наиболее определенную оценку угла  $\beta$  можно сделать для пульсаров с малыми значениями  $\left| \frac{d\dot{\psi}}{d\varphi} \right|_M$ . Угловой раствор конуса открытых силовых линий равен

$$\theta \approx \sqrt{\frac{r}{r_{LC}}}, \quad (8)$$

где  $r_{LC} = \frac{cP}{2\pi}$  — радиус светового цилиндра. По разным оценкам средние частоты (от 100 до 1000 МГц) генерируются на уровне  $\frac{r}{r_{LC}} \lesssim 0.1$ , что соответствует  $\theta \lesssim 18^\circ$ . Можно считать, что, в среднем,

луч зрения наблюдателя проходит на расстоянии  $(\zeta - \beta) \sim \frac{\theta}{2} \leq 9^\circ$ , т. е.  $\sin(\zeta - \beta) \sim 0.16$ , и из соотношения (7) получим:

$$\left| \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M \sim 6 \sin \beta. \quad (9)$$

Будем считать малыми углы  $\beta \leq 30^\circ$ . Для таких углов  $\left| \frac{d\psi}{d\varphi} \right| < 3$ .

Табл. 1 содержит 20 пульсаров с  $\frac{d\psi}{d\varphi}$ , удовлетворяющих этому условию. Из них у 13 объектов  $Q < 1$ , и должно выполняться соотношение (3) (если верна токовая модель). Для таких пульсаров должно быть  $\dot{P} > \bar{P}$ . В магнитодипольной модели для пульсаров с малыми  $\beta$   $\dot{P} < \bar{P}$ . Среднее по всей выборке пульсаров из [4] равно  $\bar{P}_{-15} = 9.4$ . Как показывают данные табл. 1, у 9 из 13 пульсаров с  $Q < 1$   $\dot{P} < \bar{P}$ , а среднее для этих 13 объектов равно 8.0. Если использовать все 20 пульсаров с малыми  $\left| \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$ , то для них  $\bar{P}_{-15} = 5.52$ , т. е. значительно меньше, чем среднее по всем пульсарам.

Следовательно, наблюдаемая тенденция изменения  $\dot{P}$  в зависимости от  $\left| \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M$  качественно согласуется с предсказаниями магнитодипольной модели и противоречит концепции токового торможения.

3. *Изменения наблюдаемой ширины профиля с возрастом.* В рамках традиционной модели полого конуса наблюдаемая ширина профиля  $W_{10}$  (в градусной мере) связана с реальным раскрывом конуса  $\theta$  соотношением [7]:

$$\cos W_{10} = \frac{\cos \theta - \cos \beta \cos \zeta}{\sin \beta \sin \zeta}. \quad (10)$$

Для оценки изменения  $W_{10}$  в зависимости от угла  $\beta$  будем считать, что луч зрения проходит через центр конуса, т. е.  $\zeta = \beta$ . В этом случае из (10) легко получить:

$$\sin \frac{W_{10}}{2} = \frac{\sin \frac{\theta}{2}}{\sin \beta}, \quad (11)$$

т. е. при фиксированной ширине конуса ( $\theta = \text{const}$ ) наблюдаемая ширина профиля тем больше, чем ближе ось конуса к оси вращения (чем меньше  $\beta$ ).

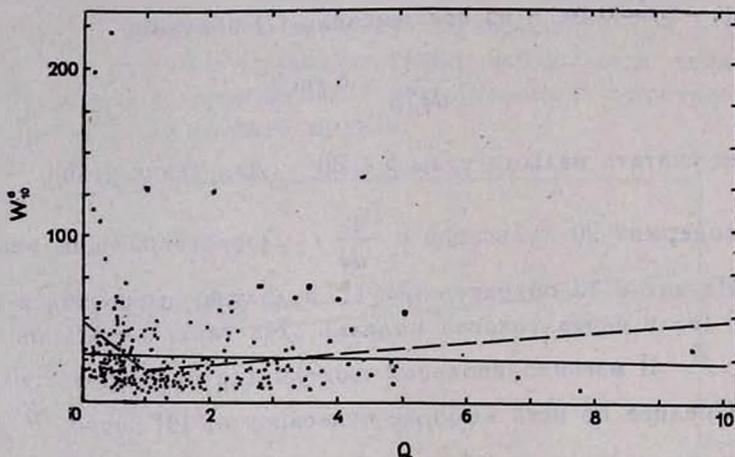


Рис. 3. Диаграмма  $W_{10}(Q)$  для пульсаров с  $Q < 1$ :  $W_{10}^{\circ} = (-29.87 \pm 11.48)Q + (46.98 \pm 6.69)$ ,  $K = -0.22$  и пульсаров с  $Q > 1$ :  $W_{10}^{\circ} = (34.4 \pm 1.49)Q + (16.21 \pm 4.15)$ ,  $K = 0.20$ . Сплошная прямая построена для всей выборки (271 пульсар):  $W_{10}^{\circ} = (-0.37 \pm 1.30)Q + (28.39 \pm 2.60)$ ,  $K = -0.01$ .

В модели токового торможения во время эволюции  $\beta$  увеличивается, поэтому с возрастом  $W_{10}$  должно уменьшаться (для старых пульсаров  $W_{10}$  должно быть, в среднем, меньше, чем для молодых). Для разделения пульсаров по возрасту можно использовать параметр  $Q$ : молодыми будем считать пульсары с  $Q < 1$ , старыми — с  $Q > 1$  [2]. Наблюдательные данные показывают, что ожидаемая тенденция отсутствует (рис. 3). Для всей выборки пульсаров зависимости  $W_{10}(Q)$  нет. Средние значения  $\bar{W}_{10} = 31^{\circ}.1$  для 136 молодых пульсаров ( $\bar{Q} = 0.53$ ) и для 135 старых объектов ( $\bar{Q} = 2.41$ )  $\bar{W}_{10} = 24^{\circ}.5$  очень близки к среднему по 271 пульсару  $\bar{W}_{10} = 27^{\circ}.8$  ( $\bar{Q} = 1.47$ ) (средне-квадратичное отклонение от среднего составляет  $12^{\circ}$ ). Интересно отметить, что намечается тен-

денция убывания функции  $W_{10}(Q)$  при  $Q < 1$  и ее возрастания для  $Q > 1$  (рис. 3).

Таким образом, данные этого раздела не дают преимущества ни модели магнитодипольного торможения, ни модели токовых потерь.

4. Удаление пульсаров от плоскости Галактики. В настоящее время считается общепринятым, что пульсары образуются в плоскости Галактики и имеют высокие пространственные скорости. Поэтому, чем больше возраст пульсара, тем большим должно быть его удаление от галактической плоскости (больше  $Z$ -координата). Как уже указывалось, мерилом возраста пульсара может служить параметр  $Q$ . Следовательно, должна наблюдаться положительная корреляция  $Z(Q)$ . На рис. 4 представлены соответствующие наблюдательные данные для всей выборки пульсаров, а также для пульсаров с  $Q < 1$  и с  $Q > 1$ . Из этого рисунка видно, что ожидаемая зависимость  $Z(Q)$  присутствует только у пульсаров с  $Q < 1$ , а у пульсаров с  $Q > 1$  намечается тенденция к уменьшению  $Z$ -расстояния с ростом  $Q$ .

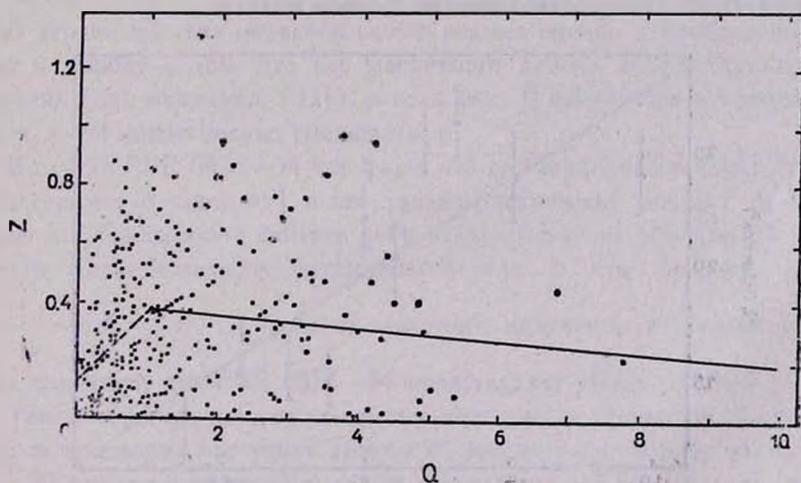


Рис. 4. Зависимость между удаленностью пульсара от плоскости Галактики (в кпк) и параметром  $Q$ : для 152 пульсаров с  $Q < 1$  — пунктир —  $Z = (0.26 \pm 0.07) \times Q + (0.12 \pm 0.04)$ ,  $K = 0.29$ , для 141 пульсара с  $Q > 1$  — сплошная прямая —  $Z = (-0.02 \pm 0.02) Q + (0.40 \pm 0.04)$ ,  $K = -0.10$ .

Следует подчеркнуть, что параметр  $Q$  может служить возрастным критерием как в магнитодипольной, так и в токовой модели: его увеличение связано с увеличением периода  $P$  и уменьшением производной  $\dot{P}$ , что действительно наблюдается у пульсара в Крабовидной туманности и ожидает-

ся для других радиопульсаров. Параметр  $Q = 2 \frac{P_{1.1}}{P_{0.1}}$  является аналогом характеристического возраста пульсара  $\tau = P/2\dot{P}$ . Поэтому полученные результаты свидетельствуют о том, что по достижении некоторого возраста, соответствующего, в среднем,  $Q \sim 1$ , пульсары перестают удаляться от плоскости Галактики (а, может быть, даже начинают «оседать» на нее). Альтернативное объяснение образования пульсаров с  $Q > 1$  вблизи плоскости Галактики с малыми пространственными скоростями не может быть принято, поскольку у этих пульсаров среднее  $Z$ -расстояние ( $|\bar{Z}| = 0.36$ ) больше, чем соответствующая величина ( $|\bar{Z}| = 0.26$ ) для объектов с  $Q < 1$ .

5. *Зависимости наблюдаемых параметров от величины  $Q$ .* Как уже отмечалось, при любой из двух альтернативных схем эволюции пульсаров рост параметра  $Q$  соответствует увеличению возраста пульсара. Поэтому наблюдаемые зависимости различных параметров от  $Q$  характеризуют лишь их изменение в процессе эволюции пульсара и не могут служить прямым доказательством справедливости токовой модели.

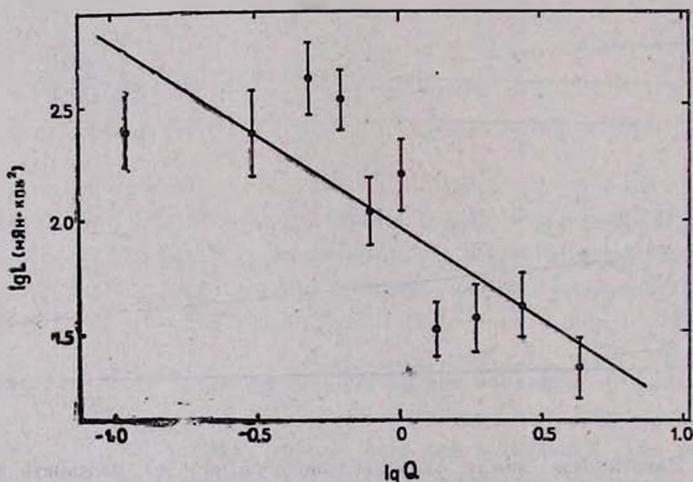


Рис. 5. Зависимость светимости пульсара от параметра  $Q$  [9]:  $\lg L = (-0.81 \pm 0.20) Q + (1.97 \pm 0.09)$ ,  $K = -0.82$ .

Отмеченная в работе [9] зависимость светимости  $L$  от  $Q$  может быть представлена как монотонное уменьшение  $L$  с возрастом (рис. 5). Действительно, в течение жизни пульсара увеличение периода и уменьшение его производной связано как с уменьшением энергии вращения нейтронной звезды  $E = 2\pi^2 I_n/P^2$ , так и с уменьшением скорости ее потеря

$|\dot{E}| = 4\pi^2 I_r \dot{P}/P^2$ . Поскольку энергия радиоизлучения пульсара в конечном счете черпается из энергии вращения, то при уменьшении  $E$  и  $|\dot{E}|$  следует ожидать и падения радиосветимости.

В работе [10] найдена корреляция относительной энергии межимпульсного излучения с величиной  $Q$ . В связи с этим можно заметить следующее. У молодых короткопериодических пульсаров генерация излучения происходит, по-видимому, вблизи светового цилиндра [11], где за счет релятивистских эффектов формируется узкий импульс, но может оставаться и заметное межимпульсное излучение. В основном относительная доля этого излучения зависит от расстояния до светового цилиндра и спектра излучения в собственной системе отсчета, связанной с пульсаром [12]. Количественное сопоставление теории релятивистского формирования импульса с наблюдениями — предмет специального исследования.

6. *Отдельные пульсары.* В качестве пробных объектов для проверки справедливости рассмотренных моделей можно взять самый молодой из известных пульсаров PSR 0531+21 и один из старых пульсаров PSR 0826—34.

В первом из этих объектов самые разные оценки и соображения приводят к выводу о том, что ось магнитного диполя перпендикулярна оси вращения (см., например, [13]), и если угол  $\beta$  изменяется в процессе эволюции, то он может только уменьшаться.

В случае PSR 0826—34 тот факт, что его периоды молчания (нуллины) достигают 8 часов [9] и что характеристический возраст  $\sim 30$  миллионов лет, заставляют считать этот пульсар старым объектом. С другой стороны, малое изменение позиционного угла в его среднем профиле

$\left. \frac{d\psi}{d\varphi} \right|_M \sim 1.5$  [14] и наличие заметного излучения в течение всего периода означают, что PSR 0826—34 представляет собой соосный ротатор.

Таким образом, данные по самому молодому и одному из старых пульсаров не подтверждают точку зрения об эволюции угла  $\beta$  от малых значений к  $90^\circ$ , предсказываемой моделью токовых потерь, и, напротив, соответствуют представлениям о магнитодипольном торможении.

7. *Заключение.* В результате проведенного анализа можно сделать следующие выводы.

1. Существующие данные о скорости изменения периода в зависимости от величины угла  $\beta$  между магнитным полем и осью вращения не подтверждают предсказанного теорией токовых потерь увеличения со временем наклона магнитной оси к оси вращения пульсара. Напротив, данные

наблюдений соответствуют общепринятой концепции замедления вращения за счет потерь на магнитодипольное излучение.

2. По наблюдаемым изменениям ширины профиля  $W_{10}$  в зависимости от возраста (от параметра  $Q$ ) нельзя отдать предпочтение ни модели токовых потерь, ни магнитодипольному торможению. Отсутствие заметной корреляции  $W_{10}(Q)$  может быть вызвано как большой дисперсией индивидуальных особенностей пульсаров, так и изменением с возрастом истинной ширины конуса излучения (см. соотношение (11)).

3. Изменение расстояния пульсаров от плоскости Галактики ( $Z$ -координаты) с возрастом, по-видимому, немонотонно. Для молодых пульсаров ( $Q < 1$ ) существует тенденция увеличения  $Z$ -расстояния с ростом  $Q$ , для старых объектов ( $Q > 1$ ) намечается обратная тенденция («оседание» пульсаров на плоскость Галактики).

4. Зависимость светимости и относительной доли межимпульсного излучения от параметра  $Q$  может быть объяснена в рамках традиционных представлений без привлечения предположений о токовых потерях.

5. Данные об углах  $\beta$  в PSR 0531+21 и 0826—34 не согласуются с выводом о малых  $\beta$  у молодых пульсаров и больших — у старых.

Эти результаты показывают, что в настоящее время нет оснований для исключения из рассмотрения предположения о потерях вращательной энергии за счет магнитодипольного излучения и для предпочтения модели токовых потерь.

В заключение автор выражает благодарность В. С. Бескину и группе исследования пульсаров Радиоастрономической станции ФИАН за полезные замечания.

Физический институт  
им. П. Н. Лебедева АН СССР

## ON THE ROLE OF „CURRENT LOSS“ IN PULSARS

I. F. MALOV

It has been shown that estimates for angles between magnetic and rotational axes do not confirm growing of these angles  $\beta$  during pulsar evolution predicted by „the current model“. It has been found that evolutionary changes of observable pulse widths are absent. This result may be connected with a synchronous change of the angle  $\beta$  and the width of the radiation cone. It is revealed that the increase of pulsar  $Z$ -distances ceases for some ages. Then the pulsars fall back on the Galactic plane.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Бескин, А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин, Ж. эксперим. и теор. физ., 85, 401, 1983.
2. V. S. Beskin, A. V. Gurevich, Ya. N. Istomin, *Astrophys. and Space Sci.*, 102, 301, 1984.
3. В. С. Бескин, А. В. Гуревич, Я. Н. Истомин, *Успехи физ. наук*, 150, 257, 1986.
4. R. N. Manchester, J. H. Taylor, *Astron. J.*, 86, 1953, 1981.
5. R. N. Manchester, J. H. Taylor, *Astron. J.* (in press).
6. И. Ф. Малов, *Астрофизика*, 24, 507, 1986.
7. Р. Манчестер, Дж. Тейлор, *Пульсары*, Мир, М., 1980.
8. И. Ф. Малов, С. А. Сулейманова, *Астрофизика* (в печати).
9. J. H. Taylor, D. R. Stinebring, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 24, 285, 1986.
10. Т. В. Смирнова, Т. В. Шабанова, *Тр. Физ-мат АН СССР*, № 199 (в печати).
11. И. Ф. Малов, *Астрон. ж.*, 62, 252, 1985.
12. F. G. Smith, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 154, 5P, 1971.
13. J. Kristian, N. Visvanatan, J. A. Westphal, G. H. Snellen, *Astrophys. J.*, 162, 475, 1970.
14. J. D. Biggs, P. M. McCulloch, P. A. Hamilton, R. N. Manchester, A. G. Lyne *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 215, 281, 1985.

УДК: 524.354.4—327

## МАГНИТО-ДИПОЛЬНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СТВОЛОВ НЕЙТРОННЫХ ВИХРЕВЫХ НИТЕЙ

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

Поступила 17 февраля 1989

Принята к печати 23 мая 1989

Рассмотрено магнито-дипольное излучение нормальных стволов квантованных сверхтекучих нейтронных вихревых нитей в сильных локальных магнитных полях, создаваемых плотной сетью протонных вихревых нитей. Показано, что этот механизм объясняет наблюдаемое замедление угловой скорости вращения подавляющего большинства пульсаров. В рамках этого механизма проведена оценка радиусов «пре»-фазы нейтронных звезд с использованием имеющейся статистики пульсаров.

1. *Введение.* В последние годы рядом авторов [1] были предприняты попытки теоретического объяснения наблюдаемого теплового неимпульсного рентгеновского излучения пульсаров [2]. В работе [1] был предложен механизм магнито-дипольного излучения сверхтекучими нейтронами — MDRSN. Согласно механизму MDRSN сверхтекучие вихри могут излучать фотоны в среднем магнитном поле  $B \sim 10^{12}$  Гс, в то время как куперовские пары нейтронов находятся в состояниях  $^3P_2$ . В работах [1, 3] рассматривался вопрос уменьшения угловой скорости вращения нейтронной звезды в рамках механизма MDRSN.

Нами предложен механизм магнито-дипольного излучения стволы сверхтекучих нейтронных вихрей в сильных локальных магнитных полях  $B \sim 10^{14}$  Гс, создаваемых сетью протонных вихрей [4]. Излучение только стволы вихрей, состоящих из нормальных нейтронов, достаточно для объяснения уменьшения угловой скорости вращения пульсаров. Механизм магнито-дипольного излучения стволы вихрей — МДИСВ действует и тогда, когда сверхтекучие нейтроны спарены в состояниях  $^1S_0$ . Тем самым механизм действует во всей «пре»-фазе. Проведена оценка возможных радиусов «пре»-фазы нейтронных звезд на основе статистики пульсаров в предположении, что уменьшение угловой скорости звезды обусловлено только механизмом МДИСВ. Полученные результаты хорошо согласуются с теорией строения нейтронных звезд.

В «пре»-фазе нейтронной звезды имеем вращающуюся сверхтекучую нейтронную жидкость, которая представляет собой регулярную решетку квантованных вихрей со стволами из нормальных нейтронов. Количество вихрей  $N$  и расстояние  $b$  между ними задается формулами

$$N = \left( \frac{2m_n \Omega}{n\hbar} \right) R^2, \quad (1)$$

$$b = \left( \frac{n\hbar}{2m_n \Omega} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $R$  — радиус «пре»-фазы,  $\Omega$  — угловая скорость вращения нейтронной звезды,  $m_n$  — масса нейтрона,  $n$  — квантовое число циркуляции. Радиус ствола  $a_0$  нейтронного вихря представляет собой длину когерентности нейтронной жидкости

$$a_0 = \frac{E_F}{k_F \Delta} \approx (3\pi^2)^{1/3} \frac{\hbar^2}{2m_n^{1/2}} \frac{\rho^{1/2}}{\Delta}, \quad (3)$$

где  $E_F$  — энергия Ферми,  $\hbar k_F$  — импульс Ферми нейтронов,  $\rho$  — плотность нейтронной жидкости,  $\Delta$  — величина энергетической щели.

В работе [4] было показано, что вокруг каждого нейтронного вихря возникает из-за эффекта увлечения [5] плотная сеть протонных вихрей, которая занимает площадь  $\pi r_1^2 < \pi b^2$ . Средняя индукция магнитного поля вокруг нейтронного вихря [6]

$$\bar{B} = \frac{k\Phi_0}{4\pi\lambda^2}, \quad (4)$$

где  $k$  — коэффициент увлечения протонов нейтронами,  $\lambda$  — глубина проникновения магнитного поля,  $\Phi_0$  — квант магнитного потока, равный  $2 \cdot 10^{-7}$  Гс · см<sup>2</sup>.

При  ${}^1S_0$ -спаривании спины нейтронов в куперовской паре направлены антипараллельно и полный магнитный момент пары равен нулю. Нормальные же нейтроны в стволе обладают некомпенсированным магнитным моментом и из-за вращения в магнитном поле будут излучать фотоны с частотой, равной частоте вращения

$$\omega_c = \frac{n\hbar}{2m_n a_0^2}. \quad (5)$$

При плотностях  $\rho$  больших, чем плотность  $\rho_0 = 2 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> для сверхтекучей нейтронной жидкости преобладает  ${}^3P_2$  — спаривание. Как утверждалось в работе [1], в этом случае возможно также излучение сверхтекучих нейтронов, так как полный спин пары при  ${}^3P_2$  — спаривании равен

н. Однако, на наш взгляд, и в этом случае излучение возможно только из стволов нейтронных вихрей, где нейтроны нормальны. Вращательное движение сверхтекучих нейтронов вокруг ствола нейтронного вихря квантовано, и если вихрь находится в основном стационарном состоянии с  $n = 1$ , то сверхтекучая часть нейтронов не может излучать.

Возможное излучение с переходом вихря из состояния  $n \neq 1$  в основное состояние было рассмотрено в работе [7].

2. *Магнито-дипольное излучение нормальных стволов нейтронных вихрей.* Интенсивность излучения одного нормального нейтрона выражается формулой:

$$W = \frac{2\omega_c^4}{3c^3} \sum_f |\langle f | \hat{M}_z | i \rangle|^2 = \frac{2\omega_c^4}{3c^3} \langle i | \hat{M}_z^+ \hat{M}_z | i \rangle, \quad (6)$$

где  $|i\rangle$  — начальное состояние,  $|f\rangle$  — конечное состояние,  $\hat{M}_z$  — оператор магнитного момента. Рассматривая когерентный конечный объем  $\Delta V$  и полагая

$$\langle i | \hat{M}_z^+ \hat{M}_z | i \rangle = \langle i | |\hat{M}_z|^2 | i \rangle \approx M_{\Delta V}^2, \quad (7)$$

где  $M_{\Delta V}$  — соответствующий макроскопический магнитный момент, получим для энергии, излученной этим объемом, следующее выражение:

$$W_{\Delta V} = \frac{2\omega_c^4}{3c^3} M_{\Delta V}^2. \quad (8)$$

Макроскопический магнитный момент определяется следующим образом:

$$M_{\Delta V} = \chi_n \bar{H} \Delta V. \quad (9)$$

Здесь  $\bar{H}$  — средняя напряженность магнитного поля, создаваемого протонными вихрями,  $\chi_n$  — парамагнитная восприимчивость нормальных нейтронов, равная

$$\chi_n = \frac{1}{2} \gamma^2 \hbar^2 \frac{dn}{d\varepsilon}, \quad (10)$$

где  $\gamma = g_n \mu_0 / \hbar$  — гиромагнитное соотношение для нейтрона,  $dn/d\varepsilon = m_n \hbar k_F / 2\pi^2 \hbar^3$  — плотность состояний на поверхности Ферми,  $g_n = -3.826$ ,  $\mu_0 = e\hbar / 2m_p c$  — ядерный магнетон.

Средняя напряженность магнитного поля определяется согласно работе [8] следующим образом:

$$\bar{H} = \frac{3}{8\pi} \bar{B}. \quad (11)$$

Для мощности, излучаемой одним нейтронным вихрем, получаем

$$W_1 = \frac{2}{3} \frac{\omega_c^4}{c^3} \chi_n^2 \left( \frac{3\bar{B}}{8\pi} \right)^2 (\pi a_0^2 \lambda_c)^2 \frac{\bar{L}}{\lambda_c}, \quad (12)$$

где  $\lambda_c = 2\pi c/\omega_c$  — длина волны, соответствующая угловой скорости вращения  $\omega_c$ ,  $\bar{L}$  — средняя длина вихревой нити, равная

$$\bar{L} = \frac{1}{N} \sum_i L_i = \frac{\pi}{2} R \left( 1 - \frac{R_0^2}{R^2} \right). \quad (13)$$

Здесь  $R_0$  — радиус ядра звезды, состоящего из смеси нормальных элементарных частиц.

Полная мощность магнитно-дипольного излучения стволы нейтронных вихревых нитей звезды определяется следующим выражением:

$$W_m = N W_1 = \frac{3}{128\pi^2} \frac{\gamma^4 m_n^2}{h^2 c^3} \bar{\Delta}^2 \bar{B}^2 \bar{L} R^3 p^{-1}, \quad (14)$$

где  $p$  — период вращения пульсара. Подставляя значения  $\bar{B}$  и  $\bar{L}$  из (4) и (13) и проводя вычисления, получаем:

$$W_m = K_m p^{-1}, \quad (15)$$

где

$$K_m = 7.54 \cdot 10^{-2} (k\Phi_0)^2 \left( \frac{\bar{\Delta}}{\lambda^2} \right)^2 R^3 \left( 1 - \frac{R_0^2}{R^2} \right). \quad (16)$$

Таким образом, потери энергии, обусловленные магнитно-дипольным излучением стволы вихрей, обратно пропорциональны периоду вращения пульсара. Принимая  $R_0 = 10^6 R_{06}$ ,  $R = 10^6 R_6$ ,  $\Delta = 1.6 \cdot 10^{-6} \Delta_{M_{\odot}}$ ,  $\lambda = 10^{-11} \lambda_{11}$  и учитывая, что коэффициент увлечения  $k = 0.5$  [6], имеем

$$K_m = 1.93 \cdot 10^{34} \frac{R_6^3 \Delta_{M_{\odot}}^2}{\lambda_{11}^4} \left( 1 - \frac{R_{06}^2}{R_6^2} \right). \quad (17)$$

**3. Замедление вращения звезды.** Энергия нормальных нейтронов, находящихся в стволах вихревых нитей, уменьшается из-за излучения фотонов. Поскольку эти нейтроны взаимодействуют с нормальными электронами, то их энергия пополняется за счет энергии вращения звезды. В результате происходит уменьшение угловой скорости пульсара, которое определяется из соотношения:

$$-I\Omega\dot{\Omega} = W_m. \quad (18)$$

Подставляя сюда  $\Omega = 2\pi/p$ ,  $\dot{\Omega} = -2\pi\dot{p}/p^2$ , получаем

$$\dot{p} = B_1 p^2, \quad (19)$$

где

$$B_1 = \frac{K_m}{4\pi^2 I} = 4.89 \cdot 10^{32} \frac{\Delta_{Msv}^2}{I \lambda_{11}^4} R_6^3 \left(1 - \frac{R_{06}^2}{R_6^2}\right). \quad (20)$$

Уравнение (19) запишем в виде:

$$(10^7 p \dot{p})^{1/2} = (10^{14} B_1)^{1/2} \cdot p^{3/2}. \quad (21)$$

Обозначая  $D = 10^7 (p \dot{p})^{1/2}$  и  $\alpha = \lg(10^{14} B_1)^{1/2}$ , имеем:

$$\lg D = \alpha + \frac{3}{2} \lg p. \quad (22)$$

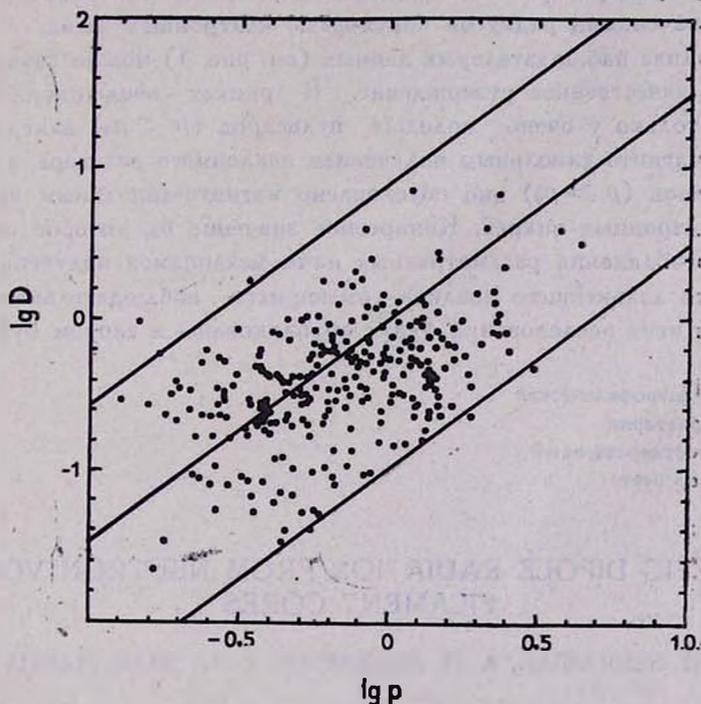


Рис. 1. Зависимость  $\lg D$  от  $\lg p$  для 291 пульсара. Три прямые представляют собой соответственно графики функции  $\lg D = \alpha + 1.5 \lg p$  для значений  $\alpha = -1; 0; 0.9$ .

Зависимость  $\lg D$  от  $\lg p$  для 291 пульсара приведена на рис. 1. Полагая  $I = 5 \cdot 10^{44}$  г·см<sup>2</sup>,  $\lambda_{11} = 1$ ,  $R_6 \gg R_{06}$  и  $\Delta_{Msv} = 0.1$ , получаем

$$\alpha = \frac{1}{2} \lg(0.98 R_6^3). \quad (23)$$

Из уравнения (22) и рис. 1 следует, что  $a$  изменяется от  $-1$  до  $0.6$ . Вычислив радиусы «пре»-фазы нейтронных звезд из уравнения (23), приходим к выводу, что у 80% пульсаров эти радиусы лежат в интервале допустимых значений:  $4 \text{ км} \leq R \leq 12 \text{ км}$ .

Если замедление пульсара происходит только из-за магнито-дипольного излучения наклонного магнитного момента нейтронной звезды, то у старых пульсаров, то есть у пульсаров с большими значениями периода  $p$  должны были наблюдаться только малые значения производной периода  $\dot{p}$ . Однако такой корреляции не наблюдается (см. рис. 1). Данная проблема теории разрешается, если предположить, что замедление вращения пульсаров происходит не только из-за вышеуказанного механизма излучения, но и из-за механизма излучения, предложенного в настоящей статье. В рамках такой теории разброс наблюдаемых значений  $p$  и  $\dot{p}$  объясняется различными значениями радиусов «пре»-фазы нейтронных звезд.

Из анализа наблюдательных данных (см. рис. 1) можно также сделать следующее качественное утверждение. В рамках эволюционной теории пульсаров только у очень молодых пульсаров ( $p < p_0$ ) замедление обусловлено магнито-дипольным излучением наклонного ротатора, а у остальных пульсаров ( $p > p_0$ ) оно обусловлено магнито-дипольным излучением створов нейтронных вихрей. Конкретное значение  $p_0$ , которое определяет границу преобладания рассмотренных нами механизмов излучения, можно получить из дальнейшего анализа имеющихся наблюдательных данных. Результаты этих исследований будут опубликованы в скором будущем.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория  
Ереванский государственный  
университет

## MAGNETIC DIPOLE RADIATION FROM NEUTRON VORTEX FILAMENT CORES

D. M. SEDRAKIAN, A. D. SEDRAKIAN, K. M. SHAHABASSIAN

The magnetic dipole radiation from quantized superfluid neutron vortex filament normal cores in strong local magnetic field caused by dense network of proton filament is considered. It has been shown that this mechanism explains the observed angular velocity reduction in prevailing majority of pulsars. In the scope of this mechanism an evaluation of radii of neutron star „pre“-phase using available pulsar statistic is made.

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. —H. Huang, R. E. Lingenfelter, Q. —H. Peng, K. —L. Huang, *Astron. and Astrophys.*, 113, 9, 1982.
2. D. J. Helfand, G. A. Chanan, R. Novick, *Nature*, 283, 337, 1980.
3. J. —H. Huang, K. —L. Huang, Q. —H. Peng, *Astron. and Astrophys.*, 117, 205, 1983.
4. Д. М. Седракин, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян, *Астрофизика*, 19, 303, 1983.
5. Д. М. Седракин, К. М. Шахабасян, *Астрофизика*, 16, 727, 1980.
6. Д. М. Седракин, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян, *Астрофизика*, 21, 547, 1984.
7. Q. —H. Peng, K. —L. Huang, J. —H. Huang, *Astron. and Astrophys.*, 107, 258, 1982.
8. Г. С. Мкртчян, Д. М. Седракин, *Астрофизика*, 19, 135, 1983.

УДК: 524.354.6—622

## О РАВНОВЕСНЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ ПРОТОВЕЩЕСТВА. I

Г. Т. ТЕР-КАЗАРЯН

Поступила 10 ноября 1988

Принята к печати 5 апреля 1989

Получены уравнения, описывающие строение конфигураций дозвездного сверхплотного вещества с учетом эффектов, возникающих из-за искажения пространства — времени (при сверхвысоких плотностях порядка ядерной и выше). При этом каждая отдельная частица газа претерпевает фазовый переход. Происходит сдвиг спектра масс, энергий-импульсов частиц, а следовательно и энергии (плотности масс) газа в целом вверх по энергетической шкале. Ядерные силы отталкивания между барионами стремятся к нулю при сверхувеличении плотности конфигураций. После фазового перехода частица (а следовательно и газ в целом) приобретает искаженный угловой момент. Показано, что, несмотря на малость обычного углового момента компактного распределения протозвездного вещества, в отдельных случаях, благодаря сильному чисто внутреннему искажению пространства — времени, искаженный угловой момент может достигать достаточно больших значений. Указанные явления непосредственно связаны с глобальными свойствами искажения пространство-временного континуума. Поэтому они всегда существуют независимо к выбору той или иной модели конфигурации сверхплотного вещества.

1. *Введение.* В начале 50-х годов разносторонний анализ наблюдательных данных, относящихся к группам молодых звезд (звездным ассоциациям) и внегалактическим нестационарным явлениям, привел к созданию новой космогонической концепции [1]: процессы происхождения и эволюции космических тел разворачиваются от весьма плотных компактных состояний вещества к более разреженным путем распада. Вопрос сводился к существованию неких сверхплотных прототел, состоящих из дозвездного вещества, от которых рождаются «обычные» космические тела.

Выполненная ранее работа [2] по исследованию сверхплотных конфигураций холодного вырожденного ферми-газа выявила невозможность существования устойчивых равновесных конфигураций такого рода с массами, превышающими некоторую критическую ( $\approx 1.5 M_{\odot}$ ). Все конфигурации с массой, превышающей критическую, коллапсируют. Учет к тому же и релятивистских эффектов [3—6] «ухудшил» этот предел до  $\approx 0.7 M_{\odot}$ . В [7] были рассмотрены конфигурации, состоящие из смешанного барионного газа. При этом выявилась возможность существования новой струк-

туры: фазово-зональной стратификации конфигураций. В дальнейшем эти исследования были продолжены ([8, 9]). К настоящему времени имеется обширная литература, посвященная этому вопросу (см., например, [10, 11]). Однако предпринятые многочисленные теоретические поиски не привели к конфигурациям с очень большой массой (по крайней мере на несколько порядков превосходящих массу Солнца) и временем жизни. Следует заметить, что с самого начала своего появления представление о дозвездном сверхплотном веществе, фрагментация которого приводит к образованию различных космических систем, вызвало возражения сторонников «классического» направления. Основанием для этого послужила необходимость допущения резких отклонений от фундаментальных законов традиционной физики [12]. Главными являются следующие принципиальные затруднения, неразрешимые в рамках современных теоретических представлений: 1) наличие гравитационного радиуса в качестве нижней границы допустимого радиуса любой гравитирующей массы в гидростатическом равновесии; 2) отсутствие источников энергии, необходимых для расширения; 3) ограничение на сжимаемость барионного газа; 4) проблема углового момента космических объектов; 5) проблема гидростатической устойчивости конфигурации при сверхувеличении ее массы.

1) Общая теория относительности (ОТО) накладывает сильное ограничение на возможные предельные плотности сверхмассивных стационарных компактных объектов. В качестве примера укажем, что для дозвездных сгущений порядка массы галактики получается  $R > \frac{9}{8} r_g \approx 0.01$  пк,  $\rho < 2 \cdot 10^{-6}$  г см<sup>-3</sup>. По-видимому, альтернативные теории тяготения (см., например, [13—15]) в этом пункте могут оказаться более плодотворными, поскольку их предсказания в сильно нелинейных режимах больших полей заметно отличаются от предсказаний ОТО. Некоторые из них вообще не предсказывают существования объектов, родственных черным дырам.

2) Согласно работам [1, 16, 17], ограничение плотности, возникающее при попытках построения теоретических моделей, имеет принципиальный характер, и объяснение богатого спектра наблюдаемых явлений, сопутствующих процессам звездообразования, невозможно в рамках существующих физических представлений. Не исключается возможность нарушения в недрах активных ядер галактик привычных законов физики, в особенности закона сохранения энергии в обычной формулировке (благодаря существованию новых форм энергии).

3) При плотностях барионов, превышающих  $1.6 \cdot 10^{40}$  см<sup>-3</sup>, имеется неопределенность, связанная с уравнением состояния вещества. Однако, независимо от деталей, оказалось возможным получить предельную массу в  $3-5 M_{\odot}$  [9]. При этом установлено, что вращение может увеличить предельную массу не более чем на 20%.

4) Проблема углового момента космических объектов является одной из основных трудностей новой космогонии. В работе [18] говорится, что расширившаяся из сверхплотного состояния звезда не может вращаться со скоростью вращения обычных звезд, поскольку, даже если скорость вращения компактного тела близка к скорости света, его начальный угловой момент мал. Эта проблема является более острой для скоплений и сверхскоплений галактик.

5) При сверхувеличении массы конфигурации достигается (какой бы из имеющихся теорией мы ни пользовались) критическая точка, в которой гравитационные силы сжатия становятся доминирующими (стадия релятивистского коллапса). Причем, достаточно добавить извне небольшое количество энергии, чтобы на границе устойчивости начался процесс неустойчивого безграничного, катастрофического сжатия конфигурации под действием грандиозных гравитационных сил. В рамках общепринятых теоретических представлений дело обстоит так, будто ничто не сможет спасти сверхмассивное образование от релятивистского коллапса до тех пор, пока не будет найден конкретный механизм, обеспечивающий соразмерный рост внутреннего давления газа с увеличением массы, а следовательно и гравитационных сил сжатия. Только в этом случае, при сохранении условия гидростатического равновесия, сверхмассивное образование действительно может оставаться в статическом состоянии в течение длительного времени.

Недавно появилась возможность совместного преодоления вышеуказанных трудностей на основе представлений о гравитации, развитых в [19]. С ее помощью впервые появляется возможность допустить совершенно новые свойства пространства—времени, проявляющие себя на малых пространственно-временных интервалах, и процессов, протекающих в этих условиях. Это обстоятельство может иметь решающее значение для более глубокого понимания физики дозвездного вещества. При сверхвысоких плотностях выше ядерной ( $\rho \geq 10^{15}$  г см<sup>-3</sup>,  $N \geq 10^{39}$  см<sup>-3</sup>, чему соответствуют расстояния  $\lesssim 0.4$  ферми) пространственно-временной континуум искажен [19]. В этих физических условиях проявляются совершенно новые явления, такие, как явление приобретения частицей искаженной массы покоя и энергии-импульса; явление асимптотической свободы ([19], гл. 4). Благодаря первому каждая отдельная частица газа претерпевает фазовый переход, вследствие чего она выходит из массовой поверхности. В этих условиях закон сохранения энергии—импульса, в традиционной форме заменяется новым законом сохранения «искаженной» (обобщенной) энергии—импульса изолированной системы, находящейся в искаженном пространственно-временном континууме ([19], гл. 3, 4).

Новое фазовое состояние материи, находящейся в искаженном пространственно-временном континууме, назовем *протовежеством*. В астрофи-

зическом аспекте оно соответствует дозвездному сверхплотному веществу, введенному впервые в новой космогонической концепции.

Следует отметить, что в рамках нижепредлагаемой теории именно явление внутреннего искажения пространства—времени обеспечивает соразмерный рост внутреннего давления вырожденного барионного газа с увеличением его массы.

Вышеуказанные явления имеют прямую связь с глобальными свойствами пространственно-временного континуума, поэтому они существуют безотносительно к выбору той или иной модели конфигурации.

2. *Общие уравнения равновесных конфигураций.* Для простоты будем рассматривать центрально-симметрическую равновесную конфигурацию. В систему уравнений, определяющих строение равновесной конфигурации (при «нулевой температуре»), входят уравнения полей гравитации и внутреннего искажения, уравнения гидростатического равновесия и состояния вещества. Если в неподвижном центрально-симметрическом распределении материи, находящейся в искаженном пространстве  $P$  (3), отсутствуют поперечные натяжения и нет перемещения масс, то тензор искаженной энергии—импульса имеет вид:

$$T_1^1 = T_2^2 = T_3^3 = -P^f(r), \quad T_0^0 = \rho^f(r), \quad r \in P(3), \quad (1)$$

где  $P^f(r)$  и  $\rho^f(r)$  — давление и макроскопическая плотность энергии протовещества (измеренные в „сопутствующих координатах“).

а) Уравнения полей гравитации  $a_0(r_p)$  и внутреннего искажения  $\tilde{a}_{0z}(r_p)$ ,  $\tilde{a}_\alpha(r_p)$  ( $\alpha = 1, 2, 3$ ),  $r_p \in P(3)$ , записываются в виде:

$$\Delta_p \tilde{a}_0 = -\frac{1}{2} \left[ g_{00} \frac{\partial g^{00}}{\partial a_0} \rho^f(r) - \left( g_{33} \frac{\partial g^{33}}{\partial a_0} + g_{11} \frac{\partial g^{11}}{\partial a_0} + g_{22} \frac{\partial g^{22}}{\partial a_0} \right) P^f(r) \right], \quad (2)$$

$$\left( \Delta_p - \frac{c^2}{\hbar^2} m_a^2 \right) \tilde{a}_{0z} = -\frac{1}{2} \left[ g_{00} \frac{\partial g^{00}}{\partial a_{0z}} \rho^f(r) - \left( g_{33} \frac{\partial g^{33}}{\partial a_{0z}} + g_{11} \frac{\partial g^{11}}{\partial a_{0z}} + g_{22} \frac{\partial g^{22}}{\partial a_{0z}} \right) P^f(r) \right] \times \theta \left( \frac{\hbar}{m_a c} - N^{-\frac{1}{3}} \right), \quad (3)$$

$$\left( \Delta_p - \frac{c^2}{\hbar^2} m_a^2 \right) \tilde{a}_\alpha = -\frac{1}{2} \left[ g_{00} \frac{\partial g^{00}}{\partial a_\alpha} \rho^f(r) - \left( g_{33} \frac{\partial g^{33}}{\partial a_\alpha} + g_{11} \frac{\partial g^{11}}{\partial a_\alpha} + g_{22} \frac{\partial g^{22}}{\partial a_\alpha} \right) P^f(r) \right] \times \theta \left( \frac{\hbar}{m_a c} - N^{-\frac{1}{3}} \right), \quad (4)$$

где  $g_{\mu\nu}$  — метрический тензор искривленного и внутренне-искаженного континуума:  $g: T_p \otimes T_p \rightarrow C^\infty (P(3) \oplus_f T(1))$ ,  $m_a$  — масса покоя полей  $\tilde{a}_{0z}$ ,  $\tilde{a}_z$ ,  $N$  — обычная концентрация частиц и  $\theta(y)$  — функция единичного скачка:

$$\theta(y) = \begin{cases} 1 & y \geq 0, \\ 0 & y < 0. \end{cases} \quad (5)$$

Диффеоморфизм  $r(r_p): P(3) \oplus T(1) \rightarrow P(3) \oplus_f T(1)$  определяется формулой:

$$r_p = \left| r - \frac{r_g}{4} \right|. \quad (6)$$

Комптоновская длина полей  $\tilde{a}_{0z}$  и  $\tilde{a}_z$  равна:

$$\frac{\hbar}{m_a c} \simeq 0.4 \text{ ферми.} \quad (7)$$

б) Уравнение гидростатического равновесия имеет вид [20]:

$$\frac{\partial P^f}{\partial r} + (\rho^f + P^f) F = 0, \quad (8)$$

где

$$F = \frac{1}{2} g^{00} \frac{\partial g_{00}}{\partial r}. \quad (9)$$

в) Вследствие чисто внутреннего искажения континуума  $P(3) \oplus T(1)$ , каждая отдельная частица газа претерпевает фазовый переход:

$$\begin{aligned} E_k &\rightarrow E_k^f, & (E_k, \tilde{P}_k, m_k) &\in P(3) \oplus T(1), \\ \tilde{P}_k &\rightarrow \tilde{P}_k^f, & (E_k^f, \tilde{P}_k^f, m_k^f) &\in P(3) \oplus_f T(1), \\ m_k &\rightarrow m_k^f, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $E_k$ ,  $\tilde{P}_k$ ,  $m_k$  — энергия, импульс и масса покоя частицы  $k$ -го типа. Параметры обычных конфигураций сверхплотного вещества чувствительны к изменениям уравнения состояния. Однако известно, что никакие изменения уравнения состояния (без учета явления искажения пространства — времени) не способны обеспечить сверхбольшие массы конфигураций. Уравнение состояния барионного протовещества выводится исходя из общих принципов минимума плотности искаженной энергии конфигурации и законов сохранения барионного и электрического зарядов. В области

плотностей выше ядерной появляются различные стабильные гипероны, что обеспечивается принципом Паули. При достаточно больших плотностях, когда в среде имеются все виды барионов, имеем:

$$\rho^f = K_n^f \sum_k \delta_k^f (\text{sh } t_k^f - t_k^f) + N^f U^f(N^f) + N_n^f m_n^f c^2, \quad (11)$$

$$P^f = \frac{1}{3} K_n^f \sum_k \delta_k^f \left( \text{sh } t_k^f - 8 \text{sh } \frac{t_k^f}{2} - 3t_k^f \right) + (N^f)^2 \frac{dU^f(N^f)}{dN^f}, \quad (12)$$

где

$$t_k^f = 4 \text{arsh} \left( \frac{P_k^f}{m_k^f c} \right), \quad K_n^f = \frac{(m_n^f)^4 c^6}{32 \pi^2 h^3}, \quad \delta_k^f = \left( \frac{m_k^f}{m_n^f} \right)^4, \quad (13)$$

$$P_k = (3\pi^2)^{1/3} h N_k^{1/3}, \quad P_k^f = (3\pi^2)^{1/3} h (N_k^f)^{1/3}.$$

Здесь производится суммирование по всем барионам,  $m_n^f$  — искаженная масса покоя нейтрона,  $P_k^f$  — искаженный граничный импульс Ферми,  $N_k^f$  — искаженная концентрация частиц. С помощью определенных формул можно все параметры  $t_k^f$  выразить через соответствующий параметр для нейтронов  $t_n^f$ . Поэтому задача сводится к определению  $t_n^f$ , как функции расстояния до центра конфигурации. Действительно, параметры  $t_k^f$  являются функцией от соответствующих концентраций частиц, а между последними имеются однозначные соотношения. Полученная в работе [7] фазово-зональная стратификация конфигурации смешанного барионного газа имеет место и при искажении пространства—времени. В качестве примера укажем, что между искаженными концентрациями барионов с одинаковым электрическим зарядом имеется следующее соотношение:

$$N_i^f = N_k^f \left[ 1 - \left( \frac{B_i^f}{N_k^f} \right)^{2/3} \right]^{3/2}, \quad (14)$$

где  $B_i^f$  — пороговые плотности:

$$B_i^f = \frac{1}{3\pi^2} \left( \frac{m_i^f c}{h} \right) \left[ 1 - \left( \frac{m_k^f}{m_i^f} \right)^2 \right]^{3/2}. \quad (15)$$

Формула (14) справедлива при любом подборе барионов.

Ядерные силы передаются посредством обмена квантами янг-миллсовского калибровочного векторного поля. Поэтому, согласно [19], ядерная потенциальная энергия  $U(N)$  для одной частицы подвергается перенормировке при искажении континуума:

$$U(N) \rightarrow U^f(N^f, \tilde{\theta}), \quad (16)$$

где  $\theta$  — угол чисто внутреннего искажения. Следует отличать вышеуказанное явление от предсказуемого квантовой хромодинамикой (КХД) [21]. В рамках последней сильные взаимодействия между цветовыми кварковыми полями, которые образуют фундаментальное представление группы SU(3), передаются посредством октета глюонов (неабелевых калибровочных векторных полей Янга—Миллса, определенных в пространстве Минковского  $P(3) \oplus T(1)$ ). При этом асимптотическими состояниями в теории считаются не кварки и глюоны, а составные частицы, состоящие из них, которые должны отождествляться с известными сильновзаимодействующими частицами. Из требования масштабной инвариантности теории, т. е. инвариантности относительно преобразований ренормализационной группы, следует закон изменения эффективной константы связи, равной в низшем порядке  $g^2(\mu_0)$  и содержащей поправку  $O(g^4(\mu_0))$ :

$$g^2(\mu) \simeq 8\pi^2 / \left( \frac{11}{3} C_{\text{прис}} - \frac{4}{3} C_f \right) \ln \frac{\mu}{\Lambda}.$$

Здесь  $\mu$  — произвольный масштаб с размерностью массы,  $C_{\text{прис}}$  — индекс Дынкина присоединенного представления группы SU(3),  $\Lambda$  — масштабный параметр КХД:  $\ln \Lambda = \ln \mu_0 - 8\pi^2 / g^2(\mu_0) \left( \frac{11}{3} C_{\text{прис}} - \frac{4}{3} C_f \right)$ .

Для группы SU(3):  $C_{\text{прис}} = 3$ ,  $C_f = \frac{1}{2}$  для каждого дираковского фермиона, следовательно  $C_f \rightarrow \frac{1}{2} n_f$  где  $n_f$  — число ароматов ( $n_f = 6$ ).

Если в модели конфигурации протовещества учитывать масштабную инвариантность сильных взаимодействий, то потенциальная энергия  $U(N)$  подвергается перенормировке. К тому же учет явления внутреннего искажения пространства — времени приводит к вторичной перенормировке.

Барионное протовещество заполняет всю центральную область равновесной конфигурации. Оно окружено оболочкой (где  $\tilde{a}_{0\alpha} = \tilde{a}_\alpha = 0$ ), состоящей, в свою очередь, из трех слоев (внутреннего, промежуточного и наружного), в которых обычное вещество находится в разных фазах [7, 8] — (преА), (пеА), (еА), соответственно (здесь п — нейтрон, р — протон, е — электрон и А — атомное ядро).

С помощью уравнений (2—16) полностью определяется строение равновесной конфигурации, если только известны функции:

$$g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(a_0, \tilde{a}_{0\alpha}, \tilde{a}_\alpha), \tag{17}$$

$$E'_k = E'_k(E_k, c\vec{P}_k, m_k c^2, \tilde{\theta}), \quad (18)$$

$$\vec{P}'_k = \vec{P}'_k(\vec{P}_k, c^{-1}E_k, m_k c, \tilde{\theta}), \quad (19)$$

$$m'_k = m'_k(m_k, c^{-2}E_k, c^{-1}\vec{P}_k, \tilde{\theta}). \quad (20)$$

Следовательно, необходимо определять именно функции (17—20) в конкретных физических случаях. Эта задача решена в [19] (гл. 4). Показано, что происходит сдвиг спектра масс, энергий—импульсов частиц, а следовательно и энергии (плотности масс) протоповещества в целом вверх по энергетической шкале. Ядерные силы отталкивания между барионами стремятся к нулю при сверхувеличении плотности частиц.

Приведем метрическую квадратичскую форму вне конфигурации, т. е. при  $r > r_b$ , где  $r_b$  — граница распределения вещества, при котором  $P = \rho = 0$ . В пустом пространстве, окружающем сферически-симметрическое распределение вещества, согласно [19] (гл. 1), имеем:

$$ds^2 = (1 - \kappa a_0)^2 c^2 dt^2 - (1 + \kappa a_0)^2 dr^2 - r^2 (\sin^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2), \quad (21)$$

где

$$\kappa a_0 = \frac{r_g}{2r_p}, \quad \kappa = \frac{2\sqrt{\pi G}}{c^2}. \quad (22)$$

$r_g$  — гравитационный радиус распределения,  $G$  — гравитационная постоянная. На основании уравнения состояния  $\rho^j = \rho^j(P^j)$  уравнение (8) интегрируется, а константа интегрирования определяется из требования непрерывности метрики при переходе через границу [4]:

$$g_{00}(r_p) = \left(1 - \frac{r_g}{2r_p^b}\right)^2 \exp \left[ - \int_0^{P^j(r)} \frac{2dP^j}{P^j + \rho^j(P^j)} \right], \quad (23)$$

где  $r_p^b \equiv r_p(r_b)$ .

3. *Искаженный угловой момент частицы протоповещества.* При фазовом переходе частица (а следовательно и протоповещество в целом) приобретает искаженный угловой момент. В общем случае задача нахождения искаженного углового момента частицы трудоемкая, а аналитические выражения довольно громоздкие. Поэтому их здесь не приводим.

Нижне ограничимся подробным исследованием лишь двух наиболее простых случаев чисто внутреннего искажения ( $a_0(r_p) = 0$ ) континуума  $P(3) \oplus T(1)$ , которые достаточно наглядно освещают все существенные стороны общей картины.

а) Случай одномерного времениподобного чисто внутреннего искажения.

$$(\bar{a}_{03} \equiv \bar{a}_0 \neq 0, \bar{a}_{01} = \bar{a}_{02} = \bar{a}_2 = 0, \operatorname{tg} \bar{\theta}_0 = -\bar{x}a_0).$$

Тогда ([19]):

$$P_{f,1,2} = P_{1,2} \cos \bar{\theta}_0, \quad P_f = P_3, \quad \partial_1 = \cos \bar{\theta}_0 \partial_x - \sin \bar{\theta}_0 \partial_u, \quad (24)$$

$$\partial_2 = \cos \bar{\theta}_0 \partial_x + \sin \bar{\theta}_0 \partial_u, \quad \partial_3 = \partial_x + \operatorname{tg} \bar{\theta}_0 \partial_u,$$

где  $\partial_u \equiv \frac{\partial}{\partial z}$ ;  $x^a$ ,  $x^a$  и  $u^a$  — координаты частицы в пространствах  $P(3)$ ,  $P(3)$  и  $P(3)$ , соответственно. Отсюда получим:

$$dx_f^1 = \cos \bar{\theta}_0 dx^1 - \sin \bar{\theta}_0 du^1, \quad dx_f^2 = \cos \bar{\theta}_0 dx^2 + \sin \bar{\theta}_0 du^1, \quad (25)$$

$$dx_f^3 = \frac{dx^3 + \operatorname{tg} \bar{\theta}_0 du^3}{1 + \operatorname{tg}^2 \bar{\theta}_0}. \quad (26)$$

С помощью формул (24—26) находим компоненты искаженного дифференциального углового момента частицы:

$$dM_f^1 = \cos \bar{\theta}_0 dM_1 + \sin \bar{\theta}_0 P_2 \frac{(-\operatorname{tg} \bar{\theta}_0 dx^3 + du^3)}{1 + \operatorname{tg}^2 \bar{\theta}_0} - \sin \bar{\theta}_0 P_3 du^1,$$

$$dM_f^2 = \cos \bar{\theta}_0 dM_2 - \sin \bar{\theta}_0 P_1 \frac{(-\operatorname{tg} \bar{\theta}_0 dx^3 + du^3)}{1 + \operatorname{tg}^2 \bar{\theta}_0} - \sin \bar{\theta}_0 P_3 du^2, \quad (27)$$

$$dM_f^3 = \cos^2 \bar{\theta}_0 dM_3 + \frac{1}{2} \sin 2\bar{\theta}_0 (P_1 du^1 + P_2 du^2),$$

где  $d\bar{M} = [\bar{P}d\bar{x}]$  — обычный угловой момент частицы. Часть искаженного углового момента, зависящая от внутренних координат частицы, обозначим через  $d\bar{M}_a$ . В случае, когда поле  $\bar{a}_0$  не зависит от  $u^i$ , из

(27) имеем:

$$M_a^1 = \frac{\sin \bar{\theta}_0 P_2 u^3}{1 + \operatorname{tg}^2 \bar{\theta}_0} - \sin \bar{\theta}_0 P_3 u^1, \quad M_a^2 = -\frac{\sin \bar{\theta}_0 P_1 u^3}{1 + \operatorname{tg}^2 \bar{\theta}_0} - \sin \bar{\theta}_0 P_3 u^2,$$

$$M_a^3 = \frac{1}{2} \sin 2\bar{\theta}_0 (P_1 u^1 + P_2 u^2). \quad (28)$$

Из (28) видно, что искаженный угловой момент частицы  $\vec{M} = \vec{M}_x + \vec{M}_a$  может достигать достаточно больших значений, если только величина  $\vec{M}_a$  достаточно большая.

б) Случай одномерного пространственноподобного чисто внутреннего искажения ( $\tilde{a}_{0a} = \tilde{a}_1 = \tilde{a}_2 = 0$ ,  $\tilde{a}_3 = \tilde{a} \neq 0$ ,  $\text{tg } \tilde{\theta} = -\tilde{\kappa}a$ ). Тогда:

$$P_{f,2} = \cos \tilde{\theta} P_{1,2}, \quad P_f = P_2 - \text{tg } \tilde{\theta} mc, \quad \frac{\partial_3}{x_f} = \frac{\partial_3}{x} - \text{tg } \tilde{\theta} \frac{\partial_{03}}{a}, \quad (29).$$

$$\frac{\partial_2}{x_f} = \cos \tilde{\theta} \frac{\partial_2}{x} - \sin \tilde{\theta} \frac{\partial_{01}}{a}, \quad \frac{\partial_1}{x_f} = \cos \tilde{\theta} \frac{\partial_1}{x} + \sin \tilde{\theta} \frac{\partial_{02}}{a},$$

где  $u^{0a}$  — внутренние координаты частицы в пространстве  $T(3)$ . Поэтому:

$$dx_f^1 = \cos \tilde{\theta} dx^1 + \sin \tilde{\theta} du^{02}, \quad dx_f^2 = \cos \tilde{\theta} dx^2 - \sin \tilde{\theta} du^{01}, \quad (30).$$

$$dx_f^3 = \frac{dx^3 + \text{tg } \tilde{\theta} du^{03}}{1 - \text{tg}^2 \tilde{\theta}}. \quad (31)$$

С помощью формул (29—31) находим:

$$dM_f^1 = \cos \tilde{\theta} dM_1 + \sin \tilde{\theta} P_2 \frac{\text{tg } \tilde{\theta} dx^3 + du^{03}}{1 - \text{tg}^2 \tilde{\theta}} + \sin \tilde{\theta} mc dx^2 + (P_3 - \text{tg } \tilde{\theta} mc) \sin \tilde{\theta} du^{01}, \quad (32)$$

$$dM_f^2 = \cos \tilde{\theta} dM_2 - \sin \tilde{\theta} P_1 \frac{\text{tg } \tilde{\theta} dx^3 + du^{03}}{1 - \text{tg}^2 \tilde{\theta}} -$$

$$- \sin \tilde{\theta} mc dx^1 + (P_3 - \text{tg } \tilde{\theta} mc) \sin \tilde{\theta} du^{02},$$

$$dM_f^3 = \cos^2 \tilde{\theta} dM_3 - \frac{1}{2} \sin 2\tilde{\theta} (P_1 du^{01} + P_2 du^{02}).$$

Если поле чисто внутреннего искажения не зависит от координат  $u^{0a}$ , то имеем:

$$M_a^1 = \frac{\sin \tilde{\theta} P_2 u^{03}}{1 - \text{tg}^2 \tilde{\theta}} + (P_3 - \text{tg } \tilde{\theta} mc) \sin \tilde{\theta} u^{01},$$

$$M_2 = - \frac{\sin \tilde{\theta} P_1 u^{03}}{1 - \operatorname{tg}^2 \tilde{\theta}} + (P_3 - \operatorname{tg} \tilde{\theta} mc) \sin \tilde{\theta} u^{02}, \quad (33)$$

$$M_3 = - \frac{1}{2} \sin 2\tilde{\theta} (P_1 u^{01} + P_2 u^{02}).$$

Таким образом, в случае вращающегося протоматерии имеем дело с искаженным угловым моментом распределения материи. И, несмотря на то, что обычный угловой момент компактного распределения мал, тем не менее, в отдельных случаях, благодаря сильному чисто внутреннему искажению континуума, искаженный угловой момент может достигать достаточно больших значений. Настолько больших, что с его помощью могут быть объяснены значения угловых моментов обычных космических тел.

В заключение отметим, что настоящая серия работ будет завершена второй частью, в которой будет аналитически подробно исследована задача в наиболее простом случае однокомпонентного равновесного образования барионного протоматерии при одномерном пространственноподобном внутреннем искажении континуума  $P(3) \oplus T(1)$ . Там же (отказываясь от классических представлений о черных дырах и родственных им объектах) предлагается альтернативный подход моделирования астрофизических сверхкомпактных объектов на основе допущения существования центральных массивных сверхплотных дозвездных образований. Будет показано, что активные галактические ядра со сверхэддингтоновской светимостью (причем, значения наблюдаемых параметров некоторых из них явно не согласуются с предсказаниями аккреционных моделей черных дыр) хорошо моделируются в рамках вышепредложенной теории, особенно при учете асимметрии геометрии излучения.

Автор выражает искреннюю признательность академику В. А. Амбарцумяну за полезные обсуждения.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория

## ON THE STUDY OF EQUILIBRIUM CONFIGURATION OF PROTOMATTER. I

G. T. TER-KAZARIAN

The equations which describe the structure of the configuration of primordial superdense matter, when one takes into account the effects due to the distortion of space-time (at the superhigh density of order of magnitude and above nucleus) have been obtained. Whilst each

particle of gas undergoes to the phase transition. The shift of mass, energy-momentum spectra and due to it the shift of energy (density of mass) of gas as a whole upwards along the energy scale took place. The nuclear repulsive forces between the baryons damp down to zero with the above increasing of density of configuration. The particle (and due to it the gas as a whole) acquires distorted angular momenta. It has been shown that in spite of the fact that the ordinary angular momenta of compact distribution of protomatter is small, nevertheless, in special cases the distorted angular momenta acquires sufficiently large amount due to the strong pure inner distortion of space time continuum. The mentioned phenomenon is directly due to the global properties of space—time continuum, therefore they exist independently upon the choice of the model of the configuration of primordial superdense matter.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Эволюция звезд и астрофизика, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1947; Изв. АН Арм.ССР, 11, 9, 1958; Об эволюции галактик, Докл. Сольвейской конференции, Брюссель, 1958, стр. 241; Научные труды, Изд. АН Арм.ССР, т. 2, Ереван, 1960; Introduction-Study Week on Nuclei of Galaxies, Amsterdam-London—New York, North Holland Amer., Elsevier, 1971, p. 9; Sitzungsberichte der Academie der Wissenschaften der DDR, 15 n, Academie-Verlage, Berlin, 1975, p. 5.
2. Л. Д. Ландау, Phys. Zeits. Sowjetunion, 1, 285, 1932; Докл. АН СССР, 17, 301, 1937.
3. W. Baade, F. Zwicky, Proc. Acad. Sci., 20, 259, 1934; Astrophys. J., 88, 411, 1938.
4. J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
5. J. R. Oppenheimer, H. Snyder, Ibidem, 54, 540, 1938; 56, 455, 1939.
6. G. M. Volkoff, Ibidem, 55, 413, 1939; 55, 421, 1939.
7. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астроф. ж., 38, 1016, 1961; 37, 193, 1960; 38, 785, 1961; Вопросы космогонии, 9, 91, 1963.
8. Г. С. Саакян, Ю. Л. Варганян, Изв. АН Арм.ССР, 15, 89, 1962; Nouvo Simp., 30, 4640, 1963.
9. J. V. Hartle, Phys. Rep., 46, 201, 1978.
10. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Теория тяготения и эволюция звезд, Наука, М., 1971.
11. К. Уилл, Теория и эксперимент в гравитационной физике, Энергоатомиздат, М., 1985.
12. В. В. Казюгинский, в сб. «Проблемы современной космогонии», Наука, М., 1972.
13. R. W. Hellings, K. Jr. Nordvedt, Phys. Rev., D 7, 3593, 1973.
14. N. Rosen, J. Rosen, Astrophys. J., 202, 782, 1975.
15. P. Rastall. Can. J. Phys., 54, 66, 1976; Astrophys. J., 213, 234, 1977; 220, 745, 1978.

16. В. А. Амбарцумян, Проблемы внегалактических исследований, *Вопр. космогонии*, т. 8, 1961; в сб. «Проблемы современной космогонии», Наука, М., 1972.
17. В. А. Амбарцумян, Проблемы эволюции Вселенной, *Изв. АН Арм.ССР*, 1968, стр. 234.
18. С. Б. Ликельнер, *Природа*, 11, 1970.
19. Г. Т. Тер-Казарян, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, 82, 1989.
20. R. C. Tolman, *Relativ. Thermodynam. and Cosmology*, Oxford, London, 1946, р. 49.
21. Ф. Индурайн, *Квантовая хромодинамика*, Мир, М., 1986.

УДК: 52:531.51

## ОБОБЩЕННАЯ БИМЕТРИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ

Л. Ш. ГРИГОРЯН, А. А. СААРЯН

Поступила 14 ноября 1988

Принята к печати 19 января 1989

Предложена теория с переменной гравитационной постоянной и двумя метриками. Она согласована с ньютоновским и пост-ньютоновским приближениями теории тяготения, когда безразмерный параметр  $|\xi| \gg 4 \cdot 10^{-6}$ . В ее рамках полное действие статического сферически-симметричного небесного тела  $S_g + S_m = -M\tau c^2$ ;  $M$  — масса звезды,  $\tau$  — время в удаленной системе отсчета, относительно которой звезда покоится. В теории Йордана—Бранса—Дикке  $|\xi| \gg 1$ , а  $S_g + S_m \neq -M\tau c^2$ . Найдено решение уравнений поля вне распределения масс. Формула Толмена для массы звезды эйнштейновской теории справедлива также в рамках обобщенной биметрической теории гравитации.

1. *Введение.* В обобщенной теории гравитации Йордана—Бранса—Дикке [1—6] действие тяготеющих масс определяется выражением

$$S = \frac{1}{2c} \int \left( -x\Lambda_g + \xi g^{ik} \frac{x_i x_k}{x} \right) \sqrt{-g} d\Omega + \frac{1}{c} \int \Lambda_m \sqrt{-g} d\Omega, \quad (1)$$

где  $x = c^4/8\pi G$  — независимая полевая переменная,  $x_i = \partial x / \partial x^i$ ,  $\Lambda_m$  — плотность функции Лагранжа материи, а  $\xi$  — безразмерный постоянный параметр. В этой теории  $\Lambda_g$  отождествляется со скалярной кривизной  $R$  пространства—времени. При этом для конечных  $\xi$  и слабого поля тяготения  $x$  не переходит в соответствующую ньютоновскую постоянную  $x_0 = c^4/8\pi G_0$  (см. (22)). Другая особенность теории (обсуждаемая ниже) связана с экстремумом функционала действия.

В специальной теории относительности при отсутствии полей действие частицы равно

$$S = -mc \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{c^2 - v^2} dt, \quad (1a)$$

где  $m$  — ее инертная масса, а  $v$  — скорость. Рассмотрим статическое сферически-симметрическое распределение гравитирующих масс. В удаленной инерциальной системе отсчета небесное тело вместе с собственным гравитационным полем обладает определенной инертной массой  $M_t$ , и по аналогии с (1а) естественно потребовать, чтобы

$$S_g + S_m = -M_t c \sqrt{c^2 - v^2} t,$$

где  $v$  — скорость небесного тела, а  $t$  — соответствующее время. С другой стороны, принцип эквивалентности позволяет отождествить  $M_t$  с тяготеющей массой  $M$ , поэтому полное действие

$$S = S_g + S_m = -M\tau c^2, \quad (2)$$

$\tau$  — время в удаленной инерциальной системе отсчета, относительно которой звезда покоится. Нетрудно показать, что для  $g_{ik}$  и  $x$ , удовлетворяющих уравнениям теории Йордана—Бранса—Дикке

$$x R_{ik} - x_{i,k} - \xi \frac{x_i x_k}{x} = T_{ik} - \frac{\xi + 1}{2\xi + 3} T g_{ik}, \quad (3a)$$

$$x^n_{;n} = \frac{T}{2\xi + 3}, \quad (3b)$$

полное действие (1) гравитационного поля и материи определяется выражением

$$S_1 = -\tau \int \left[ \rho c^2 - \frac{\xi}{2\xi + 3} (\rho c^2 - 3P) \right] \sqrt{-g} d^n \Omega, \quad (4)$$

где

$$T_{ik} = (\rho c^2 + P) u_i u_k - P g_{ik} \quad (5)$$

— тензор энергии-импульса звездного вещества,  $\rho c^2$  и  $P$  — его плотность энергии и давление,

$$\Lambda_m = -\rho c^2 \quad (6)$$

— плотность функции Лагранжа изоэнтропического макроскопического вещества [7—9] в релятивистской теории, а  $x^n = g^{n\prime} x_i$ . Формула

$$M_1 = \int \left[ \rho + 3P \frac{\xi + 1}{c^2(\xi + 2)} \right] \sqrt{-g} d^n \Omega \quad (7)$$

для тяготеющей массы получается из уравнения (3а) при  $i=k=0$  и (22). Как видим, (4) и (7) не удовлетворяют равенству (2). Оно не удовлетворяется также в теории Эйнштейна если  $\Lambda_g = R$  (см. [10—12]), поскольку общей теории относительности соответствует предел  $\xi \rightarrow \infty$  [4]. Используя известный производ в выборе действия, можно удовлетворить равенству

(2) добавлением к плотности функции Лагранжа дивергенции произвольной функции, не нарушая инвариантности  $S$  относительно преобразований координат. Этого можно добиться [12] в рамках биметрической формулировки общей теории относительности [13—17], когда

$$\Lambda_g = g^{ik} (\bar{\Gamma}_{in}^i \bar{\Gamma}_{kl}^n - \bar{\Gamma}_{ik}^i \bar{\Gamma}_{ln}^n). \quad (8)$$

$\bar{\Gamma}_{ik}^l = \Gamma_{ik}^l - \Gamma_{ik}^l$  — тензор аффинной деформации, равный разности между символами Кристоффеля искривленного пространства — времени с квадратом интервала  $ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k$  и соответствующего плоского пространства — времени с квадратом интервала  $ds_0^2 = \gamma_{ik} dx^i dx^k$ . В связи с этим, естественно, возникает необходимость рассмотреть биметрическую теорию гравитации с переменной  $G$ . Разумеется, при  $x = x_0$  она будет совпадать с общей теорией относительности, поскольку  $R$  и (8) отличаются друг от друга дивергенцией некоторой величины (см. (9)). Но в сильном поле тяготения, когда  $x \neq x_0$ , ее результаты будут отличаться от выводов как общей теории относительности, так и теории Йордана-Бранса-Дикке.

2. Уравнения поля. Рассмотрим теорию с действием (1) и плотностью функции Лагранжа —  $\kappa \Lambda_g/2$ , задаваемой (8). Варьируя  $S$  по  $g_{ik}$ ,  $\kappa$  и воспользовавшись формулами [9, 13, 15—18],

$$R = g^{ik} (\bar{\Gamma}_{in}^i \bar{\Gamma}_{kl}^n - \bar{\Gamma}_{ik}^i \bar{\Gamma}_{ln}^n) + \bar{w}^i_{,i}, \quad \bar{w}^i = g^{ln} \bar{\Gamma}_{ln}^i - g^{il} \bar{\Gamma}_{ln}^n, \quad (9)$$

$$\delta R_{ik} = (\delta \Gamma_{ik}^i)_{,l} - (\delta \Gamma_{il}^i)_{,k}, \quad T_{ik} = \frac{2}{\sqrt{-g}} \frac{\delta (\sqrt{-g} \Lambda_m)}{\delta g^{ik}},$$

после преобразований находим уравнения поля

$$x R_{ik} + x_n \bar{\Gamma}_{ik}^n - x_{(l} \bar{\Gamma}_{k)n}^n - \xi \frac{x_l x_k}{x} = T_{ik} - \frac{1}{2} T g_{ik}, \quad (10a)$$

$$(2\xi x^l - \kappa \bar{w}^l)_{,l} = T \quad (10b)$$

(ср. с (3)). Взятые в круглые скобки индексы  $i, k$  означают симметризацию соответствующего выражения. Из инвариантности

$$S_m = \frac{1}{c} \int \Lambda_m \sqrt{-g} d\Omega$$

относительно бесконечно малых преобразований координат  $x^i \rightarrow x^i + \varepsilon^i(x)$  вытекает [18] уравнение гидродинамики

$$T_{i;k}^k = 0. \quad (11)$$

Оно не содержится в системе уравнений (10) и поэтому (10) необходимо дополнить уравнением (11). В биметрической теории Розена [19] та же ситуация и связано это с наличием двух метрик. В теории Йордана—Бранса—Дикке одна метрика и как следствие (11) вытекает из уравнений поля (3). Та же ситуация в общей теории относительности, поскольку плоская метрика не фигурирует [13—17] в уравнениях Эйнштейна, хотя и содержится в (8).

Ниже мы рассмотрим задачу о статическом сферически-симметричном распределении гравитирующих масс в системе координат, в которой

$$ds_0^2 = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (12)$$

Из симметрии задачи понятно, что соответствующий интервал искривленного пространства—времени

$$ds^2 = e^\nu c^2 dt^2 - e^\lambda dr^2 - e^\mu r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (13)$$

где  $\nu$ ,  $\lambda$ ,  $\mu$  — некоторые функции радиальной координаты  $r$ . В этом случае (10), (11) сводятся к пяти уравнениям, которые позволяют найти  $\nu$ ,  $\lambda$ ,  $\mu$ ,  $P$  и  $\kappa$ . Для сверхплотных небесных тел  $\rho$  определяется давлением  $P$  [4, 20], а для звезды типа Солнца (10), (11) нужно дополнить уравнением лучистого равновесия [21], из которого определяется температура вещества.

Используя (12), (13) из (10), (11) можно вывести уравнение

$$x'(\lambda' - \mu') = (1 - e^{\lambda-\nu}) \left[ x'' + x' \left( \frac{2}{r} + \frac{\nu' + \lambda'}{2} \right) \right], \quad (14)$$

справедливое как вне, так и внутри распределения масс (штрих—производная по  $r$ ). После интегрирования получаем

$$x' r^2 (1 - e^{\mu-\lambda}) e^{(\nu+\lambda)/2} = \text{const}. \quad (15)$$

Постоянная должна равняться нулю, поскольку мы полагаем  $x'(0) \neq \infty$ , что вполне естественно,  $\kappa' \neq 0$  и поэтому для всех  $r$

$$\mu(r) = \lambda(r). \quad (16)$$

Оставшиеся в (10), (11) уравнения принимают вид

$$\frac{1}{r^2} (x\nu' r^2 e^\nu)' = (\rho c^2 + 3P) e^{3\nu/2}, \quad (17a)$$

$$\frac{2}{r} z' + z'^2 = \frac{1}{4} \nu'^2 + \frac{1}{2} \xi \left( \frac{x'}{x} \right)^2 + \frac{1}{x} P e^{2\nu}, \quad (17b)$$

$$P' = -\frac{1}{2} (\rho c^2 + P) \nu', \quad (17b)$$

$$\frac{1}{r^2} [(\xi x' + 2xz') r^2 e^{\mu}]' = 3P e^{2s-\nu}, \quad (17\Gamma)$$

где  $z = (\nu + \lambda)/2$ .

3. Слабое гравитационное поле. Для звезды со слабым полем тяготения [4, 18]

$$-\nu \approx -\frac{2}{c^2} \psi \sim \frac{1}{r_0} \rho_0 c^2 r_1^2 \sim \frac{P_0}{\rho_0 c^2} \ll 1, \quad (18)$$

где  $\psi$  — ньютоновский потенциал,  $P_0$  и  $\rho_0$  — давление и плотность вещества в центре конфигурации, а  $r_1$  — ее радиус. Учитывая это обстоятельство, из (17б) и (17г) находим

$$\left| \xi \frac{\partial x}{x} \right| \sim |z| - \frac{P_0^2}{\rho_0^2 c^4}, \quad (19)$$

$\delta x$  — отклонение  $x$  от своего значения в отсутствие поля тяготения. Требуя, чтобы (17а) и (17в) переходили в уравнения ньютоновской теории

$$\frac{1}{r^2} (\psi' r^2)' = 4\pi G_0 \rho, \quad P' = -\rho \psi', \quad (20)$$

получаем

$$G \approx G_0, \quad (21)$$

с погрешностью много меньшей, чем  $-\psi/c^2$ , если  $|\xi| \gg P_0/\rho_0 c^2$ . Уравнения (3) теории Йордана-Бранса-Дикке также переходят в (20), однако [5]

$$G \approx G_0 \left( 1 + \frac{\psi c^{-2}}{\xi + 2} \right) \frac{2\xi + 3}{2\xi + 4}. \quad (22)$$

Только в случае  $|\xi| \gg 1$  следует  $G = \text{const}$  с той же, что и в (21), точностью.

Вычисляя (8) для метрик, определяемых из (12), (13), находим

$$\Lambda_g = \frac{1}{r} (\nu' + \lambda') (e^{-\mu} - e^{-\lambda}) - \mu' \left( \nu' + \frac{1}{2} \mu' \right) e^{-\lambda}. \quad (23)$$

С учетом этого обстоятельства, а также (16), (18), (19) и (21), сумма действий гравитационного поля и материи

$$S \approx -\frac{\xi}{8\pi G_0} \int \psi'^2 dV + S_m, \quad (24)$$

где  $dV$  — элемент трехмерного объема, а

$$S_m \approx -\tau \left( M_0 c^2 + \int \rho \psi dV \right), \quad M_0 = \int \rho dV \quad (25)$$

(см. [12]). Таким образом, имеется полное соответствие с ньютоновской теорией тяготения.

Теперь рассмотрим небесное тело с произвольным (необязательно слабым) полем тяготения. Интегрируя (17а), (17г) с учетом известных граничных условий на бесконечности и (21), вне распределения масс получим следующие уравнения:

$$v' e^{\alpha v/\xi} = \frac{r_g}{r^2} e^{(2/\xi-1)x}, \quad (26a)$$

$$\frac{2}{r} z' + z'^2 = \frac{1}{4} v'^2 + \frac{1}{2} \xi \left( \frac{x'}{x} \right)^2, \quad (26b)$$

$$x = x_0 e^{(\alpha v - 2x)/\xi}, \quad (26в)$$

где  $r > r_1$ ,  $r_1$  — координатный радиус небесного тела,  $r_g = 2G_0 M/c^2$ ,

$$M = \int (\rho + 3P/c^2) \sqrt{-g} d^3\Omega \quad (27)$$

— тяготеющая масса, а

$$\alpha = \frac{3}{Mc^2} \int P \sqrt{-g} d^3\Omega < 1. \quad (28)$$

Как видим, формула (27), выведенная Толменом [18] в рамках общей теории относительности, справедлива также в биметрической теории с переменной гравитационной постоянной. На больших расстояниях от небесного тела можно выписать разложения

$$v \approx -x + a_2 x^2, \quad z \approx b_1 x + b_2 x^2, \quad \ln(x/x_0) \approx c_1 x + c_2 x^2, \quad (29)$$

$x = r_g/r \ll 1$ . Подставив их в (26), находим постоянные

$$a_2 = -\frac{\alpha}{2\xi}, \quad b_1 = 0, \quad b_2 = -\frac{1}{16} - \frac{\alpha^2}{8\xi}, \quad c_1 = -\frac{\alpha}{\xi}, \quad c_2 = \frac{1}{8\xi} - \frac{\alpha^2}{4\xi^2},$$

откуда

$$e^v \approx 1 - x + \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{\alpha}{\xi} \right) x^2, \quad e^\lambda \approx 1 + x + \frac{1}{8} \left( 3 + 4 \frac{\alpha}{\xi} - 2 \frac{\alpha^2}{\xi} \right) x^2, \\ \frac{x}{x_0} \approx 1 - \frac{\alpha}{\xi} x + \frac{1}{8\xi} \left( 1 + 2 \frac{\alpha^2}{\xi} \right) x^2. \quad (30)$$

Напомним, что в (13)  $\mu = \lambda$ . Как видим, (30) согласуется с данными наблюдений о пост-ньютоновских эффектах в окрестности солнечной системы [6], если

$$|\xi| \gg \alpha_{\odot} \geq \frac{3P_{\odot}}{\rho_{\odot} c^3} \approx 4 \cdot 10^{-6}, \quad (31)$$

$P_{\odot}, \rho_{\odot}$  — давление и плотность вещества в центре Солнца [21]. В теории Йордана-Бранса-Дикке  $\xi$  ограничено более жестким условием  $|\xi| \gg 1$ . Оно вытекает из разложения

$$e^{\lambda} \approx 1 + \frac{\xi + 1}{\xi + 2} x, \quad x \ll 1,$$

справедливого в рамках этой теории [5, 6] для Солнца.

4. *Полное действие.* Представляет интерес также полное действие гравитационного поля и материи для  $g_{ik}$  и  $\kappa$ , удовлетворяющих уравнениям поля. Из (8)—(10) вытекает уравнение

$$\kappa \Lambda_g - \frac{\xi \kappa_n \kappa^n}{x} = -(\kappa \bar{w}^n)_{;n} - T, \quad (32)$$

которое вместе с (5), (6) и формулой Толмена (27) приводит к равенству

$$S = \frac{\tau}{2} \int \frac{\partial(\kappa \bar{w}^n \sqrt{-g})}{\partial x^n} d^3 \Omega - \frac{1}{2} M \tau c^2. \quad (33)$$

Для выбранной нами сферической системы координат

$$\bar{w}^n \sqrt{-g} = \delta_1^n r^2 \sin \theta \left[ v' + 2\mu' + \frac{2}{r} (1 - e^{\lambda - \mu}) \right] e^{\mu + (\nu - \lambda)/2}, \quad (34)$$

и в силу (16), (21) и (30) интеграл

$$\int \frac{\partial(\kappa \bar{w}^n \sqrt{-g})}{\partial x^n} d^3 \Omega = 4\pi \lim_{r \rightarrow \infty} \kappa r^2 (v' + 2\mu') e^{(\nu + \lambda)/2} = -M c^2. \quad (35)$$

Подставив (35) в (33) убеждаемся, что масса  $M$  и сумма действий гравитационного поля и материи  $S$  связаны соотношением (2).

5. *Внешнее решение.* При  $\xi = 2$  уравнения поля вне распределения масс (26) легко интегрируются:

$$e^{\nu} = \left| 1 - \frac{\alpha}{2} x \right|^{2/\alpha}, \quad e^{\lambda} = \left| 1 - \frac{\alpha}{2} x \right|^{(1 - \frac{1}{\alpha})^2} \frac{1}{2} \left( \alpha + \frac{1}{\alpha} x \right) e^{-\frac{1}{2} \left( 1 - \frac{1}{\alpha^2} \right) x - \frac{1}{4} \left( \alpha + \frac{1}{\alpha} x \right) x}, \quad r = r_g/x > r_1. \quad (36)$$

Рассмотрим случай произвольного  $\xi$ . Из (26а) имеем

$$\left(\frac{2}{\xi} - 1\right)\dot{z} = \frac{2}{l} + \frac{\ddot{y}}{v} + \frac{a}{\xi}\dot{y}, \quad l = \frac{1}{x} = \frac{r}{r_1}, \quad (37)$$

где точка означает производную по  $l$ . Подставив (37) и (26в) в (26б), получим нелинейное уравнение

$$ly^2 - 2\left(\dot{y} + \frac{a}{\xi}\right)y + al = 0, \quad (38)$$

в котором

$$y = \frac{1}{v}, \quad a = \frac{1 - a^2}{2\xi} - \frac{1}{4}. \quad (39)$$

Преобразованием

$$l = \frac{df}{du}, \quad y = u \frac{df}{du} - f \quad (40)$$

оно сводится к линейному дифференциальному уравнению, которое элементарно интегрируется:

$$f(u) = C \left[ \left(u + \frac{a}{\xi}\right)^2 - a - \frac{a^2}{\xi^2} \right]. \quad (41)$$

Совершая обратное преобразование, получаем

$$\dot{v} = \frac{1}{C[a + (l/2C - a/\xi)^2]}, \quad (42)$$

а из условия  $v \approx -1/l$  на больших расстояниях (см. (29)) находим  $C = 1/4$ . После еще одного интегрирования

$$e^v = \begin{cases} \exp \left[ \frac{1}{\sqrt{a}} \left( 2 \arctg \frac{2l - a/\xi}{\sqrt{a}} - \pi \right) \right], & a > +0 \\ \left| \frac{2l - a/\xi - \sqrt{-a}}{2l - a/\xi + \sqrt{-a}} \right|^{1/\sqrt{-a}}, & a \leq -0. \end{cases} \quad (43)$$

Функция  $\lambda (= \mu)$  определяется из (26а) и (42):

$$e^\lambda = \left| \frac{4l^2}{a + (2l - a/\xi)^2} \right|^{2\xi/(2-\xi)} \exp \left[ \frac{\xi + 2(a-1)}{2-\xi} v \right], \quad (44)$$

а переменная  $x$  — из (26в):

$$\frac{x}{x_0} = \left| \frac{4l^2}{a + (2l - a/\xi)^2} \right|^{2\xi(\xi-2)/\xi} e^{a v / (\xi+2)}. \quad (45)$$

(в случае  $\xi \rightarrow 2$  (43)—(45) переходят в (36)). Внешнее решение регулярно в области  $l > 0$ , если

$$0 \leq \xi + 2a^2 < 2 \quad (46)$$

и

$$l > l_c = \frac{1}{2} \left( \frac{a}{\xi} + \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{1-a^2}{2\xi}} \right), \quad (47)$$

в остальных случаях.  $l_c = 1/4$  в пределе  $\xi \rightarrow \infty$ , как и должно быть в общей теории относительности (изотропная система координат).

Параметры конфигурации определяются путем решения дифференциальных уравнений (17) внутри небесного тела и последующей шивки  $v$ ,  $\lambda$  и  $\kappa$  с (43)—(45) на поверхности звезды. Результаты расчетов будут опубликованы в следующей работе.

Институт прикладных проблем  
физики АН Арм.ССР

## GENERALIZED BIMETRIC THEORY OF GRAVITATION

L. SH. GRIGORIAN, A. A. SAHARIAN

A theory with the variable gravitation constant and two metrics has been suggested. It is in agreement with Newtonian and post-Newtonian approximations of the theory of gravitation if the dimensionless parameter  $|\xi| \gg 4 \cdot 10^{-6}$ . In its framework the total action of the static spherical-symmetric celestial body is  $S_g + S_m = -M\tau c^2$ ;  $M$  is the star mass,  $\tau$  is the time in the remote reference system relative to which the star is at rest. In the Jordan-Brans-Dicke theory  $|\xi| \gg 1$  and  $S_g + S_m \neq -M\tau c^2$ . The solution of the field equations is found outside the mass distribution. The Tolman formula for the star mass in Einstein theory is also valid in the framework of generalized bimetric theory of gravitation.

### ЛИТЕРАТУРА

1. P. Jordan, *Schwerkraft und Weltall*, Braunschweig, Friedr. Vieweg and Sohn, 1955.
2. P. Jordan, *Zs. Phys.*, 157, 112, 1959.
3. C. Brans, R. H. Dicke, *Phys. Rev.*, 124, 925, 1961.
4. Г. С. Саакян, *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, Наука, М., 1972.
5. С. Вайнберг, *Гравитация и космология*, Мир, М., 1975.

6. Ч. Мизнер, К. Торн, Дж. Уилер, Гравитация, Мир, М., т. 3, 1977.
7. В. А. Фок, Теория пространства, времени и тяготения, Физматгиз, М., 1961.
8. С. Хокинг, Дж. Эллис, Крупномасштабная структура пространства—времени, Мир, М., 1977.
9. Г. С. Саакян, Пространство—время и гравитация, Изд. Ереван. ун-та, Ереван, 1985.
10. Н. В. Мицкевич, Физические поля в общей теории относительности. Наука, М., 1969.
11. М. Е. Герценштейн, Л. Г. Соловей, Изв. вузов, Физика, 30, № 9, 74, 1987.
12. Л. Ш. Григорян, Астрофизика, 30, 380, 1989.
13. N. Rosen, The III International School of Cosmology and Gravitation, Erice, 8—20 May, 1974, p. 2.
14. Я. Б. Зельдович, Л. П. Грищук, Успехи физ. наук, 149, 695, 1986.
15. А. А. Логунов, Лекции по теории относительности и гравитации, Наука, М., 1987.
16. Н. А. Черников, Вариационный метод Гильберта и тензор Паппетру, Препринт ОИЯИ, P2-87-683, 1987.
17. R. M. Avakian, L. Sh. Grigorian, Astrophys. and Space Sci., 146, 183, 1988.
18. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, Наука, М., 1973.
19. N. Rosen, Ann. Phys., 84, 455, 1974.
20. L. Sh. Grigorian, G. S. Sahakian, Astrophys. and Space Sci., 95, 305, 1983.
21. М. Шварцшильд, Строение и эволюция звезд, ИЛ, М., 1961.

УДК: 524—32

## ДИНАМИКА ОСОБОЙ СФЕРОИДАЛЬНОЙ МОДЕЛИ ОДНОРОДНЫХ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ. I. СТАЦИОНАРНЫЕ СОСТОЯНИЯ

Б. П. КОНДРАТЬЕВ

Поступила 17 октября 1988

Принята к печати 23 марта 1989

Исследована бесстолкновительная стационарная модель однородного гравитирующего сфероида с неэллипсоидальной фазовой функцией. Модель может иметь один или два свободных параметра. Выяснено, что в пространстве скоростей модель представлена поверхностью четвертого порядка с геометрическими местами особых точек. Для вычисления характеристик модели все семейство частиц разделено на восемь составляющих с соответствующими функциями распределения. Однопараметрическая модель имеет нелинейное барокажнное вращение, причем поверхности равной угловой скорости схожи с наблюдаемыми в галактиках. Получены выражения для компонентов тензора дисперсии скоростей и тензора моментов скоростей третьего порядка. Выяснено, что последние не являются независимыми, поскольку выражаются через компоненты тензоров первого и второго порядков.

1. *Введение.* Центральной идеей теории, развитой в работах [1—4], явилось представление изучаемой модели—трехосного бесстолкновительного эллипсоида—многомерным эллипсоидом в фазовом пространстве координат и скоростей движущихся частиц. Следуя ей, было найдено общее решение в проблеме движения однородных гравитирующих систем. Однако оказывается, что кроме общего существует и особое решение данной проблемы, которое нельзя получить из общего ни при каких обстоятельствах. Об этом особом решении и будет идти ниже речь.

Для выявления предпосылок существования особого решения вначале следует напомнить те предположения, из которых мы исходили при поиске общего решения.

а) Внутреннее поле скоростей центроидов  $\vec{u}(t, \vec{x})$  линейно зависит от координат.

б) Компоненты тензора дисперсии скоростей должны иметь вид

$$\sigma_{ij}(t, \vec{x}) = \sigma_{ij}^0(t) \cdot \left( 1 - \frac{x_1^2}{a_1^2} - \frac{x_2^2}{a_2^2} - \frac{x_3^2}{a_3^2} \right). \quad (1)$$

Поэтому внутри фигуры модели поверхности равных напряжений образуют семейство подобных эллипсоидов, причем на границе системы все напряжения обращаются в нуль.

в) Все нечетные центральные моменты от фазовой функции  $f(l, x, x)$ , в частности, компоненты тензора скоростей третьего порядка

$$\sigma_{ijk} = \frac{1}{\rho} \int f(x_i - u_i)(x_j - u_j)(x_k - u_k) d^3x \quad (2)$$

должны быть равны нулю. В силу этого ограничения на фазовую плотность, цепочка моментных уравнений звездной гидродинамики естественно замыкается на уравнениях уже третьего порядка.

Общее решение приводит к моделям, которые мы назовем моделями псевдогидродинамического типа. При этом имеется в виду замечательная аналогия между такими бесстолкновительными фигурами с одной стороны, и жидкими гравитирующими эллипсоидами Дирихле—с другой [5—6].

Теперь, если мы хотим искать особое решение в указанной проблеме, следует обратить внимание на то, что вышеизложенные ограничения являются обязательными только для трехосного, геометрически невырожденного бесстолкновительного эллипсоида. Для сфероидалных же, например, моделей следование столь жестким ограничениям может привести к потере особого решения. В самом деле, совсем не обязательно, чтобы на поверхности бесстолкновительного сфероида обращался в нуль азимутальный компонент дисперсии скоростей  $\sigma_{\varphi\varphi}$ . Более того, с кинематической точки зрения нет запрета на существование у модели бесстолкновительного сфероида и некоторых компонентов тензора (2) (например,  $\sigma_{\varphi\varphi}$ ). Однако это только кинематические соображения. С динамической же точки зрения не ясен ответ даже на такой принципиально важный вопрос: может ли модель с отличными от нуля моментами скоростей третьего порядка колебаться, оставаясь при этом всегда сфероидом (не обязательно сжатым!), или это будет фигура с поверхностью третьего (или еще более высокого) порядка.

Подобные вопросы требуют углубленного анализа, а их решение имеет важное значение для дальнейшего развития теории колебаний звездных систем.

Итак, на данном этапе у нас есть основания подозревать, что на границе области существования общего решения (там, где эллипсоид вырождается в сфероид) скрывается особое решение задачи. Для прояснения ситуации обратимся к одной модели бесстолкновительного однородного сфероида явно не гидродинамического типа. Эта модель стоит особняком среди однородных моделей звездных систем. Неполно изучены даже ее стационарные состояния [7—8], а задача о ее нелинейных колебаниях вообще не ставилась. Из-за большого объема всю работу пришлось разбить на

две части. Предлагаемая статья представляет первую. В разделе 2 дана постановка задачи, а в разделе 3 исследована форма модели в фазовом пространстве. В разделах 4—6 тщательно исследуются различные характеристики модели. В заключении подводятся краткие итоги.

2. *Фазовые функции.* Напомним постановку задачи [7—8]. Исследуемая модель—это однородный, плотности  $\rho$ , сжатый или вытянутый вдоль оси  $x_3$  сфероид

$$\frac{r^2}{a_1^2} + \frac{x_3^2}{a_3^2} < 1, \quad a_1 \geq a_3, \quad (3)$$

состоящий из звезд одинаковой массы, движение которых происходит в самосогласованном гравитационном потенциале

$$\Phi = J - A_1 r^2 - A_3 x_3^2. \quad (4)$$

Сразу ясно, что отдельные звезды (далее частицы) участвуют в двух независимых движениях: в экваториальной плоскости частица движется с час-

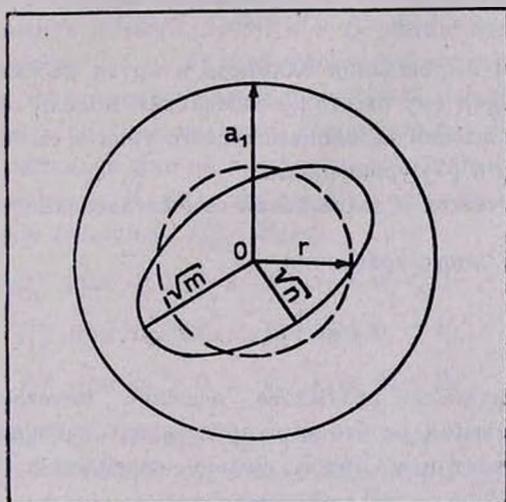


Рис. 1. Сечение эллиптического цилиндра, поверхность которого покрывает частица при движении, экваториальной плоскостью модели.

тотой  $\sqrt{2A_1}$  по эллипсу с полуосями  $\sqrt{m}$  и  $\sqrt{n}$ , центр которого совпадает с точкой на оси  $x_3$  (рис. 1); вдоль же оси  $x_3$  происходят гармонические колебания с частотой  $\sqrt{2A_3}$ . Интегралы движения

$$E_{\perp} = \frac{v_1^2 + v_2^2}{2} + A_1 r^2 = \frac{v_r^2 + v_{\varphi}^2}{2} + A_1 r^2,$$

$$E_3 = \frac{v_3^2}{2} + A_3 x_3^2,$$

$$L_3 = x_1 v_2 - x_2 v_1 = r \cdot v_\varphi. \quad (5)$$

Из первого и третьего выражений (5) следует формула

$$2E_{\perp} r^2 - L_3^2 - 2A_1 r^4 = v_\varphi^2 \cdot r^2, \quad (6)$$

откуда при  $v_r = 0$  получаются выражения для квадратов полуосей эллипса

$$m = \frac{E_{\perp} + \sqrt{E_{\perp}^2 - 2A_1 L_3^2}}{2A_1}, \quad n = \frac{E_{\perp} - \sqrt{E_{\perp}^2 - 2A_1 L_3^2}}{2A_1}. \quad (7)$$

Последние можно принять за интегралы взамен  $E_{\perp}$  и  $L_3$ .

В дальнейшем нам понадобятся выражения компонентов скорости частицы через интегралы  $m$ ,  $n$  и  $E_3$ :

$$v_\varphi = \pm \frac{\sqrt{2A_1}}{r} \sqrt{m \cdot n}, \quad v_r = \pm \frac{\sqrt{2A_1}}{r} \cdot \sqrt{(m - r^2)(r^2 - n)},$$

$$v_3 = \pm \sqrt{2(E_3 - A_3 x_3^2)}. \quad (8)$$

Случай  $m = n$  вырождения эллипсов в круги рассматриваться не будет; соответствующая ему бесстолкновительная модель сфероида (см. [9]) является моделью псевдогидродинамического типа и ее колебания описываются выведенными в [1] уравнениями.

Задача заключается в нахождении самосогласованной функции модели  $f(\vec{x}, \dot{\vec{x}})$  из интегрального уравнения

$$\rho = \int f(\vec{x}, \dot{\vec{x}}) d^3x. \quad (9)$$

Для получения физически разумного решения интегрального уравнения функцию распределения необходимо представить зависящей от трех интегралов движения частицы. С этой целью перейдем в (9) от переменных  $x_1, x_2, x_3$  к новым  $m, n, E_3$ . Якобиан перехода легко находится

$$J\left(\begin{matrix} x_1, x_2, x_3 \\ m, n, E_3 \end{matrix}\right) = \frac{A_1}{2\sqrt{2}} \cdot \frac{m-n}{\sqrt{m \cdot n}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E_3 - A_3 x_3^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{(m-r^2)(r^2-n)}}. \quad (10)$$

Важно подчеркнуть деталь, на которую в [7—8] не обращалось должного внимания. Общей чертой всех однородных моделей является необходимость касания всеми частицами в процессе своего движения поверхности модели. Только при выполнении этого требования распределение вещества может быть однородным внутри граничной оболочки. В нашем случае условие касания находится элементарно и имеет вид

$$\frac{m}{a_1^2} + \frac{E_3}{A_3 a_3^2} = 1. \quad (11)$$

Таким образом, поиск решений уравнения (9), не опираясь на условие (11), вообще не правомерен.

Поскольку условие касания (11) связывает две переменные  $m$  и  $E_3$ , для решения уравнения (9) нам надо знать пределы интегрирования только по двум переменным. А именно,

$$\alpha \leq \frac{E_3}{A_3 a_3^2} \leq \beta, \quad (12)$$

где

$$\alpha = \frac{x_3^2}{a_3^2}, \quad \beta = 1 - \frac{r^2}{a_1^2}, \quad (13)$$

и

$$0 \leq n \leq r^2. \quad (14)$$

Но указанная замена переменных для функции фазовой плотности приводит к некоторой потере информации о состоянии системы. Это видно из того, что выражения интегралов  $m$ ,  $n$  и  $E_3$  четны относительно компонентов вектора скорости  $v_\varphi$ ,  $v_r$ ,  $v_z$  и не чувствуют изменения знака последних. Такая потеря информации может привести к неверному вычислению большинства фазовых средних величин. Ввиду этого мы разделим все частицы модели на составляющие по признакам того или иного знака у каждого компонента скорости. Каждая из восьми составляющих будет описываться своей фазовой функцией  $f_{rs}^{(\varphi)}$ . Здесь

$$\begin{aligned} f_{rs}^{(1)} &\text{ при } v_\varphi > 0 \text{ и } f_{rs}^{(2)} \text{ при } v_\varphi < 0; \\ f_{1s}^{(\varphi)} &\text{ при } v_r > 0 \text{ и } f_{2s}^{(\varphi)} \text{ при } v_r < 0; \\ f_{r1}^{(\varphi)} &\text{ при } v_z > 0 \text{ и } f_{r2}^{(\varphi)} \text{ при } v_z < 0. \end{aligned} \quad (15)$$

Запись индекса в буквенном виде означает суммирование по нему. Подчеркнем, что из восьми составляющих можно выделить только две подсистемы действительно разных частиц, отличающихся по знаку  $v_\varphi$ ; другие же составляющие образованы одними и теми же частицами и подсистемами не являются. Очевидно также, что любая из восьми фазовых функций  $f_{rs}^{(\varphi)}$  зависит только от  $m$ ,  $n$  и  $E_3$ .

Сумма фазовых функций всех составляющих должна удовлетворять уравнению (9), которое в свете сказанного выше записывается в виде\*

\*  $\eta(x) = \begin{cases} 0 & \text{при } x < 0 \\ 1 & \text{при } x > 0 \end{cases}$

$$\rho \cdot \eta(\beta - \alpha) = \iiint f_{rs}^{(\eta)}(E_3, m, n) \cdot J dE_3 dm dn. \quad (16)$$

Область интегрирования в уравнении (16) показана на рис. 2. Имеем [7]

$$f_{rs}^{(\eta)} = \frac{2\sqrt{2} \cdot \rho}{\pi^2 A_1 \sqrt{A_3}} \cdot \frac{a_1}{a_3} \frac{\sqrt{m}}{m-n} \cdot \delta \left[ m - a_1^2 \left( 1 - \frac{E_3}{A_3 a_3^2} \right) \right]. \quad (17)$$

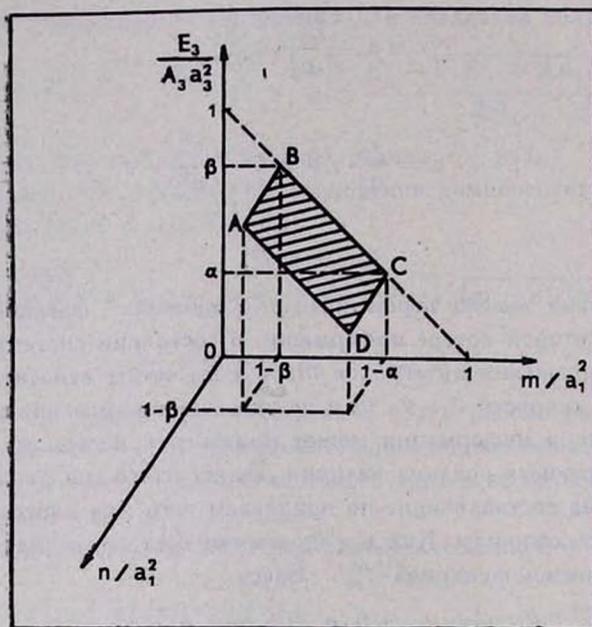


Рис. 2. Заштрихована область, занимаемая моделью в пространстве интегралов движения отдельной частицы.

Другие сочетания фазовых функций подсистем будут получены ниже.

Ось симметрии сфероида является особой линией; для частиц, проходящих через нее,  $v_\varphi = 0$  (а значит и  $n = 0$ ) и

$$f_{rs} = \frac{2\sqrt{2} \rho}{\pi^2 A_1 \sqrt{A_3}} \cdot \frac{a_1}{a_3} m^{-1/2}. \quad (18)$$

В частности, для постоянно находящихся на этой оси частиц  $m = 0$ , и фазовая функция стремится к бесконечности.

3. Форма модели в фазовом пространстве. Функция (17) явно не эллипсоидального типа, так что исследуемая модель заведомо не принадлежит семейству псевдогидродинамических фигур. Какой же в действительности представляется эта модель в фазовом пространстве?

Зная область, которую модель занимает в пространстве интегралов движения (рис. 2), в принципе можно было бы методом преобразований отобразить эту область на пространство скоростей ( $v_\varphi$ ,  $v_r$ ,  $v_s$ ). Для реализации сказанного в практическом отношении более удобен следующий путь.

Условие вырождения (11) с учетом выражения для  $m$  из (7), после преобразований с учетом (5) приводит к уравнению

$$\begin{aligned} & \frac{v_\varphi^2}{2A_1 a_1^2} \cdot \left( \beta - \alpha - \frac{v_s^2}{2A_3 a_3^2} \right) = \\ & = \left( 1 - \alpha - \frac{v_s^2}{2A_3 a_3^2} \right) \cdot \left( \beta - \alpha - \frac{v_r^2}{2A_1 a_1^2} - \frac{v_s^2}{2A_3 a_3^2} \right). \end{aligned} \quad (19)$$

Уравнение (19) в пятимерном фазовом пространстве ( $r$ ,  $x_3$ ,  $v_\varphi$ ,  $v_r$ ,  $v_s$ ) задает поверхность четвертого порядка, на которой и находятся изображающие точки частиц модели. Плотность распределения изображающих точек на этой поверхности неравномерная.

Для наглядности изобразим интересующую нас поверхность в пространстве скоростей, зафиксировав координаты  $r$  и  $x_3$ .

Рассекая фигуру (19) плоскостями  $v_\varphi = \text{const}$ , нельзя выходить из интервала

$$0 \leq \frac{v_\varphi^2}{2A_1 a_1^2} \leq 1 - \alpha. \quad (20)$$

Здесь мы встречаемся с одной особенностью, которую необходимо пояснить. Для этого положим в (19)  $v_r = 0$  и решим относительно  $\frac{v_s^2}{2A_3 a_3^2}$  квадратное уравнение; его решение содержит два знака, но только знак (—) не приводит к противоречию. Следовательно,

$$\frac{v_s^2}{2A_3 a_3^2} = \begin{cases} \beta - \alpha, & \text{при } 0 \leq \frac{v_\varphi^2}{2A_1 a_1^2} \leq 1 - \beta, \\ 1 - \alpha - \frac{v_\varphi^2}{2A_1 a_1^2}, & \text{при } 1 - \beta < \frac{v_\varphi^2}{2A_1 a_1^2} \leq 1 - \alpha. \end{cases} \quad (21)$$

В итоге находим семейство кривых четвертого порядка, вложенных в окружность с радиусом  $\sqrt{\beta - \alpha}$  (рис. 3а).

При сечении исследуемой фигуры плоскостями  $v_s = \text{const}$  обнаружим семейство софокусных эллипсов (рис. 3б). Так как

$$0 \leq \frac{v_s^2}{2A_3 a_3^2} \leq \beta - \alpha, \quad (22)$$

при верхнем пределе получается геометрическое место особых точек между фокусами найденного семейства, заполняющих отрезок длиной  $2\sqrt{1-\beta}$ . Главные полуоси данного семейства эллипсов:

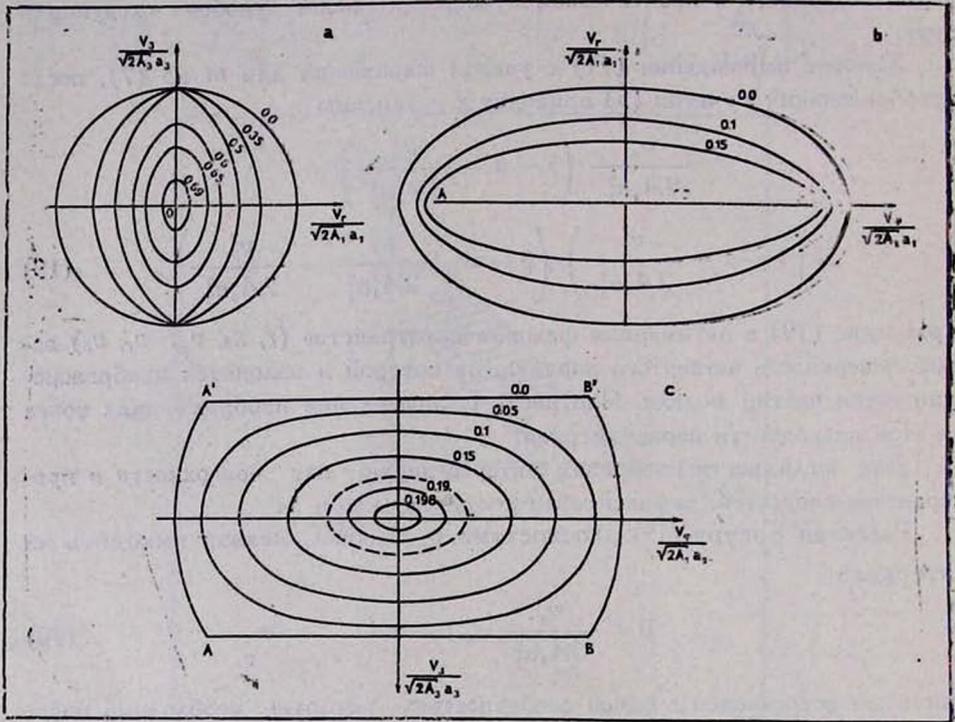


Рис. 3. Сечения фигуры, поверхность которой представляет собой область существования модели в пространстве скоростей. Для расчетов взято  $\alpha = 0.3$  и  $\beta = 0.5$ .

а) Плоскостями, параллельными осям  $Ov_3v_r$ ; цифрами обозначены контуры сечений при разных значениях  $\frac{v_3^2}{2A_3a_3^2}$ . Внешний контур — окружность радиусом  $\sqrt{\beta - \alpha}$ ; контур  $\frac{v_r^2}{2A_1a_1^2} = 1 - \beta$  представляет линию с острыми краями (где производная терпит разрыв). б) Плоскостями, параллельными осям  $Ov_rv_v$ ; цифрами обозначены значения  $\frac{v_3^2}{2A_3a_3^2}$ . Контур — семейство софокусных эллипсов, мефокусное расстояние  $AB$  равно  $2\sqrt{1-\beta}$ . в) То же самое плоскостями, параллельными осям  $Ov_3v_r$ ; цифрами даны значения  $\frac{v_r^2}{2A_1a_1^2}$ . Внешний контур состоит из двух отрезков длиной  $2\sqrt{1-\beta}$ , соединенных дугами окружности с радиусом  $\sqrt{1-\alpha}$ .

полуось вдоль  $\frac{v_r}{\sqrt{2A_1 a_1}}$  равна  $\left(1 - \alpha - \frac{v_3^2}{2A_3 a_3^2}\right)^{1/2}$ ; (23)

полуось вдоль  $\frac{v_r}{\sqrt{2A_1 a_1}}$  равна  $\left(\beta - \alpha - \frac{v_3^2}{2A_3 a_3^2}\right)^{1/2}$ .

Наконец, в сечениях плоскостями  $v_r = \text{const}$ , где

$$0 \leq \frac{v_r^2}{2A_1 a_1^2} \leq \beta - \alpha, \tag{24}$$

получим контуры рис. 3с. Здесь для правильного воспроизведения внешнего контура, отвечающего случаю  $v_r = 0$ , следует предварительно записать (19) в виде

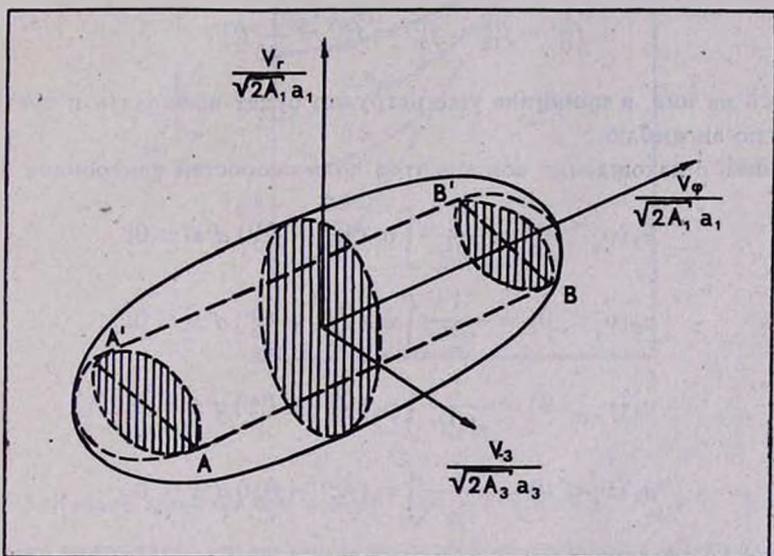


Рис. 4. Объемное изображение фигуры, показанной на рис. 3. По краям ее заштрихованы лэнзовидные сечения, посредине — окружность с радиусом  $\sqrt{\beta - \alpha}$ .

$$\frac{v_3^2}{2A_1 a_3^2} = \frac{v_3^2}{2A_3 a_3^2} \left( \frac{v_3^2}{2A_3 a_3^2} - 1 - \beta + 2\alpha + \frac{v_r^2}{2A_1 a_1^2} \right) - (1 - \alpha) \frac{v_r^2}{2A_1 a_1^2} + (1 - \alpha)(\beta - \alpha) \tag{25}$$

$$= \frac{\beta - \alpha - \frac{v_3^2}{2A_3 a_3^2}}{\beta - \alpha - \frac{v_3^2}{2A_3 a_3^2}}$$

и затем учесть решения (21).

Внешний вид фигуры показан на рис. 4. Если все частицы вращаются в одну сторону, фигура разрезается пополам плоскостью ( $v_r$ ,  $v_z$ ). Вероятность нахождения изображающей точки в разных местах на поверхности фигуры неодинакова.

4. *Поле скоростей центроидов.* Выше уже подчеркивалось, что из восьми составляющих можно выделить только две подсистемы действительно разных частиц. Следовательно, все четыре фазовые функции, имеющие одинаковый верхний индекс, описывают одну и ту же подсистему частиц и в силу этого должны быть равны между собой.

Рассуждая таким образом, мы приходим в итоге к важным равенствам

$$f_{11}^{(1)} = f_{12}^{(1)} = f_{21}^{(1)} = f_{22}^{(1)} = \frac{1}{4} f_{rs}^{(1)}; \quad (26)$$

$$f_{11}^{(2)} = f_{12}^{(2)} = f_{21}^{(2)} = f_{22}^{(2)} = \frac{1}{4} f_{rs}^{(2)}. \quad (27)$$

Опираясь на них, в принципе уже нетрудно будет вычислять и средние величины по ансамблю.

Начнем с нахождения компонентов поля скоростей центроидов. Имеем:

$$u_z(v_\varphi > 0) = \frac{1}{\rho_{rs}^{(1)}} \int v_z (f_{r1}^{(1)} - f_{r2}^{(1)}) d^3x = 0;$$

$$u_z(v_\varphi < 0) = \frac{1}{\rho_{rs}^{(2)}} \int v_z (f_{r1}^{(2)} - f_{r2}^{(2)}) d^3x = 0;$$

$$u_r(v_r > 0) = \frac{1}{\rho_{1z}^{(\varphi)}} \int v_r (f_{11}^{(\varphi)} - f_{12}^{(\varphi)}) d^3x = 0;$$

$$u_r(v_r < 0) = \frac{1}{\rho_{2z}^{(\varphi)}} \int v_r (f_{21}^{(\varphi)} - f_{22}^{(\varphi)}) d^3x = 0.$$

Очевидно, эти величины обращаются в нуль в силу равенства (26), (27). Ясно, что подобные же соотношения можно написать и для направления  $r$ . В итоге, для модели в целом будет

$$u_z = \frac{1}{\rho} \int v_z (f_{r1}^{(\varphi)} - f_{r2}^{(\varphi)}) d^3x = 0; \quad (28)$$

$$u_r = \frac{1}{\rho} \int v_r (f_{1z}^{(\varphi)} - f_{2z}^{(\varphi)}) d^3x = 0. \quad (29)$$

Переходя к вычислению азимутального компонента скорости, вначале рассмотрим вращение всех частиц в одном направлении (т. е.  $f_{rs}^{(2)} = 0$ )\*:

\* Такая модель имеет один параметр: отношение полуосей  $a_3/a_1$ .

$$\begin{aligned}
 u_{\varphi} &= \frac{1}{\rho} \frac{\sqrt{2A_1}}{r} \iiint \sqrt{mn} f_{rs}^{(1)} \cdot J dE_3 dm dn = \frac{2\sqrt{2A_1} a_1}{\pi^2} \int_{\alpha}^{\beta} \sqrt{\frac{1-l}{(l-\alpha)(\beta-l)}} dl = \\
 &= \frac{4\sqrt{2A_1}}{\pi^2} a_1 \sqrt{1-\alpha} \cdot E\left(\frac{\pi}{2}; \sqrt{\frac{\beta-\alpha}{1-\alpha}}\right), \quad (30)
 \end{aligned}$$

где для вычисления мы использовали формулы (8), (10), (17);  $\alpha$  и  $\beta$  даны в (13),  $E(\dots)$  — полный эллиптический интеграл 2-го рода.

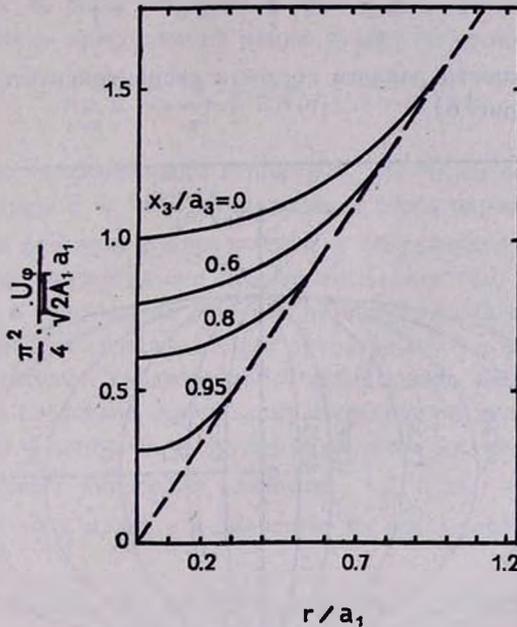


Рис. 5. Кривые вращения при разных  $\frac{x_3}{a_3}$  для модели с  $f_{rs}^{(2)} = 0$ . Все кривые имеют одну касательную, что связано с твердотельным характером осредненного вращения поверхности модели. Причина неэквивалентности вращения на оси  $x_3$  объяснена в тексте.

Формула (30) задает дифференциальное вращение (рис. 5). Любопытно, что на поверхности модели угловая скорость вращения остается постоянной: при  $\alpha = \beta$  из (30) следует  $u_{\varphi} \sim \frac{r}{a_1}$ ; это видно также и из рис. 5, где кривые вращения при разных  $x_3$  имеют одну касательную. Однако жесткость вращения граничной поверхности совсем не означает, что она состоит из одних и тех же частиц! Внутри же модели вращение является бароклинным, т. е. угловая скорость усредненных азимутальных движений за-

висит как от  $r$ , так и от  $x_3$ . Представляет интерес выяснить—какими являются поверхности  $\omega(r, x_3) = \text{const}$  внутри модели. Для этого сначала найдем величину

$$k = \left( \frac{n}{m} \right) = \frac{1}{\rho} \int \frac{n}{m} f_{\text{вр}} \cdot J dE_3 dm dn = \frac{r/a_1}{2\sqrt{1-a}}, \quad \left( 0 \leq k \leq \frac{1}{2} \right), \quad (31)$$

позволяющую вычислить средний квадрат эксцентриситетов эллипсов всех орбит в произвольной точке  $(r, x_3)$

$$e^2 = 1 - k, \quad \left( \frac{1}{2} \leq e^2 \leq 1 \right). \quad (32)$$

Очевидно, поверхности равного среднего эксцентриситета образуют семейство сфероидов (рис. 6)

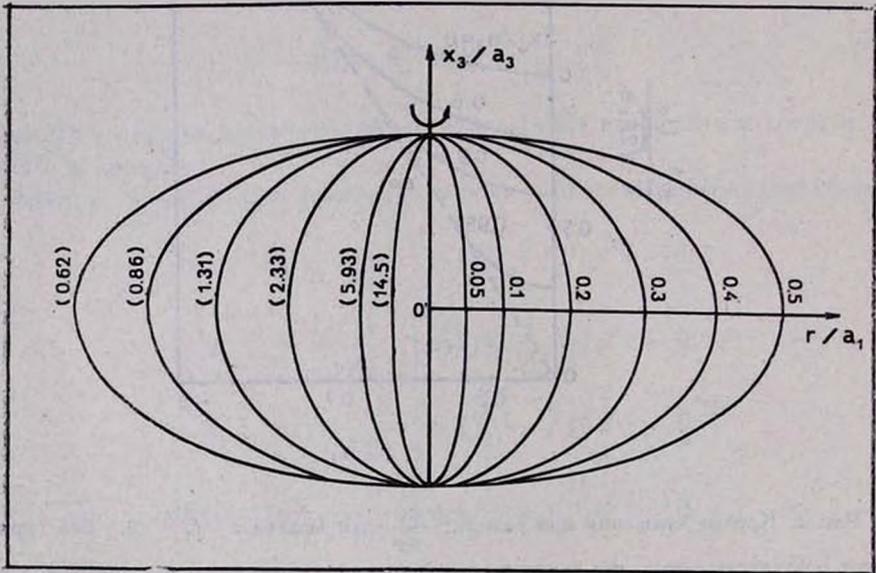


Рис. 6. Сечения поверхностей равного среднего эксцентриситета экваториальных разрезов орбит частиц; цифрами без скобок даны значения квадрата среднего эксцентриситета. Цифры в скобках — значения средней угловой скорости вращения центроидов, нормированной на фактор  $\sqrt{\pi G \rho}$ . Указанное относится только к модели с вращением частиц в одну сторону. Для вычислений взята модель сжатого сфероида с  $a_3/a_1 = 0.5$ .

$$\frac{r^2}{4a_1^2 k^2} + \frac{x_3^2}{a_3^2} = 1. \quad (33)$$

Но так как угловая скорость в заданной точке выражается формулой

$$\omega(r, x_3) = \frac{2\sqrt{2A_1}}{\pi^2} k^{-1} \cdot E\left(\frac{\pi}{2}, \sqrt{1-4k^2}\right), \quad (34)$$

поверхности  $\omega(r, x_3) = \text{const}$  совпадают с поверхностями равного среднего эксцентриситета на рис. 6.

Любопытно заметить, что, согласно наблюдениям на волне 21 см, поверхности равной угловой скорости в Галактике в принципе напоминают показанные на рис. 6.

Есть еще одна особенность найденного нами закона вращения (30) (которая, кстати, не была замечена и объяснена в [7]). Дело в том, что на оси  $x_3$  скорость вращения не равна нулю: согласно формуле (30)

$$\lim_{r \rightarrow 0} u_{\varphi} = \frac{4}{\pi^2} \sqrt{2A_1 a_1} \sqrt{1-\alpha} \geq 0. \quad (35)$$

Налицо парадокс, особенно если вспомнить, что через ось  $x_3$  могут проходить только частицы с  $v_{\varphi} = 0$ . Исследование этого парадокса затрудняется из-за обращения функции распределения в бесконечность для тех частиц, которые всегда находятся на оси симметрии модели (см. формулу 18). Разгадка парадокса в том, что на оси цилиндрической системы координат теряется смысл говорить о направлении ортов вдоль  $r$  и в азимутальном направлении—происходит, следовательно, нивелировка между этими направлениями. И, как следствие, происходит нивелировка между компонентами скоростей  $v_{\varphi}$  и  $v_r$ . Именно из-за этого недостатка цилиндрической системы координат компонент дисперсии скоростей  $\sigma_{\varphi\varphi}$  при  $r = 0$  стремится, как мы увидим ниже, не к нулю, а к значению на оси  $x_3$  компонента дисперсии  $\sigma_{rr}$ !

Мы уже убедились, что при вращении всех частиц в одном направлении закон вращения модели в целом описывается весьма сложной формулой. Указанных осложнений можно избежать, если полнее использовать свойства введенных нами подсистем частиц. А именно, распорядимся функциями  $f_{rs}^{(1)}$  и  $f_{rs}^{(2)}$  таким образом (см. также [7]), чтобы вращение в целом стало твердотельным

$$u_{\varphi} = \Omega r = \frac{1}{\rho} \iiint v_{\varphi} (f_{rs}^{(1)} - f_{rs}^{(2)}) \cdot J dE_3 dm dn. \quad (36)$$

Это уравнение решается тем же способом, что и (16); находим

$$f_{rs}^{(1)} - f_{rs}^{(2)} = \frac{4\Omega\rho}{\pi^3 A_1^{3/2} \sqrt{A_3}} \frac{a_1}{a_3} \frac{\sqrt{n}}{m-n} \delta \left[ m - a_1^2 \left( 1 - \frac{E_3}{A_3 a_3^2} \right) \right]. \quad (37)$$

Из (17) и (37) тогда получим

$$f_{rz}^{(1)} = \frac{\rho\sqrt{2}}{\pi^2 A_1 \sqrt{A_3}} \cdot \frac{a_1}{a_3} \cdot \frac{\delta \left[ m - a_1^2 \left( 1 - \frac{E_3}{A_3 a_3^2} \right) \right]}{m - n} \left\{ \sqrt{m} + \frac{\Omega \sqrt{n}}{\sqrt{A_1/2}} \right\}; \quad (38)$$

$$f_{rz}^{(2)} = \frac{\rho\sqrt{2}}{\pi^2 A_1 \sqrt{A_3}} \cdot \frac{a_1}{a_3} \cdot \frac{\delta \left[ m - a_1^2 \left( 1 - \frac{E_3}{A_3 a_3^2} \right) \right]}{m - n} \left\{ \sqrt{m} - \frac{\Omega \sqrt{n}}{\sqrt{A_1/2}} \right\}. \quad (39)$$

Таким образом, для модели с твердотельным вращением мы окончательно решили задачу нахождения фазовых функций подсистем (см. формулы (26), (27))\*.

Избавиться от «корявого» вращения (30) мы смогли только ценой того, что заставили подсистемы частиц со столь же «корявым» распределением плотности

$$\rho(v_\varphi \geq 0) = \rho \left\{ \frac{1}{2} \pm \frac{2\sqrt{2}\Omega}{\pi^2 \sqrt{A_1}} \frac{r/a_1}{\sqrt{1-\alpha}} F \left( \frac{\pi}{2}; \sqrt{\frac{\beta-\alpha}{1-\alpha}} \right) \right\}, \quad (40)$$

где  $F(\dots)$  — полный эллиптический интеграл 1-го рода, вращаться в разные стороны.

Из условия неотрицательности  $f_{rz}^{(2)}$  находим интервал вращения

$$0 \leq \Omega^2 \leq A_1/2. \quad (41)$$

5. Тензор дисперсии скоростей. Вначале найдем диагональные компоненты этого тензора. Азимутальный компонент:

$$\sigma_{\varphi\varphi} = \frac{1}{\rho} \int [(v_\varphi - u_\varphi)^2 f_{rz}^{(1)} + (v_\varphi + u_\varphi)^2 f_{rz}^{(2)}] d^3x = \frac{1}{\rho} \int v_\varphi^2 f_{rz}^{(\varphi)} d^3x - u_\varphi^2. \quad (42)$$

Очевидно,

$$\overline{v_\varphi^2} = \frac{1}{\rho} \int v_\varphi^2 f_{rz}^{(\varphi)} d^3x = A_1 a_1^2 \left( 1 - \frac{\alpha + \beta}{2} \right). \quad (43)$$

Для модели, в которой частицы вращаются только в одну сторону, мы должны в (12) подставить  $u_\varphi$  из (30). Для модели же с твердотельным вращением

$$\sigma_{\varphi\varphi} = \frac{A_1 a_1^2}{2} \left[ 1 + \frac{r^2}{a_1^2} \left( 1 - \frac{2\Omega^2}{A_1} \right) - \frac{x_3^2}{a_3^2} \right]. \quad (44)$$

Поверхности  $\sigma_{\varphi\varphi} = \text{const}$  (как и  $\overline{v_\varphi^2} = \text{const}$ ) представляют собой в общем случае семейство двуполых гиперболоидов; при максимально

\* Модель имеет два параметра: отношение полуосей  $\frac{a_3}{a_1}$  и угловую скорость  $\Omega$ .

быстром вращении  $\Omega^2 = \frac{A_1}{2}$  гиперboloиды  $\sigma_{\varphi\varphi} = \text{const}$  вырождаются в плоскости, перпендикулярные оси  $x_3$ . Обратим внимание: на поверхности модели  $\bar{v}_\varphi^2 = A_1 r^2$  и  $\sigma_{\varphi\varphi} = (A_1 - \Omega^2) r^2$ , т. е. эти компоненты в нуль не обращаются (исключение — для точек полюсов).

Далее,

$$\sigma_{rr} = \frac{1}{\rho} \int [(v_r - u_r)^2 f_{1s}^{(1)} + (v_r + u_r)^2 f_{2s}^{(2)}] d^3 \dot{x}, \quad (45)$$

а так как согласно (29)  $u_r = 0$ , то

$$\sigma_{rr} = \frac{1}{2} A_1 a_1^2 (\beta - \alpha). \quad (46)$$

Аналогично находим и компонент

$$\sigma_{33} = A_3 a_3^2 (\beta - \alpha). \quad (47)$$

Итак, давление в меридиональных плоскостях

$$P_{r3} = \rho (\sigma_{rr} + \sigma_{33}) = \rho \left( \frac{A_1 a_1^2}{2} + A_3 a_3^2 \right) \cdot (\beta - \alpha) \quad (48)$$

найдено постоянным на семействе сфероидальных поверхностей, подобных границе модели. Для сравнения следует отметить: у классического жидкого сфероида Маклорена на семействе подобных сфероидальных поверхностей постоянным оказывается полное гидростатическое давление.

Особенность цилиндрической системы координат проявляется не только в peculiarity закона вращения (30), но и в равенстве на оси  $x_3$  двух компонент тензора дисперсии скоростей

$$\sigma_{\varphi\varphi}(r=0) = \sigma_{rr}(r=0) = \frac{1}{2} A_1 a_1^2 (1 - \alpha). \quad (49)$$

Недиагональные компоненты того же тензора оказываются равными нулю. Для примера вычислим компонент

$$\begin{aligned} \rho \sigma_{r\varphi} = \int [v_r (v_\varphi - u_\varphi) f_{1s}^{(1)} - v_r (v_\varphi - u_\varphi) f_{2s}^{(1)} - v_r (v_\varphi + u_\varphi) f_{1s}^{(2)} + \\ + v_r (v_\varphi + u_\varphi) f_{2s}^{(2)}] d^3 \dot{x}. \end{aligned} \quad (50)$$

После элементарных преобразований получим два интеграла

$$\begin{aligned} \rho \sigma_{r\varphi} = \int v_r v_\varphi [f_{1s}^{(1)} - f_{2s}^{(1)} - f_{1s}^{(2)} + f_{2s}^{(2)}] d^3 \dot{x} + \\ + u_\varphi \int v_r [-f_{1s}^{(1)} + f_{2s}^{(1)} - f_{1s}^{(2)} + f_{2s}^{(2)}] d^3 \dot{x}. \end{aligned} \quad (51)$$

Но в силу (26), (27) каждое подинтегральное выражение в квадратных скобках равно нулю. Аналогично и для компонентов  $\sigma_{r3}$  и  $\sigma_{\varphi 3}$ . Итак\*,

$$\sigma_{r\varphi} = \sigma_{r3} = \sigma_{\varphi 3} = 0. \quad (52)$$

6. *Тензор моментов скоростей третьего порядка.* При решении поставленной задачи нельзя ограничиться вычислением тензора дисперсии скоростей. Отнюдь не очевидная истина заключается в следующем: если при вычислении характеристик модели цепочка моментов логически не замыкается на каком-то определенном порядке, такая модель вообще не имеет права на существование. Следовательно, нельзя считать модель исследованной, если для нее не получены все независимые компоненты тензоров скоростей разных порядков. Фазовое описание моделей псевдогидродинамического типа (см. Введение) было таким, что моменты третьего порядка отбрасывались с самого начала (моменты четвертого же порядка, как можно показать, не были независимыми, так как выражались через уже известные моменты второго порядка). В настоящем случае ситуация более сложная.

Нетрудно убедиться, что для нашей модели имеется десять независимых компонентов тензора скоростей третьего порядка (2). Как относительно более простую, рассмотрим вначале модель с вращением частиц в разные стороны; о модели с вращением в одну сторону ниже будет сказано особо.

Приступим к вычислению компонентов.

$$\begin{aligned} \rho \sigma_{\varphi\varphi\varphi} &= \int [(\mathbf{v}_{\varphi} - \mathbf{u}_{\varphi})^3 f_{rs}^{(1)} - (\mathbf{v}_{\varphi} + \mathbf{u}_{\varphi})^3 f_{rs}^{(2)}] d^3\dot{\mathbf{x}} = \\ &= \int \mathbf{v}_{\varphi}^3 (f_{rs}^{(1)} - f_{rs}^{(2)}) d^3\dot{\mathbf{x}} - 3\mathbf{u}_{\varphi} \int \mathbf{v}_{\varphi}^2 f_{rs}^{(\varphi)} d^3\dot{\mathbf{x}} + \\ &+ 3\mathbf{u}_{\varphi}^2 \int \mathbf{v}_{\varphi} (f_{rs}^{(1)} - f_{rs}^{(2)}) d^3\dot{\mathbf{x}} - \mathbf{u}_{\varphi}^3 \int f_{rs}^{(\varphi)} d^3\dot{\mathbf{x}}. \end{aligned} \quad (53)$$

Вычисляя с учетом (37)–(39) отдельные интегралы, имеем

$$\begin{aligned} \int \mathbf{v}_{\varphi}^3 (f_{rs}^{(1)} - f_{rs}^{(2)}) d^3\dot{\mathbf{x}} &= \frac{3}{4} \rho \Omega r A_1 a_1^2 \left( 1 + \frac{r^2}{a_1^2} - \frac{x_3^2}{a_3^2} \right); \quad \int f_{rs}^{(\varphi)} d^3\dot{\mathbf{x}} = \rho; \\ \int \mathbf{v}_{\varphi}^2 f_{rs}^{(\varphi)} d^3\dot{\mathbf{x}} &= \rho \frac{A_1 a_1^2}{2} \left( 1 + \frac{r^2}{a_1^2} - \frac{x_3^2}{a_3^2} \right); \quad \int \mathbf{v}_{\varphi} (f_{rs}^{(1)} - f_{rs}^{(2)}) d^3\dot{\mathbf{x}} = \rho \Omega r. \end{aligned} \quad (54)$$

В итоге

$$\sigma_{\varphi\varphi\varphi} = \frac{\Omega r}{2} (4\Omega^2 r^2 - 3\overline{v_{\varphi}^2}) = \frac{\Omega r}{2} (\Omega^2 r^2 - 3\sigma_{\varphi\varphi}), \quad (55)$$

\* Включая и случай вращения частиц в одну сторону.

причем  $\sigma_{\varphi\varphi}$  дана в (44). На поверхности и внутри модели  $\sigma_{\varphi\varphi} < 0$ .

Далее,

$$\rho\sigma_{rr\varphi} = \int v_r^2 [(v_\varphi - u_\varphi) f_{rs}^{(1)} - (v_\varphi + u_\varphi) f_{rs}^{(2)}] d^3x. \quad (56)$$

Так как

$$\int v_r^2 v_\varphi (f_{rs}^{(1)} - f_{rs}^{(2)}) d^3x = \frac{\rho\Omega_r A_1 a_1^2}{4} (\beta - \alpha); \quad (57)$$

$$u_\varphi \int v_r^2 f_{rs}^{(\varphi)} d^3x = \frac{1}{2} \rho\Omega_r A_1 a_1^2 (\beta - \alpha),$$

в итоге получим

$$\sigma_{rr\varphi} = -\frac{1}{2} \Omega_r \sigma_{rr} = -\frac{A_1^2 a_1^2}{4} \Omega_r (\beta - \alpha). \quad (58)$$

Этот компонент также всюду отрицателен.

Несколько неожиданно обстоит дело с компонентом  $\sigma_{33\varphi}$ . Вычисления, вполне аналогичные предыдущим, приводят к выражению

$$\rho\sigma_{33\varphi} = \int v_3^2 v_\varphi (f_{rs}^{(1)} - f_{rs}^{(2)}) d^3x - \rho u_\varphi \sigma_{rr}. \quad (59)$$

Но, как можно показать,

$$\int v_3^2 v_\varphi (f_{rs}^{(1)} - f_{rs}^{(2)}) d^3x = \rho u_\varphi \sigma_{rr}, \quad (60)$$

повтому  $\sigma_{33\varphi} = 0$ .

Заметим, что если частицы вращаются только в одну сторону, компонент  $\sigma_{33\varphi}$ , как и компоненты  $\sigma_{\varphi\varphi\varphi}$  и  $\sigma_{rr\varphi}$ , не равен нулю. Однако получающиеся для них выражения весьма сложны и мы их не приводим из-за отсутствия места.

Что касается семи оставшихся компонентов тензора третьего порядка — они оказываются равными нулю для обоих типов модели. Характерен следующий пример.

$$\begin{aligned} \rho\sigma_{\varphi\varphi r} = & \int v_r [(v_\varphi - u_\varphi)^2 f_{1s}^{(1)} - (v_\varphi - u_\varphi)^2 f_{2s}^{(1)} + (v_\varphi + u_\varphi)^2 f_{1s}^{(2)} - (v_\varphi + u_\varphi)^2 f_{2s}^{(2)}] \times \\ & \times d^3x = \int v_\varphi^2 v_r [f_{1s}^{(1)} - f_{2s}^{(1)} + f_{1s}^{(2)} - f_{2s}^{(2)}] d^3x + \\ & + 2u_\varphi \int v_\varphi v_r [-f_{1s}^{(1)} + f_{2s}^{(1)} + f_{1s}^{(2)} - f_{2s}^{(2)}] d^3x + \\ & + u_\varphi^2 \int v_r [f_{1s}^{(1)} - f_{2s}^{(1)} + f_{1s}^{(2)} - f_{2s}^{(2)}] d^3x. \end{aligned}$$

Поскольку выражения в квадратных скобках под интегралами равны нулю в силу (26), (27), равен нулю и сам компонент  $\sigma_{\varphi\varphi r}$ . Итак,

$$\sigma_{rrr} = \sigma_{zzz} = \sigma_{\varphi\varphi r} = \sigma_{\varphi\varphi z} = \sigma_{r r z} = \sigma_{z z r} = \sigma_{z z r} = \sigma_{\varphi r z} = 0. \quad (61)$$

Важно отметить следующее: отличные от нуля компоненты (55) и (58) выражаются через компоненты тензоров первого и второго порядков, а именно—через  $u_r = \Omega \cdot r$ ,  $\sigma_{rr}$  и  $\sigma_{\varphi\varphi}$ . Таким образом, цепочка моментов скоростей для нашей модели естественно замыкается на моментах третьего порядка. Подчеркнем, однако, что сказанное относится только к модели, в которой частицы вращаются в разные стороны. Для модели же с вращением частиц в одну сторону вопрос о замыкании цепочки моментов скоростей чрезвычайно сложен и остается открытым.

**7. Заключение.** Мы убедились, что внешне простая бесстолкновительная модель однородного сфероида оказывается совсем не простой для исследования ввиду новизны некоторых из встречающихся здесь вопросов. Причина этого, как мы уже неоднократно говорили, в том, что по своему типу модель не является псевдогидродинамической. Тем больший интерес вызывает механизм замыкания для нее цепочки моментов от фазовой плотности. Установление этого механизма закладывает фундамент для изучения нелинейных колебаний модели. Эта задача будет рассмотрена в следующей статье.

Педагогический институт,  
г. Глазов

## THE DYNAMICS OF THE SPECIAL SPHEROIDAL MODEL OF HOMOGENEOUS STELLAR SYSTEM. I. EQUILIBRIUM STATES

B. P. KONDRAT'EV

The stationary collisionless model of the self — gravitating homogeneous spheroid with nonellipsoidal phase distribution function is investigated. The model has one or two parameters. In velocity space this model is represented by a fourth degree surface with singular line segments. To obtain the characteristics of the model one is regarded as consisting of eight subsystems of particles. The phase function for each subsystem is derived. The one — parameter model has a nonlinear baroclinic rotation and surfaces of constant angular velocity are revealed with the ones in galaxies. Components of the dispersion velocity tensor and the tensor of the third rank are derived. It has been found that third moments of velocity reduce to first — and second moments.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Б. П. Кондратьев, Е. А. Малков, *Астрофизика*, 25, 587, 1986.
2. Б. П. Кондратьев, Е. А. Малков, *Астрофизика*, 26, 511, 1987.
3. Б. П. Кондратьев, Е. А. Малков, *Астрофизика*, 27, 311, 1987.
4. Б. П. Кондратьев, *Астрофизика* (в печати).
5. С. Чандрасекар, *Эллипсоидальные фигуры равновесия*, Мвр, М., 1973.
6. Б. П. Кондратьев, *Динамика эллипсоидальных гравитирующих фигур*, Наука, М., 1989.
7. В. Л. Поляченко, *Докл. АН СССР*, 229, 1335, 1976.
8. Б. П. Кондратьев, *Физ. ин-т АН СССР, Препр.*, № 244, 1978.
9. Г. С. Бисноватый-Козан, Я. Б. Зельдович, *Астрофизика*, 6, 387, 1970.

УДК: 52:530.12:531.51

ВЛИЯНИЕ ДВИЖЕНИЯ ГРАВИТИРУЮЩИХ МАСС  
НА НАБЛЮДАЕМЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОЧЕЧНОГО  
ИСТОЧНИКА СВЕТА

В. В. ЖДАНОВА, К. А. ПИРАГАС

Поступила 14 ноября 1988

Принята к печати 6 декабря 1988

В рамках общей теории относительности получены плотности распределений вероятностей, связанных с влиянием хаотического движения случайно расположенных масс на изменения положения и яркости точечного удаленного источника света и смещение его спектральных линий. Рассмотрены равномерные распределения масс в плоскости гравитационной линзы и во всем пространстве.

1. В настоящее время проявляется значительный интерес к эффектам искривления света гравитационным полем астрономических объектов. В первую очередь это связано с гравитационными линзами, изучение которых может привести к источникам новой информации о строении квазаров [1]. Гравитационно-релятивистские эффекты в распространении излучения могут также оказаться одним из немногих индикаторов, необходимых для выявления невидимых массивных тел в межгалактическом пространстве. Как правило, положение отклоняющих тел неизвестно, что относится в первую очередь к невидимым массам. Кроме того, когда свет от квазара проходит через линзовую галактику на пути к наблюдателю, существенную роль в формировании наблюдаемого изображения могут играть, как показывают оценки [1], отдельные звезды галактики (микрولينзирование). В этих условиях целесообразно провести статистическое рассмотрение влияния хаотически распределенных масс на видимые параметры источника. Как отмечается в [2], знание соответствующих распределений вероятностей необходимо при компьютерном моделировании гравитационно-линзовых эффектов. Такие оценки получены в работах [2—4] применительно к угловому отклонению  $\varphi$  наблюдаемого положения источника света. Однако величина  $\varphi$  является абсолютной характеристикой, тогда как при астрономических наблюдениях можно зафиксировать лишь наличие изменений

$\varphi$  или других подобных величин. В этой связи в настоящей работе оцениваются плотности вероятностей для изменения положения и яркости, связанных с движением отклоняющих масс. Движение масс приводит, кроме того, к сдвигу наблюдаемой частоты, для которого также проведено соответствующее вероятностное рассмотрение. Расчеты производятся в линейном приближении ОТО в рамках геометрической оптики.

Далее рассматриваются два случая случайного распределения масс:

А) равномерное распределение в пространстве с удельным объемом  $\Omega$  (средний объем на каждую массу);

Б) равномерное распределение в фиксированной плоскости, ортогональной к траектории луча с удельной поверхностью  $S$  в пределах круга радиуса  $R$  (радиус галактики, являющейся гравитационной линзой).

Случай А) отличается от Б) наличием множителей, являющихся степенными функциями расстояния  $D$  от источника света до наблюдателя.

2. Отклонение наблюдаемого положения источника света под действием масс  $M_i$  равно

$$\vec{\varphi} = \kappa \sum_{i=1}^N \frac{M_i \vec{r}_i}{r_i^2} \left(1 - \frac{z_i}{D}\right), \quad 0 < z_i < D, \quad (1)$$

где  $\vec{r}_i = (r_i \cos \theta_i, r_i \sin \theta_i)$  и  $z_i$  — координаты  $i$ -й массы (начало координат в точке расположения наблюдателя, ось  $z$  направлена на источник света),  $\kappa = \frac{4\gamma}{c^2}$ ,  $\gamma$  — гравитационная постоянная,  $c$  — скорость света,  $N$  — число масс. В рассматриваемом приближении  $r_i$  является прицельным расстоянием траектории света относительно массы  $M_i$ ; формула (1) справедлива, если  $r_i \ll D$ .

Изменение положений масс приводит к изменению  $\varphi$  со скоростью

$$\vec{v} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt} = \kappa \sum_{i=1}^N \frac{M_i}{r_i^2} \left( \vec{v}_i - \frac{2\vec{r}_i (\vec{v}_i \vec{r}_i)}{r_i^2} \right) \left(1 - \frac{2z_i}{D}\right), \quad (2)$$

где  $0 \leq z_i < D$ ,  $\vec{v}_i = \frac{d\vec{r}_i}{dt}$  — составляющая скорости, ортогональная к траектории луча, при получении (2) отброшены малые слагаемые порядка  $\kappa \frac{M}{r} \frac{v}{D}$ .

Для получения плотности вероятностей  $\vec{v}_i$  в связи со случайными значениями  $M_i$ ,  $\vec{r}_i$  и  $\vec{v}_i$  рассмотрим равномерное распределение поло-

жений каждой из  $N$  масс (независимо от остальных) внутри объема  $N\Omega$  в области  $0 < z < D$ ). Найдем характеристическую функцию  $f(\vec{k}) = \langle \exp(i\vec{k}\vec{v}) \rangle$  ( $\langle \cdot \rangle$  означает усреднение с соответствующей плотностью) для суммы независимых случайных величин (2), используя метод Маркова [5].

В пределе  $N \rightarrow \infty$  при фиксированном  $\Omega$  аналогично [3] получаем

$$f_A(\vec{k}) = \exp \left\{ - \int dM F_1(M) \int d^3v F_2(\vec{v}) * I_A(v, M, k), \right. \quad (3)$$

где

$$I_A(v, M, k) = \frac{1}{\Omega} \int_0^D dz \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \left[ 1 - \cos \left( \frac{\vec{b}\vec{v}}{r^2} \right) \right] r d\theta dr, \quad (4)$$

$$\vec{b} = \kappa M \left[ \vec{k} - 2 \frac{\vec{r}(\vec{r}\vec{v})}{r^2} \right] \left( 1 - \frac{z}{D} \right),$$

$F_1$  и  $F_2$  — плотности вероятностей величин  $M$  (масса) и  $\vec{v}$  (ортогональная к лучу скорость).

Для интегрирования в (4) выберем  $\vec{\theta} = (\theta, \varphi)$  и обозначим  $\theta_0 = \widehat{(\vec{b}, \vec{k})}$ . Поскольку, как нетрудно показать,  $|\vec{b}| = \kappa M \left( 1 - \frac{z}{D} \right)$ ,

$$\cos(\widehat{\vec{b}, \vec{k}}) = \cos(2\theta + \theta_0 + \pi).$$

Из (4) имеем

$$\begin{aligned} I_A(v, M, k) &= \frac{1}{\Omega} \int_0^D (dz) \int_0^\infty \frac{dr^2}{2} \int_0^{2\pi} \left[ 1 - \cos \left[ \frac{bv}{r^2} \cos 2\theta \right] \right] d\theta = \\ &= \frac{\pi \kappa v k M}{\Omega} \int_0^D dz \left( 1 - \frac{z}{D} \right) \int_0^\infty dx \left\{ 1 - J_0 \left( \frac{1}{x} \right) \right\} = \frac{\pi \kappa M v D}{2 \Omega}, \end{aligned}$$

где использовано соотношение  $\int_0^\infty \frac{dx}{x^2} [1 - J_0(x)] = 1$ . Отсюда для характеристической функции (3) имеем

$$f_A(k) = \exp \{ - \nu_0 k \},$$

где

$$\nu_0 = \frac{\pi D}{2\Omega} \kappa \langle M \rangle \langle v_\perp \rangle,$$

$$\langle M \rangle = \int dM F_1(M) \cdot M, \quad \langle \vec{v}_\perp \rangle = \int d^3v F_2(\vec{v}) |\vec{v}|.$$

Плотность вероятности величин  $v$  равна

$$F_A(v) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2k e^{-i\vec{k}\cdot\vec{v}} f_A(\vec{k}) = \frac{v_0}{2\pi(v_0^2 + v^2)^{3/2}} = F(v, v_0). \quad (5)$$

В случае Б) при вычислении характеристической функции  $f_B(\vec{k})$  вместо интегрирования по области  $0 < z < D$ ,  $0 \leq r < \infty$  нормированного на удельный объем  $\Omega$ , необходимо выполнить интегрирование по плоской области  $0 \leq r < R$ , с нормировкой на удельную поверхность  $S$ . При  $R \gg \sqrt{s}$  и достаточно больших  $N$  можно считать  $N \rightarrow \infty$  и воспользоваться методикой вычисления  $f_B$  при  $N \rightarrow \infty$ , аналогичной предыдущему. В результате получается следующая плотность распределения вероятностей:

$$F_B(v) = F(v, v'_0), \quad (6)$$

где

$$v'_0 = \frac{\pi}{s} \times \langle M \rangle \langle v_\perp \rangle.$$

Пределы изменения  $v$ , в которых формулы (5) и (6) имеют смысл, определяются областью применимости (2), связанной с конечными размерами  $r_0$  гравитирующих тел и верхним пределом по  $v$ . В случае (А) отсюда  $\frac{s}{D^2} < \frac{v}{v_0} < \frac{s}{r_0^2}$ , в случае (Б)  $\frac{s}{R^2} < \frac{v}{v_0} < \frac{s}{r_0^2}$ .

3. Сдвиг частоты  $\delta = \frac{\Delta\omega}{\omega}$ , связанный с прохождением лучей вблизи гравитирующих масс за счет их движения, равен

$$\delta = \alpha_1 \sum_{i=1}^N \frac{(r_i, v_i)}{r_i^2} M_i, \quad \alpha_1 = \frac{x}{c} = \frac{4\gamma}{c^3}, \quad (7)$$

где суммирование производится по всем источникам гравитационного поля, предполагается, что  $r_0 < r \ll D$ .

Формулу (7) для отдельной массы легко получить переходя в систему покоя, используя известное выражение для изменения волнового вектора, последующим обратным переходом в систему наблюдателя и суммированием вкладов от отдельных масс. Для характеристической функции  $f(\vec{k})$  рас-

пределение вероятностей величины  $\delta$  получается соотношение, аналогичное (3), с заменой  $I \rightarrow I_1$ , где в случае (Б)

$$I_{1B}(\nu, M, k) = \frac{1}{s} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^R \left[ 1 - \cos \left( \chi_1 \frac{kM(\vec{\nu} \vec{r})}{r^2} \right) \right] r dr.$$

В отличие от  $I_B$  при вычислении  $f_B(\vec{k})$  здесь нельзя положить  $R \rightarrow \infty$ , т. к. это приводит к расходимости. Интегрируя по углу, получаем выражение, встречавшееся в работе [2],

$$I_{1B} = \frac{2\pi}{s} \int_{1/R}^{\infty} \frac{d\xi}{\xi^3} [1 - J_0(\alpha k R \xi)]^\nu = \frac{\pi R^2}{s} \frac{x^2}{2} k^2 \ln \frac{2e^{1-\xi}}{\alpha k} O(\alpha^4),$$

которое оценивается при помощи формулы 11.1.20 из справочника [6], где  $\alpha = \chi_1 M \nu / R$ ,  $e \simeq 0.5772$  — постоянная Эйлера,  $e \simeq 2.71828$ . Обозначая  $\alpha_0 = \chi_1 M_0 \nu_0 / R$ , где  $M_0 = \sqrt{\langle M^2 \rangle}$ ,  $\nu_0 = \sqrt{\langle \nu^2 \rangle}$ , имеем, отбрасывая более высокие порядки по  $ka$ ,

$$g_B(k) = \exp \left\{ -\frac{\pi R^2}{2s} (\alpha_0 k)^2 \left[ \ln \frac{3.05}{\alpha_0 k} - \langle \nu^2 / \nu_0^2 \ln \nu / \nu_0 \rangle - \langle \frac{M^2}{M_0^2} \ln M / M_0 \rangle \right] \right\}. \quad (8)$$

Пренебрегая для грубой оценки логарифмически убывающими членами, аналогично [3], получаем плотность вероятности величины  $\delta$

$$G_B(\delta) = G(\delta, \delta'_0 A'), \quad (9)$$

где для  $\delta \sim \delta'_0 \ln \sqrt{A'}$ ,

$$\begin{aligned} G(\delta, \delta'_0, A') &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk e^{i\delta k} g_B(k) = \\ &= \frac{1}{2\pi} \delta'_0 \int_{-\infty}^{\infty} dk \exp \{ ik \delta / \delta'_0 - k^2 \ln A' \} (1 + k^2 \ln k + \dots) \simeq \\ &\simeq \frac{\exp \left[ -\frac{(\delta / \delta'_0)^2}{4 \ln A'} \right]}{2\delta'_0 \sqrt{\pi \ln A'}} + O \left( \frac{\ln \ln A'}{\delta'_0 \sqrt{\ln A' \ln A'}} \right), \end{aligned}$$

где

$$A' = 3.81 R / \sqrt{s} \gg 1, \quad \delta'_0 = R \alpha_0 \sqrt{\frac{\pi}{2s}} = \chi_1 M_0 \nu_0 \sqrt{\frac{\pi}{2s}}.$$

Очевидно, при достаточно большом  $A'$  основная часть распределения лежит в области значений  $\delta$ , в которой справедливы приближенные соотношения (8) и (9).

В случае А) при вычислении характеристической функции возникает расходимость при интегрировании в области больших  $r$ . Это связано с тем, что формула (7), как отмечалось, неприменима при  $r$ , больших в сравнении с  $D$ ; в действительности правая часть (7) убывает при  $r \rightarrow \infty$  более быстро. Для качественной оценки можно ограничить область интегрирования по  $r$  величиной  $D$ . Это приводит к следующему распределению:

$$G_A(\delta) = G(\delta, \delta_0, A), \quad (10)$$

где

$$\delta_0 = x_1 M_0 v_0 \sqrt{\frac{\pi D}{2\Omega}}, \quad A = 3.81 D^{3/2} \Omega^{-1/2}.$$

4. Коэффициент усиления гравитационной линзы  $k$  [1, 4] можно получить из формулы (1), рассматривая точки пересечения лучей с плоскостью наблюдателя и сравнивая детерминанты соответствующих отображений при наличии и при отсутствии  $N$  отклоняющих масс:

$$k = \left\{ 1 - \left( \sum_{i=1}^N \frac{x M_i z_i (D - z_i)^2}{D r_i^2} \right)^2 + 8 \left[ \sum_{i=1}^N \frac{x M_i (D - z_i)}{D r_i^4} (r_i')^2 \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \sum_{i'=1}^N \frac{x z_{i'} (D - z_{i'}) (r_{i'}^2)^2}{D r_{i'}^4} - \left( \sum_{i=1}^N \frac{x M_i z_i (D - z_i)}{D r_i} r_i' r_i^2 \right)^2 \right] \right\}^{-1}. \quad (11)$$

Обычно выполняется  $R_E = \sqrt{x M_0 D} \ll R_x$ , где  $R_x$  — характерное расстояние между источниками гравитационного поля:  $R_x \sim \sqrt{\Omega/D}$  в случае А) и  $R_x \sim \sqrt{s}$  в случае Б).

В этом случае для значений  $k$ , соответствующих области  $r \ll R_x$ , маловероятны случаи, когда в эту область попадает более одной массы и в (11) можно отбросить произведения вида  $\frac{1}{r_k^2}, \frac{1}{r_{k'}^2}$  при  $k \neq k'$ .

Тогда в статистических оценках можно считать

$$k = \left\{ 1 - \sum_{i=1}^N \left[ \frac{x M_i z_i (D - z_i)}{D r_i^2} \right]^2 \right\}^{-1},$$

откуда нетрудно получить распределение по коэффициенту  $k$ . Для оценки  $q = -\frac{dk}{dt}$  ограничимся областью  $R_E \ll r \ll R_x$ , тогда приближенно

$$q = \frac{4x^2}{D^2} \sum_{i=1}^N \frac{M_i^2 z_i^2 (D - z_i)^2}{r_i^6} (v_i r_i).$$

Характеристическая функция распределения по  $q$  при  $N \rightarrow \infty$  для равномерного распределения масс в случаях А) и Б) равна

$$h_{A, B}(k) = \exp \left\{ - \int dMF_1(M) \cdot \int d^2v F_2(v) I_{3A, B}(v, k, M) \right\},$$

где в случае Б), когда отклоняющие свет массы расположены в плоскости гравитационной линзы на расстоянии  $z$  от наблюдателя,

$$\begin{aligned} I_{3B} &= \frac{1}{s} \int_0^{2z} d\theta \int_0^\infty r dr \left[ 1 - \cos \left( \frac{4\kappa^2 M^2 z^3 (D-z)^2}{D^2 r^3} \right) \cdot vk \cos \theta \right] = \\ &= \frac{5\pi^2 (2v|k|)^{3/5}}{\sin \frac{\pi}{5} \cdot s \cdot [\Gamma(1/5)]^2} \left[ \frac{\kappa M z (D-z)}{D} \right]^{1/5}, \end{aligned}$$

а в случае А), когда необходимо выполнить интегрирование по  $z$  от 0 до  $D$ ,

$$I_{3A} = \frac{5\pi^2 (2r|k|)^{3/5} D^{3/5}}{\sin \pi/5 [\Gamma(1/5)]^2 \Omega} \cdot (\kappa M)^{1/5} \cdot B(9/5, 9/5).$$

Соответственно

$$h_{A, B}(k) = \exp \left\{ - (\sigma_{A, B} |k|)^{3/5} \right\},$$

где:

$$\sigma_A = 1.23 \frac{D^{3/5}}{\Omega} \langle (\kappa M)^{1/5} \rangle \langle v^{3/5} \rangle,$$

$$\sigma_B = 5.3 \left[ \frac{z(D-z)}{D} \right]^{1/5} \langle (\kappa M)^{1/5} \rangle \langle v^{3/5} \rangle.$$

Для плотностей вероятности оценим асимптотику при  $\frac{x}{\sigma} \gg 1$ :

$$\begin{aligned} H_{A, B}(q) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ - ikq - (\sigma_{A, B} \cdot |k|)^{3/5} \right\} dk \simeq \\ &\simeq \frac{2(\sigma_{AB})^{3/5}}{5\pi} \Gamma(2/5) \sin \pi/5 \frac{1}{q^{7/5}} \left( 1 + O \left[ \left( \frac{\sigma}{q} \right)^{2/5} \right] \right). \end{aligned}$$

Приведем оценки характерных параметров. В случае А) равномерного распределения масс в пространстве между источником света и наблюдателем, полагая  $D = 10^9$  пк,  $M = 10^{10} M_\odot$ ,  $v = 10^{-4} \frac{\text{пк}}{\text{год}}$ ,  $\Omega^{-1} = \frac{P_{\text{кр}}}{M}$ , где  $\rho_{\text{кр}} \simeq 3 \cdot 10^{-7} M_\odot / \text{пк}^3$  — критическая плотность Вселенной, получим  $\nu_0 \sim 1.6 \cdot 10^{-24} \text{год}^{-1}$ ,  $\delta \sim 3 \cdot 10^{-9}$ . Для коэффициента усиления более выгодно положить  $M \simeq 0.01 M_\odot$ , тогда характерное значение  $\sigma_A \sim 2 \cdot 10^{-6} \text{год}^{-1}$ .

В случае Б), когда отклоняющие массы сконцентрированы в плоскости гравитационной линзы, полагая  $R \simeq 10^4$  пк,  $s = 10^{-3}$  пк<sup>2</sup>,  $M = M_{\odot}$ , при том же значении  $v$  имеем  $v'_0 \simeq 7 \cdot 10^{-4}$  год<sup>-1</sup>,  $\delta'_0 = 2 \cdot 10^{-14}$ . Для оценки скорости изменения  $q$  коэффициента усиления положим  $D = 2z = 10^9$  пк, тогда  $\tau_A \simeq 5 \cdot 10^{-4}$  год<sup>-1</sup>  $\left(\frac{10^{-3} \text{ пк}^2}{s}\right)^{5/2}$ . Эффективное значение  $s$  может оказаться значительно меньше указанной выше величины, если источник света (квазар) виден через центр линзовой галактики; вероятность наблюдения значений  $q > \tau_B x$ , равная  $W(x) = 0.4x^{-2.5} \left(10^{-3} \frac{\text{пк}^2}{s}\right)$  год<sup>-1</sup>, в этом случае может оказаться заметной.

Вильнюсский педагогический ин-т

## THE INFLUENCE OF THE MOTION OF GRAVITATING MASSES ON THE OBSERVED CHARACTERISTICS OF THE POINT LIGHT SOURCE

V. V. ZDANOVA, K. A. PYRAGAS

The probability distributions connected with the changes of position and brightness of the remote point light source and the shift of its spectral lines due to chaotic motion of gravitating masses are obtained within the framework of general relativity. Uniform mass distribution both in the gravitational lens plane and in the whole space is analysed.

### ЛИТЕРАТУРА

1. R. Kayser, S. Refsdal, R. Stabell, *Astronomy and Astrophys.*, 166, 36, 1986.
2. N. Katz, S. Balbus, B. Paczynsky, *Astrophys. J.*, 306, 2, 1986.
3. К. А. Пирагас, В. И. Жданов, В. В. Жданова, И. Г. Жук, *Изв. вузов, Физика*, № 12, 79, 1986.
4. P. Schneider, *Astrophys. J.*, 319, 9, 1987.
5. С. Чандрасекар, *Стохастические проблемы в физике и астрономии*, ИЛ, М., 1947.
6. М. Абрамовиц, И. Стиган, *Справочник по специальным функциям*, Наука, М., 1979.

УДК: 52—64

## СМЕЩЕНИЕ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТИКОЛЛАПСИРУЮЩИХ ОБЪЕКТОВ В ПРОСТРАНСТВЕ — ВРЕМЕНИ КЕРРА—НЬЮМЕНА

А. П. ТРОФИМЕНКО

Поступила 10 июля 1988

Принята к печати 13 апреля 1989

В расширенном пространственно-временном многообразии Керра—Ньюмена рассматриваются антиколлапсирующие объекты, которые обладают основными свойствами  $D$ -тел. Определены спектральные особенности излучения этих объектов на начальной стадии антиколлапса, что дает характерные наблюдательные проявления  $D$ -тел (ультрабольшое синее смещение) на момент их перехода в активную фазу эволюции. Найдена зависимость синего смещения от горизонтов событий, даны в явном виде выражения для максимального синего смещения через глобальные параметры белых и серых дыр. Предложена идея антиколлапсаров для объяснения природы космических гамма-всплесков.

1. *Введение.* Расширение эмпирического базиса астрономии, связанное с ее превращением из оптической во всеволновую, привело к открытию нестационарных явлений во Вселенной, которые были предсказаны В. А. Амбарцумяном еще на заре неоптической астрономии [1, 2]. Фундаментальный вывод из бюраканской концепции о закономерности нестационарных процессов оказался эвристически богатым и получил широкое признание [3, 4].

Этим самым поставлена задача создания теории сверхплотных тел ( $D$ -тел), взрыв и рассеяние которых приводят, согласно бюраканской концепции, к образованию космических объектов. К ее решению обратились не только сторонники новой космогонии [5], но и другие исследователи [6, 7]. Один из путей решения этой проблемы связан с общей теорией относительности (ОТО).

Наиболее известным приложением ОТО к астрофизике является решение Керра—Ньюмена, которое описывает не только черные дыры, но и их антиподы — белые дыры (релятивистские, антиколлапсирующие из-под горизонта событий объекты) [8]. Эти тела относятся к классу теоретических объектов, обладающих горизонтами событий, — отонам [9]. Было давно отмечено, что наряду с коллапсирующими областями в расширенных про-

странственно-временных многообразиях (РПВМ) должны быть и антиколлапсирующие [10, 11].

И. Д. Новиковым [12], а позже Нееманом [13] была предпринята попытка на основе шварцшильдовской метрики ввести в астрофизику антиколлапсирующие отоны как задержавшиеся в общекосмологическом расширении области («задержавшиеся ядра»), размеры которых  $R < R_g$ . Причем сразу было отмечено, что «задержавшиеся ядра» являются физической конкретизацией идеи  $D$ -тел В. А. Амбарцумяна [12, 13]. Эта попытка наряду с первоначальными трудностями (непонятна причина задержки) встретила и с другими проблемами [14]: катастрофическая аккреция, квантовое рождение частиц, проблема «фиолетового слоя».

Несмотря на это, теория белых дыр получила определенное развитие [8, 9, 15—18]. При этом авторы в обоснование своих теоретических изысканий ссылаются на идею  $D$ -тел и на большую привлекательность модели антиколлапсаров для астрофизики высоких энергий [16, 17]. В связи с этим представляют интерес модели релятивистских антиколлапсирующих объектов в расширенных, многолистных ПВМ [10, 11], т. к. у них снимается часть трудностей, присущих модели «задержавшихся ядер», и расширяется круг возможных астрофизических приложений [19].

2. *Антиколлапсирующие объекты в расширенном пространстве—времени Керра—Ньюмена.* Теоретической основой построения моделей антиколлапсирующих объектов является метрика Керра—Ньюмена. В сплюснутых квазисфероиальных координатах Бойера—Линдквиста она записывается в следующей форме (здесь использованы геометризованные единицы, в которых  $c = G = 1$ ):

$$ds^2 = -(\Delta/\rho^2) (dt - \sin^2\theta d\phi)^2 + (\Delta/\rho^2)^{-1} dr^2 + \rho^2 d\theta^2 + \rho^{-2} \sin^2\theta [adt - (r^2 + a^2) d\phi]^2 + \rho^2 d\theta^2; \quad (1)$$

$$\Delta = r^2 - 2Mr + Q^2 + a^2; \quad (1a)$$

$$\rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2\theta, \quad (16)$$

где  $M$  — полная масса отона,  $Q$  — заряд,  $a$  — угловой момент вращения на единицу массы,  $\Delta$  — горизонтальная функция.

Рассмотрим диаграмму Пенроуза [10, 11] керр-ньюменовского ПВМ (рис. 1) с учетом качественных особенностей различных областей —  $M(\ )$ , которым соответствуют различные системы отсчета [20]. Качественное различие  $M(\ )$  по какому-либо параметру —  $P(M)$  вводится числом особых поверхностей (горизонтов событий), отделяющих рассматриваемую  $M(\ )$  от исходной  $M(0)$ , следующим образом:

$$P(M) = i^N, \quad (2)$$

где  $N$  — общее число горизонтов событий.

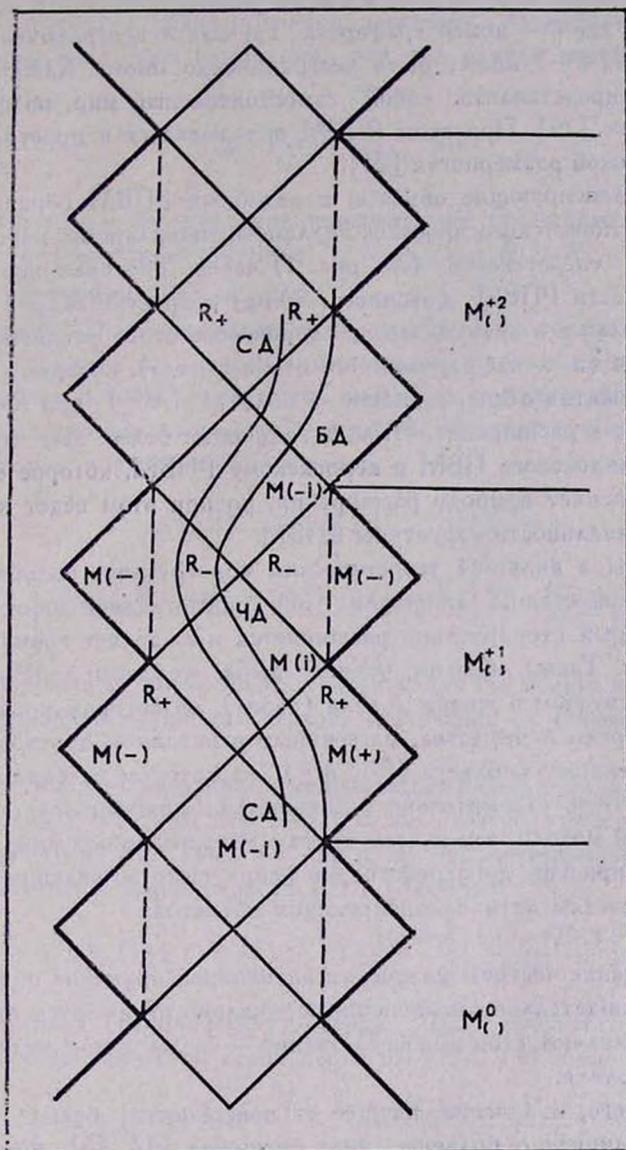


Рис. 1. Диаграмма Пенроуза для расширенного вдоль оси симметрии керр—ньюменовского ПВМ. Пунктирная линия обозначает кольцевую сингулярность. Трафаретный рисунок  $M^k(\cdot)$ , включающий области:  $M(+)$ ,  $M(-)$ ,  $M(i)$ ,  $M(\cdot-)$ ,  $M(-\cdot)$ ,  $M(-i)$  повторяется неограниченно в обе стороны. При  $k \rightarrow \infty$  получаем полное многообразие. Кривые показывают возможные геодезические (временноподобные), соответствующие: ЧД — черной дыре, БД — белой дыре, СД — серой дыре.

Произвольный элемент многообразия можно обозначить общим символом:  $M^k(P)$ , где  $k$  — номер трафарета. Так как  $k$  неограниченно, то и областей типа  $M(+)$  может быть неограниченно много. Каждая такая область может представлять собой самостоятельный мир, подобный нашей Метагалактике [19]. При этом РПВМ вкладывается в пространство—время более высокой размерности [21].

Антиколлапсирующие объекты в подобных РПВМ образуются в результате релятивистского процесса коллапс-антиколлапс из материи черных дыр, которая «перетекает» (см. рис. 1) через кротовые норы из одной  $(M^1_+, M^1_-)$  области РПВМ (отонного мира) в другую  $(M^2_-, M^2_+)$ . Причина перехода коллапса в антиколлапс у керровского отона заключается в наличии вращения (в случае заряженного отона-заряда), которое на определенной стадии сжатия отона, а именно, в области  $(M^1_-)$  при  $R=R_0=a^2/c^2R_0$  переводит его в расширение. Итак, в концепции белых дыр нужно перейти от шварцшильдовского ПВМ к керровскому РПВМ, которое естественным образом объясняет природу расширения, но при этом ведет к представлению о нетривиальности структуры РПВМ.

Белая дыра является теоретическим конструктом, подобным  $D$ -телам на их активной стадии эволюции: она представляет собой компактный объект, который стремительно расширяется и выделяет громадное количество энергии. Таким образом, черная дыра (области  $-M^1_+, M^1_-$ ) связана с пассивным этапом в жизни  $D$ -тела (отона), на котором происходит аккумуляция энергии и вещества, рассеянных в исходном пространстве; белая дыра — с активным (области  $M^2_-, M^2_+$ ), на котором материя отона, обогащенная энергией, стремительно расширяется (фрагментируется). Как рассматриваемой модели, так и всем другим мыслимым моделям  $D$ -тел в силу расширения присуще доплеровское смещение частоты, ведущее к спектральным особенностям антиколлапсирующих объектов.

3. *Смещение частоты излучения антиколлапсирующих объектов.* Белые дыры в наблюдательном отношении радикально отличаются от черных, так как они проявляют себя непосредственно — белые дыры видны для внешнего наблюдателя.

Более того, излучение, идущее от поверхности белых дыр, может иметь неограниченно большое синее смещение [12, 16], которое, правда, проявляется весьма короткое время. Спектральные особенности излучения от антиколлапсара в наиболее общем случае керр—ньюменовской белой дыры рассматривались в работе Даджиха [22]. Были получены соотношения между  $\nu_0$  — частотой светового сигнала, испущенного радиально от поверхности белой дыры, и  $\nu$  — частотой светового сигнала, принятого удаленным наблюдателем, для трех случаев:

1) рейсснер — нордстремовский антиколлапсар; 2) керр—ньюеновский антиколлапсар в экваториальной плоскости; 3) керр—ньюеновский антиколлапсар вдоль оси симметрии. Эти три случая можно представить в общем виде:

$$\frac{\nu}{\nu_0} = (f_b)^{1/2} \pm (f_b - f)^{1/2}, \quad (3)$$

где  $f = f(r) = g_{00}$  — метрический коэффициент при временной координате в соответствующей метрике,  $f_b = g_{00}(r = R_b)$ ,  $R_b$  — точка максимального расширения ( $dR/dt = 0$ ).

Выражение (3) не показывает в явном виде роль горизонтов в излучении белых дыр, хотя их значение известно для черных дыр: на горизонте излучение имеет бесконечное красное смещение, а под горизонтом излучение не наблюдаемо. Для того, чтобы выявить роль горизонтов в излучении антиколлапсаров, представим (3) в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\nu}{\nu_0} = & \left[ \frac{(R_b - R_+)(R_b - R_-)}{\rho_b^2} \right]^{1/2} \pm \\ & \pm \left[ \frac{(R_b - R_+)(R_b - R_-)}{\rho_b^2} - \frac{(r - R_+)(r - R_-)}{\rho^2} \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (4)$$

В зависимости от значения  $R_b$  относительно  $R_+$  можно выделить четыре типа антиколлапсирующих отонов, излучение от которых имеет свои особенности.

1) Заметим, что идеальная (каноническая) белая дыра должна быть параболической ( $R_b = \infty$ ), ибо в противном случае имеем осциллирующий коллапс ( $R_0 < R_b < \infty$ ), т. е. одну из разновидностей серых дыр. Для параболической белой дыры из (3) и (4) имеем:

$$\frac{\nu}{\nu_0} = 1 \pm (1 - f)^{1/2} = 1 \pm \left[ 1 - \frac{(r - R_+)(r - R_-)}{\rho^2} \right]^{1/2}. \quad (5)$$

2) Идеальная (каноническая) серая дыра соответствует условию  $R_b = R_+$ . Для канонической серой дыры из (3) и (4) имеем:

$$\frac{\nu}{\nu_0} = \pm (-f)^{1/2} = \pm \left[ -\frac{(r - R_+)(r - R_-)}{\rho^2} \right]^{1/2}, \quad (6)$$

$\nu$  действительна на протяжении всего антиколлапса:  $R_0 = R_- < r < R_+ = R_b$ .

3) Условию  $R_+ < R_b < \infty$  соответствует светлосерая дыра:  $0 < f_b < 1$  при  $f_b > f$   $\nu$  действительно. Для параметров антиколлапса имеет место неравенство:  $R_0 < R_- < R_+ < R_b$ .

4) Условию  $R_b < R_+$  соответствует темносерая дыра. Имеет место неравенство:  $R_- < R_0 < R_b < R_+$ . Темносерая дыра в отличие от светлосерой, которая пересекает горизонты и проходит различные области РПВМ —  $M_{(+)}^1$ ,  $M_{(l)}^1$ ,  $M_{(-)}^1$ ,  $M_{(-l)}^2$ ,  $M_{(+)}^2 \dots$ , осциллирует в области  $M_{(-l)}^k$ , пока не станет канонической серой дырой, достигнув горизонта событий.

Из сказанного выше и выражений (4)—(6) явно, что особенный характер горизонтов проявляется для антиколлапсаров не для точки, из которой идет излучение, а для  $R_b$ , т. е. для параметра характеризующего максимальное расширение антиколлапсара. Найдем связь горизонта с другими параметрами отона.

Введя величину, аналогичную классическому радиусу:  $R_c = Q^2/Mc^2$ , и используя  $R_g = 2GM/c^2$ , представим  $g_{00}$  в метрике Рейсснера — Нордстрема в виде:

$$f = g_{00} = \frac{\Delta}{r^2} = 1 - \frac{R_g}{r} + \frac{R_g R_c}{2r^2}. \quad (7)$$

Условие  $\Delta = 0$  определяет горизонты, для которых из (7) получаем:

$$R_{\pm} = \frac{R_g}{2} \pm \frac{R_g}{2} \left( \frac{R_g}{2} - R_c \right)^{1/2}, \quad (8)$$

откуда следует:

$$R_+ + R_- = R_g; \quad R_+ \cdot R_- = \frac{R_g R_c}{2}; \quad R_c = 2R_+ R_- (R_+ + R_-)^{-1}, \quad (9)$$

т. е.  $R_c$  — является средним гармоническим  $R_+$  и  $R_-$ . Более того, из выражения для минимального радиуса  $R_0$  [22]:  $R_0 = R_c (2 - R_c/R_b)^{-1}$  следует, что  $R_c = 2R_b R_0 (R_b + R_0)^{-1}$ , т. е.  $R_c$  является средним гармоническим  $R_b$  и  $R_0$ .

Введя для керовского отона ( $\theta = 0$ ) соотношение  $(R_g R_a/2) = a^2/c^2$ , можно получить формулы, аналогичные (8), (9). Учитывая соотношения  $R_m = \pm \frac{a}{c}$  и  $R_a = a^2/c^2 R_b$ , можно написать следующую цепочку равенства:

$$(a^2/c^2) = R_m^2 = R_0 R_b = (R_g R_a/2) = R_+ R_- \quad (10)$$

Из (10) видно, что точка  $R_m$  (точка максимального синего смещения) есть среднее геометрическое  $R_+$  и  $R_-$ , а также  $R_b$  и  $R_0$ . Из (8) — (10) следует  $R_0 < R_+ < R_g$ , т. е. исходные размеры антиколлапсара всегда меньше  $R_g$ , а при  $R_m \ll R_g$   $R_0 \ll R_g$ .

Каноническая белая дыра излучает с сильным смещением на протяжении всего процесса расширения (кроме точек  $R_0$  и  $R_b$ , где  $\nu = \nu_0$ ) [12, 16]. Рассмотрим подробнее менее исследованный вариант канонической серой дыры. Как для заряженной, так и для вращающейся канонической серой дыры из условия  $r = R_b = R_+$  следует  $r = R_0 = R_-$ . В этих точках имеем бесконечное красное смещение  $\nu = 0$ . Выражение для  $\nu_{\max}$  имеет следующий вид:

$$\nu_{\max} = \nu_0 \left( \frac{R_g}{2R_m} - 1 \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Значения  $R_m$  для заряженной серой дыры определяется (9), для вращающейся — (10).

При  $R_m > R_g/4$  на протяжении всего процесса антиколлапса ( $R_- < r < R_+$ ) имеет место красное смещение. При  $R_m < R_g/4$  имеет место также и синее смещение, наблюдаемое из области:

$$\frac{R_g}{4} \left\{ 1 - [1 - (R_m/R_g)^2]^{1/2} \right\} < r < \frac{R_g}{4} \cdot \{ 1 + [1 - (R_m/R_g)^2]^{1/2} \}. \quad (12)$$

Причем за это время антиколлапсар расширяется на величину

$$\Delta r = \frac{R_g}{2} [1 - (R_m/R_g)^2]^{1/2}. \quad (13)$$

Каноническая серая дыра в отличие от белой проявляет себя конечное время, а ее излучение на протяжении антиколлапса имеет не только синее смещение, но и красное (см. рис. 2). Излучение серой дыры имеет следующую спектральную особенность: выраженный всплеск частоты излучения с крутым подъемом и более плавным спуском в области  $r < R_g/2$ . В области  $(R_g/2) < r > R_g$  имеется своеобразное «плато» с относительно долгим временем излучения. Канонические серые дыры могут быть привлечены для объяснения природы всплесков космического гамма-излучения [19].

Между временем излучения всплеска —  $T_1$  и временем излучения на «плато» —  $T_2$  для канонических серых дыр имеет место соотношение:

$$T_1/T_2 = [(R_g/2R_m) - 1]^{1/2} \approx \nu_0/\nu_m. \quad (14)$$

Полагается, что во время всплеска частота излучения максимальна  $\nu_m$ , а на «плато» она в среднем равна  $\nu_0$ , т. е. частоте излучения, испущенного источником света. Так, это соотношение для мягкого гамма-излучения и видимого света дает  $T_1/T_2 \approx \nu_0/\nu_m \approx 10^{-6}$ . Таким образом, при вспышке серой дыры вслед за мощным кратковременным всплеском следует ожидать сравнительно длинный «хвост» более мягкого излучения. Приведем явные выражения для  $\nu_{\max}$  через глобальные параметры.

Белая дыра:

$$1) Q \neq 0, a = 0. \quad 2) Q = 0, a \neq 0, \theta = 0.$$

$$v_{\max} = v_0 [1 + M(G)^{1/2}/Q], \quad v_{\max} = v_0 [1 + (GM/ca)^{1/2}]. \quad (15)$$

Серая дыра:

$$1) Q \neq 0, a = 0. \quad 2) Q = 0, a \neq 0, \theta = 0.$$

$$v_{\max} = v_0 [(M^2G/Q^2) - 1]^{1/2}, \quad v_{\max} = v_0 [(GM/ca) - 1]^{1/2}. \quad (16)$$

Таким образом, хотя заряд и вращение, как видно из (15) и (16), ослабляют синее смещение [22], но при  $M(G)^{1/2} \gg Q$  и  $GM \gg ca$   $v_{\max} \gg v_0$ , т. е. оно может быть достаточно большим. Переходя к шварцшильдовскому случаю ( $Q = 0, a = 0$ ), получаем  $v_{\max} = \infty$ , что совпадает с керровским антиколлапсаром в экваториальной плоскости. Таким образом, антиколлапсары представляют интерес для моделирования феноменов астрофизики высоких энергий.

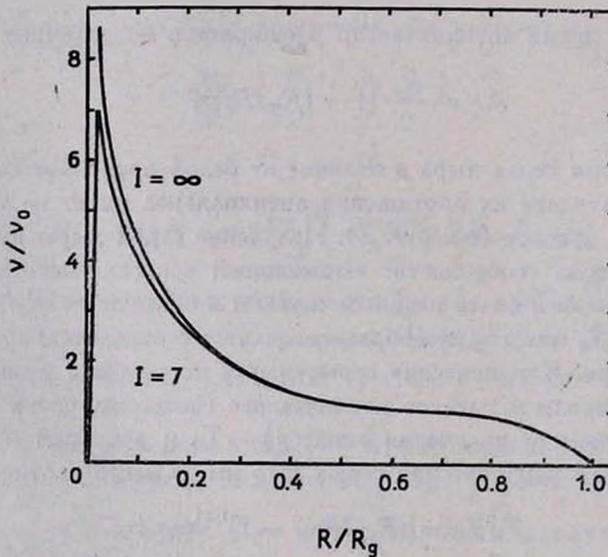


Рис. 2. Изменение частоты в зависимости от  $R$  (пространственной координаты) для канонической серой дыры при  $I = 7$  ( $I = v_{\max}/v_0$  — максимальное изменение частоты) и  $I = \infty$  (шварцшильдовский случай).

Мы не будем здесь обсуждать всех возможных астрофизических приложений моделей антиколлапсирующих и осциллирующих отонов, но заметим, что им естественным образом присущи основные свойства, предъявляемые к  $D$ -телам [1, 2]): взрывной характер, локализация в малых про-

странственных областях, скоротечность, громадные энерговыделения. Детальный анализ астрофизических приложений белых и серых дыр в РПВМ автор полагает провести в последующих работах.

В заключение автор выражает благодарность проф. Р. Пенроузу и Дж. Нарликару за пояснения по белым дырам.

Астрономическая секция  
Минского отделения ВАГО

## FREQUENCY SHIFT OF RADIATION FROM ANTICOLLAPSING OBJECTS IN KERR—NEWMAN SPACE—TIME

A. P. TROFIMENKO

In extended Kerr—Newman space—time manifold anticollapsing objects, which have main properties of D—bodies, are considered. Spectral features of radiation from these objects at the initial step of anticollapse are determined, that gives the specific observational developments of D—bodies (ultra—high blue shift) at the moment of their transformation to the active phase of the evolution. The dependence of the blue shift on event horizons has been revealed and expressions for the maximal blue shift are given through global parameters of white and grey holes. Models of anticollapsars for the explanation of the nature of cosmic gamma—bursts are proposed.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Вестн. АН СССР, 11, 45, 1957.
2. V. A. Ambartsumian, Rev. Mex. Astron. y Astrofis., 10, 111, 1985.
3. Вопросы физики и эволюции космоса, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1978.
4. Л. В. Мирволян, в кн. «Проблемы современной космогонии», Наука, М., 1972.
5. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
6. Э. Б. Глинер, Докл. АН СССР, 19, 771, 1970.
7. P. Jordan, Phys. Bl, 28, 113, 1972.
8. A. P. Trofimenko, V. S. Gurin, Gen. Relat. and Gravit., 18, 53, 1986.
9. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Теория тяготения и эволюция звезд, Наука, М., 1971.
10. С. Хокинз, Дж. Эллис, Крупномасштабная структура пространства-времени, Мир, М., 1977.
11. A. P. Trofimenko, V. S. Gurin, Astrophys. and Space Sci., 152, 105, 1989.
12. И. Д. Новиков, Астрон. ж., 41, 1075, 1964.
13. Y. Ne'eman, Astrophys. J., 141, 1303, 1965.
14. И. Д. Новиков, В. П. Фролов, Физика черных дыр, Наука, М., 1986.

15. *J. V. Narlikar, Pramana*, 2, 158, 1974.
16. *J. V. Narlikar, K. M. V. Apparao, Astrophys. and Space Sci.*, 35, 321, 1975.
17. *J. V. Narlikar, K. M. V. Apparao, Nature*, 251, 590, 1974.
18. *K. Lake, R. C. Roeder, Astrophys. J.*, 226, 37, 1978.
19. А. П. Трофименко, Принцип развития в астрофизике, Деп. в ИНИОН АН СССР, № 2027, 1978.
20. *A. P. Trofimenko, Fizika (SFRJ)*, 20, 321, 1988.
21. *V. S. Gurtin, A. P. Trofimenko, Rev. Roum. Phys.*, 31, 535, 1986.
22. *N. Dadhich, Pramana J. Phys.*, 8, 14, 1977.

УДК: 524.3—782

## ГОФРИРОВОЧНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СИЛЬНОЙ ПАРALLELЛЬНОЙ МЕДЛЕННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ. I. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ ДЛЯ СЛУЧАЯ РАДИАТИВНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

М. А. ЭДЕЛЬМАН

Поступила 11 ноября 1988

Принята к печати 23 мая 1989

В сильном магнитном поле полярных ударных волн (УВ), возникающая в основании аккреционной колонки у поверхности белого карлика, является медленной. Выполнены расчеты устойчивости такой УВ для случая  $L_c \ll R_{w.d.}$  и  $\tilde{B}_0 = v_{A0}/v_0$ , равного 2 и 10 ( $L_c$  — характерный масштаб охлаждения газа за фронтом УВ,  $R_{w.d.}$  — радиус белого карлика,  $v_{A0}$  — альфвеновская скорость перед фронтом УВ,  $v_0$  — скорость набегающего газа на фронт) относительно возмущений поверхности фронта вида  $\eta = \eta_0 e^{i(\omega t + k_z z)}$ .

Для волн с длиной  $\lambda_z > k \tilde{B}_0^{-1} L_c$  (коэффициент  $k \sim 1$ ) значения  $\omega$  у всех мод такие же, как при колебательной неустойчивости. Волны, для которых  $\lambda_z < k \tilde{B}_0^{-1} L_c$ , аperiodически неустойчивы. Гофрировочная неустойчивость может объяснить шум, наблюдаемый у полярных с массой белого карлика  $M_{w.d.} \approx M_\odot$ .

1. *Введение.* Две стороны проблемы устойчивости ударных волн (УВ) относительно возмущений поверхности фронта — это гофрировочная неустойчивость в однородном газе и колебательная неустойчивость радиативных УВ.

Исследование гофрировочной неустойчивости восходит к работе Дьякова [1]. Устойчивость магнитогидродинамических УВ изучена в работах [2—4]. Нелинейный режим неустойчивости не исследован [5].

Колебательная неустойчивость была открыта при исследовании модели излучающей области в объектах типа АМ Геркулеса [6]. Объекты типа АМ Геркулеса — это двойные системы с орбитальным периодом порядка часа, в состав которых входит замагниченный белый карлик ( $H \sim 10^7$  Гс), являющиеся рентгеновскими источниками [7]. Сильное магнитное поле препятствует образованию аккреционного диска, и источником рентгеновского излучения является горячий газ за фронтом УВ, возникающей при

аккреции на магнитный полюс белого карлика. Суть колебательной неустойчивости состоит в том, что фронт УВ «раскачивается» относительно своего стационарного положения, выходя на установившийся нелинейный колебательный режим, при котором температура и светимость газа за фронтом тоже осциллируют.

Возможность наблюдения переменности излучения, связанной с колебаниями поверхности разрыва, вызвала появление теоретических работ, в которых учитывалось влияние электронной теплопроводности, неравенства электронной и ионной температур, охлаждения на обратном Комптон-эффекте и релятивистских поправок к тормозному излучению [8—11]. Авторы работы [12], анализируя оптические фотометрические наблюдения АН Большой Медведицы, пришли к выводу, что переменность излучения находится в согласии с моделью нестабильности фронта УВ.

В работах [13, 14] исследовалась возможность возбуждения волн на поверхности фронта радиативных УВ. Инкремент неустойчивости имеет максимум для волн с длиной ( $\lambda_z$ ) порядка длины охлаждения газа за фронтом ( $L_c$ ), а более короткие волны быстро затухают. Постоянное гравитационное поле уменьшает значение инкремента волновых возмущений фронта.

Как отмечалось выше, характер аккреции и излучения объектов типа АМ Геркулеса определяется сильным магнитным полем белого карлика. Отношение альфвеновской скорости в газе перед фронтом к скорости натекания газа на фронт ( $\tilde{B}_0 = v_{A0}/v_0$ ) для этих объектов равно  $10 \div 100$ , т. е. ударная волна является медленной. Численные результаты работы [3] свидетельствуют о том, что медленная ударная волна в однородном газе неустойчива.

В данной работе численно исследуется линейная устойчивость сильной радиативной медленной параллельной ударной волны. В области коротких волн результаты совпадают с результатами аналитических расчетов гофрировочной неустойчивости.

**2. Невозмущенное течение.** Невозмущенное течение то же, что и в работах [8, 13, 14], где проводится линейный анализ колебательной неустойчивости. При условии  $\tilde{B}_0 > 1$ , а в этом случае УВ эволюционна, параллельное магнитное поле ( $B_0$ ) не влияет на течение. Газ набегаёт на фронт со скоростью  $v_0$ , причем  $M = v_0/v_{s0} \gg 1$  ( $v_{s0}$  — скорость звука перед фронтом). За фронтом газ охлаждается до низких температур и сжимается, так что расстояние от фронта до поверхности, на которую идет аккреция, практически всегда равно  $L_c$ . Ниже всюду полагаем  $\gamma = 5/3$ .

Уравнения, описывающие течение за фронтом, имеют вид:

$$\bar{v}_\lambda \bar{\rho} = v_0 \rho_0; \quad \bar{v}_\lambda^2 \bar{\rho} + \bar{p} = v_0^2 \rho_0; \quad \bar{p} = \frac{R}{\mu} \bar{\rho} \bar{T}; \quad (1)$$

$$\bar{v}_\lambda \frac{d\bar{T}}{d\lambda} + \frac{2}{3} \bar{T} \frac{d\bar{v}_\lambda}{d\lambda} = -\Lambda(\bar{T}) \bar{\rho}, \quad (2)$$

где  $\rho_0$  — плотность газа перед фронтом, а  $\bar{v}_\lambda$ ,  $\bar{p}$ ,  $\bar{\rho}$ ,  $\bar{T}$  — скорость вдоль оси  $\lambda$ , давление, плотность и температура газа на некотором расстоянии от фронта ( $\lambda_{sh} = 0$ ,  $v_{sh} = 0$ );  $\Lambda(\bar{T}) = k \bar{T}^\alpha$ . Температура газа непосредственно за фронтом  $T(0) = \frac{3}{16} \frac{\mu}{R} v_0^2$ , плотность —  $4 \cdot \rho_0$ . После введения безразмерных переменных

$$\bar{\rho} = \frac{\rho}{2\rho_0}, \quad \bar{v}_{\lambda 0} = \frac{2\bar{v}_\lambda}{v_0}, \quad \bar{\theta}_0 = 4 \frac{R}{\mu} \frac{\bar{T}}{v_0^2}, \quad \bar{p}_0 = \frac{2\bar{p}}{\rho_0 v_0^2}, \quad \theta = \sqrt{1 - \bar{\theta}_0} \quad (3)$$

и

$$\tilde{\Lambda}_0 = 24 \frac{R}{\mu} \frac{\rho_0}{v_0^2} \Lambda(\bar{T}) \quad (4)$$

система (1), (2) принимает вид:

$$\bar{\rho}_0 = (1 - \theta_0)^{-1}; \quad \bar{v}_{\lambda 0} = 1 - \theta_0; \quad \bar{p}_0 = 1 + \theta_0; \quad \bar{\theta}_0 = 1 - \theta_0^2; \quad (5)$$

$$\frac{d\theta_0}{d\lambda} = \frac{\tilde{\Lambda}_0}{(1 - \theta_0)^2 (4\theta_0 + 1)}, \quad (6)$$

а на фронте  $\theta_0 = 0.5$ .

Из (6) следует:

$$L_c = \int_0^{0.75} \frac{\tilde{\theta}_0^2 (4\theta + 1)}{2 \tilde{\Lambda}_0 \theta_0 (1 + \theta_0)^2} d\tilde{\theta}_0 \approx \frac{\left(\frac{4}{3}\right)^\alpha \left(4 \frac{R}{\mu}\right)^{\alpha-1} v_0^{3-2\alpha}}{16(3-\alpha)k \rho_0} \quad (7)$$

3. Уравнения, описывающие малые возмущения. Линеаризованная система уравнений магнитной газодинамики, учитывающая тепловые потери, имеет вид (возмущения распространяются в плоскости  $\lambda$ ,  $z$ ):

$$\frac{\partial p_1}{\partial t} + \rho_1 \frac{d\bar{v}_\lambda}{d\lambda} + \bar{p} \left( \frac{\partial v_{\lambda 1}}{\partial \lambda} + \frac{\partial v_{z 1}}{\partial z} \right) + v_{\lambda 1} \frac{d\bar{\rho}}{d\lambda} + \bar{v}_\lambda \frac{\partial p_1}{\partial \lambda} = 0; \quad (8)$$

$$\frac{\partial v_{\lambda 1}}{\partial t} + v_{\lambda 1} \frac{d\bar{v}_{\lambda}}{d\lambda} + \bar{v}_{\lambda} \frac{\partial v_{\lambda 1}}{\partial \lambda} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p_1}{\partial \lambda} + \frac{\rho_1}{\bar{\rho}^2} \frac{d\bar{p}}{d\lambda}; \quad (9)$$

$$\frac{\partial v_{z1}}{\partial t} + \bar{v}_z \frac{\partial v_{z1}}{\partial z} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p_1}{\partial z} + \frac{B_0}{4\pi\bar{\rho}} \left( \frac{\partial B_{z1}}{\partial \lambda} - \frac{\partial B_{\lambda 1}}{\partial z} \right); \quad (10)$$

$$\frac{\partial B_{z1}}{\partial t} = B_0 \frac{\partial v_{z1}}{\partial \lambda} - B_{z1} \frac{d\bar{v}_{\lambda}}{d\lambda} - \bar{v}_{\lambda} \frac{\partial B_{z1}}{\partial \lambda}; \quad (11)$$

$$\frac{\partial B_{\lambda 1}}{\partial t} = \bar{v}_{\lambda} \frac{\partial B_{z1}}{\partial z} - B_0 \frac{\partial B_{\lambda 1}}{\partial z}; \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_1}{\partial t} + v_{\lambda 1} \frac{d\bar{T}}{d\lambda} + \bar{v}_z \frac{\partial T_1}{\partial z} = -\Lambda(\bar{T}) \rho_1 - \frac{\partial \Lambda}{\partial \bar{T}} \bar{\rho} T_1 - \\ - \frac{2}{3} \bar{T} \left( \frac{dv_{\lambda 1}}{d\lambda} + \frac{\partial v_{z1}}{\partial z} \right) - \frac{2}{3} T_1 \frac{d\bar{v}_{\lambda}}{d\lambda}; \end{aligned} \quad (13)$$

$$\frac{p_1}{\bar{p}} = \frac{\rho_1}{\bar{\rho}} + \frac{T_1}{\bar{T}}; \quad (14)$$

$$\frac{\partial v_{y1}}{\partial t} + \bar{v}_{\lambda} \frac{\partial v_{y1}}{\partial \lambda} = \frac{B_0}{4\pi\bar{\rho}} \frac{\partial B_{y1}}{\partial \lambda}; \quad (15)$$

$$\frac{\partial B_{y1}}{\partial t} = B_0 \frac{\partial v_{y1}}{\partial \lambda} - B_{y1} \frac{d\bar{v}_{\lambda}}{d\lambda} - \bar{v}_{\lambda} \frac{\partial B_{y1}}{\partial \lambda}, \quad (16)$$

где, как обычно, индексы 1 обозначены возмущенные величины.

Перед фронтом газ однороден (время охлаждения много больше характерных времен задачи). В уравнениях (8)—(16) переменные с чертой необходимо заменить переменными с индексом «0», причем все производные от них равны нулю. Ищем решение в виде  $\varphi_{1j} = \varphi_{2j} e^{i(\omega t + k_x x + k_{\lambda} \lambda)}$ , где  $k_x$  действительно, а  $\text{Im } k_{\lambda} < 0$ , что соответствует учету лишь волн, распространяющихся от фронта. Из семи волн, которые могут существовать в газе перед фронтами, от него уходят лишь две [15] — альфвеновская и быстрая магнитозвуковая.

Введем переменные  $\tilde{\varphi}_j = \frac{\varphi_{2j}}{\varphi_0 k_x \eta_0}$  (например,  $\tilde{v}_{\lambda} = \frac{v_{\lambda 2}}{v_0 k_x \eta_0}$ ), где  $\eta_0$  — амплитуда колебаний поверхности фронта УВ, а также  $\Omega = \frac{2\omega}{k_x v_0}$

и  $l = \frac{k_{\lambda}}{k_x}$ . Тогда в альфвеновской волне

$$\tilde{v}_y = \tilde{B}_0 \tilde{B}_y. \quad (17)$$

Пренебрегая в (8)—(14) членами порядка  $M^{-2}$  получаем следующие соотношения для быстрой магнитозвуковой волны:

$$\begin{aligned} \tilde{v}_z &= \left(1 + \frac{\Omega}{2l}\right) \tilde{B}_z; \quad \tilde{p} = -\frac{5}{3l} \tilde{B}_z; \quad \tilde{v}_\lambda = 0; \\ \tilde{B}_\lambda &= -\frac{1}{l} \tilde{B}_z; \quad \tilde{\rho} = -\frac{1}{l} \tilde{B}_z, \end{aligned} \quad (18)$$

где

$$l = \frac{\frac{\Omega}{2} \pm \tilde{B}_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\Omega}{2}\right)^2 - \tilde{B}_0^2}}{\tilde{B}_0^2 - 1}. \quad (19)$$

В (19) знак выбирается так, чтобы при  $\text{Im}\Omega < 0$  выполнялось условие  $\text{Im}l < 0$ .

Для описания газа за фронтом воспользуемся уравнениями из работы [13] и переменными, введенными в этой работе:

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= k_x \lambda; \quad \tilde{\Lambda}_{01} = \frac{\tilde{\Lambda}_0}{k_x}; \quad \rho_1 = 2\rho_0 \rho_0 \eta_0 k_x R_2; \\ v_{\lambda 1} &= \frac{1}{2} v_0 \tilde{v}_{\lambda 0} \eta_0 k_x v_{\lambda 2}; \quad v_{z1} = -\frac{i}{2} v_0 \tilde{v}_{\lambda 0} \eta_0 k_x v_{z2}; \\ v_{y1} &= -\frac{i}{2} v_0 \tilde{v}_{\lambda 0} \eta_0 k_x v_{y2}; \quad T_1 = \frac{\mu v_0^2}{4R} \tilde{\theta}_0 \eta_0 k_x \theta_2; \\ p_1 &= \frac{\rho_0 v_n^2}{2} \tilde{\rho}_0 \eta_0 k_x p_2; \quad B_{\lambda 1} = \frac{1}{2} B_0 \eta_0 k_x B_{\lambda 2}; \\ B_{z1} &= \frac{i}{2} B_0 \eta_0 k_x B_{z2}; \quad B_{y1} = \frac{i}{2} B_0 \eta_0 k_x B_{y2}. \end{aligned} \quad (20)$$

Ищем решение вида  $\varphi_{2j} = \varphi_{3j}(\lambda_1) e^{i(\omega t + k_x x)}$ . В качестве независимой переменной выбираем  $\tilde{\theta}_0$ . Система, описывающая магнитозвуковые и энтропийную волны, имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d v_{z3}^*}{d \tilde{\theta}_0} + \frac{\tilde{B}_0^2}{\tilde{v}_{\lambda 0}} \frac{d B_{z3}^*}{d \tilde{\theta}_0} &= \left(\frac{d \tilde{\theta}_0}{d \lambda_1}\right)^{-1} \left\{ -\left(\frac{i\Omega}{\tilde{v}_{\lambda 0}} + \frac{1}{\tilde{v}_{\lambda 0}} \frac{d \tilde{v}_{\lambda 0}}{d \lambda_1}\right) v_{z3}^* + \right. \\ &\left. + \frac{\tilde{\theta}_0}{\tilde{v}_{\lambda 0}^2} (\theta_3 + R_3) + \frac{i \tilde{B}_0^2}{\Omega} (\tilde{B}_{z3}^* + 2v_{z3}^*) \right\}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{d\dot{v}_{z3}^*}{d\tilde{\theta}_0} + \frac{1}{2} \frac{dB_{z3}^*}{d\tilde{\theta}_0} = - \left( \frac{d\tilde{\theta}_0}{d\lambda_1} \right)^{-1} \times \\
 & \times \left\{ \frac{1}{\tilde{v}_{\lambda 0}} \frac{d\tilde{v}_{\lambda 0}}{d\lambda_1} v_{z3}^* + \left( \frac{i\Omega}{2\tilde{v}_{\lambda 0}} + \frac{1}{2\tilde{v}_{\lambda 0}} \frac{d\tilde{v}_{\lambda 0}}{d\lambda_1} \right) B_{z3}^* \right\}; \\
 & \frac{dv_{\lambda 3}^*}{d\tilde{\theta}_0} + \frac{\tilde{\theta}_0}{\tilde{v}_{\lambda 0}^2} \frac{dR_3}{d\tilde{\theta}_0} + \frac{\tilde{\theta}_0}{\tilde{v}_{\lambda 0}^2} \frac{d\theta_3}{d\tilde{\theta}_0} = \\
 & = \left( \frac{d\tilde{\theta}_0}{d\lambda_1} \right)^{-1} \left\{ - \left( \frac{i\Omega}{\tilde{v}_{\lambda 0}} + \frac{2}{\tilde{v}_{\lambda 0}} \frac{d\tilde{v}_{\lambda 0}}{d\lambda_1} \right) v_{\lambda 3} + \frac{1}{\tilde{v}_{\lambda 0}} \frac{d\tilde{v}_{\lambda 0}}{d\lambda_1} \theta_3 \right\}; \quad (21) \\
 & \frac{dv_{\lambda 3}}{d\tilde{\theta}_0} + \frac{dR_3}{d\tilde{\theta}_0} = - \left( \frac{d\tilde{\theta}_0}{d\lambda_1} \right)^{-1} \left\{ v_{z3}^* + \frac{i\Omega R_3}{\tilde{v}_{\lambda 0}} \right\}; \\
 & \frac{dv_{\lambda 3}}{d\tilde{\theta}_0} + \frac{3}{2} \frac{d\theta_3}{d\tilde{\theta}_0} = \left( \frac{d\tilde{\theta}_0}{d\lambda_1} \right)^{-1} \left\{ -v_{z3}^* + \frac{\tilde{\Lambda}_{01}}{\tilde{v}_{\lambda 0}^2 \tilde{\theta}_0} v_{\lambda 3} - \frac{\tilde{\Lambda}_{01}}{\tilde{v}_{\lambda 0}^2 \tilde{\theta}_0} R_3 - \right. \\
 & \left. - \left( \frac{3}{2} \frac{i\Omega}{\tilde{v}_{\lambda 0}} + \frac{1}{\tilde{v}_{\lambda 0}^2} \frac{d\tilde{\Lambda}_{01}}{d\tilde{\theta}_0} - \frac{\tilde{\Lambda}_{01}}{\tilde{v}_{\lambda 0}^2 \tilde{\theta}_0} \right) \theta_3 \right\}.
 \end{aligned}$$

Система, описывающая альфвеновские волны, имеет вид:

$$\frac{dv_{y3}^*}{d\tilde{\theta}_0} + \frac{\tilde{B}_0^2}{\tilde{v}_{\lambda 0}} \frac{dB_{y3}^*}{d\tilde{\theta}_0} = - \left( \frac{d\tilde{\theta}_0}{d\lambda_1} \right)^{-1} \left( \frac{i\Omega}{\tilde{v}_{\lambda 0}} + \frac{1}{\tilde{v}_{\lambda 0}} \frac{d\tilde{v}_{\lambda 0}}{d\lambda_1} \right) v_{y3}^*; \quad (22)$$

$$\frac{dv_{z3}^*}{d\tilde{\theta}_0} + \frac{1}{2} \frac{dB_{z3}^*}{d\tilde{\theta}_0} = -$$

$$\left( \frac{d\tilde{\theta}_0}{d\lambda_1} \right)^{-1} \left\{ \frac{1}{\tilde{v}_{\lambda 0}} \frac{d\tilde{v}_{\lambda 0}}{d\lambda_1} v_{z3}^* + \left( \frac{i\Omega}{2\tilde{v}_{\lambda 0}} + \frac{1}{2\tilde{v}_{\lambda 0}} \frac{d\tilde{v}_{\lambda 0}}{d\lambda_1} \right) B_{z3}^* \right\}.$$

4. *Граничные условия.* Возмущения поверхности фронта стационарной УВ выбираем в виде  $\eta = \eta_0 e^{i(\omega t + k_x x)}$ . Условия на поверхности магнито-гидродинамического разрыва даны в [15]. Учитывая градиентные чле-

ны, связанные с неоднородностью газа за фронтом УВ, в введенных переменных граничные условия при  $\lambda = 0$  ( $\tilde{\theta}_0 = 0.75$ ) имеют вид:

$$\begin{aligned} R_s &= -\frac{1}{l} \bar{B}_s - \bar{\Lambda}_{01}; \\ v_{\lambda 3} &= \frac{3}{2} i\Omega + \frac{8}{3} \bar{\Lambda}_{01}; \\ \theta_s &= -i\Omega + \frac{16}{9} \bar{\Lambda}_{01} \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} B_{s3}^* &= -\frac{6}{4\bar{B}_0^2 - 1} - 8i \frac{\bar{B}_0^2 - 1}{4\tilde{B}_0^2 - 1} \bar{B}_s; \\ v_{s3}^* &= \frac{3}{4\bar{B}_0^2 - 1} + 4i \left( \frac{\Omega}{2l} + \frac{\bar{B}_0^2 - 1}{4\bar{B}_0^2 - 1} \right) \bar{B}_s; \\ B_{y3}^* &= -8i \frac{\bar{B}_0^2 - 1}{4\tilde{B}_0^2 - 1} \bar{B}_y; \\ v_{y3}^* &= 4i \frac{\tilde{B}_0 (\tilde{B}_0^2 - 1) (4\tilde{B}_0^2 + 1)}{4\bar{B}_0^2 - 1} \bar{B}_y. \end{aligned} \quad (24)$$

У поверхности звезды, на которую идет аккреция, газ останавливается. Это дает еще одно граничное условие

$$v_{\lambda 1}(\tilde{\theta}_0 = 0) = 0. \quad (25)$$

Последним условием, замыкающим всю систему уравнений и граничных условий, является «приклеенность» силовых линий к поверхности, на которую идет аккреция. Это условие, очевидное для поверхности нейтронных звезд [16], с некоторыми оговорками применимо и к белым карликам [17].

Запишем его в следующем виде:

$$\int_{-\infty}^{L_c} \frac{B_{s1}}{B_0} d\lambda = 0; \quad \int_{-\infty}^{L_c} \frac{B_{y1}}{B_0} d\lambda = 0. \quad (26)$$

После введения

$$\varphi_s = \int_0^{\lambda_1} B_{s3}^* d\lambda_1 - \frac{2}{l} \bar{B}_s \quad \text{и} \quad \varphi_y = \int_0^{\lambda_1} B_{y3}^* d\lambda_1 - \frac{2}{l} \bar{B}_y, \quad (27)$$

дополнительные условия принимают вид:

$$\frac{d\varphi_z}{d\tilde{\theta}_0} = \left( \frac{d\tilde{\theta}_0}{d\lambda_1} \right)^{-1} B_{zs}^*; \varphi_z(\tilde{\theta}_0 = 0.75) = -\frac{2}{l} \tilde{B}_{zs}; \varphi_z(\tilde{\theta}_0 = 0) = 0; \quad (28)$$

$$\frac{d\varphi_y}{d\tilde{\theta}_0} = \left( \frac{d\tilde{\theta}_0}{d\lambda_1} \right)^{-1} B_{ys}^*; \varphi_y(\tilde{\theta}_0 = 0.75) = -\frac{2}{l} \tilde{B}_{ys}; \varphi_y(\tilde{\theta}_0 = 0) = 0. \quad (29)$$

Окончательно, (22), (24), (29) определяют задачу об устойчивости УВ относительно возбуждения поверхностью разрыва альфвеновских волн, а (21), (23), (28) — задачу об устойчивости УВ относительно возмущений формы фронта.

5. Метод решения и результаты. Обе задачи решались численно методом пристрелки. В каждой имеется по два комплексных параметра ( $\Omega$  и  $\tilde{B}_z$  или  $\tilde{B}_y$ ), которые подгоняются так, чтобы удовлетворить граничным условиям при  $\lambda = L_c$ .

Устойчивость УВ относительно возбуждения альфвеновских волн исследована при  $\Lambda(\bar{T}) \propto \bar{T}^\alpha$  для  $\alpha = -1.5$  и  $+2$  и  $\tilde{B}_0 = 2$  и  $20$ . Во всех случаях УВ оказалась устойчивой.

Задача (21), (23), (28) решалась при  $\Lambda \propto \rho^2 T^{1/2}$ , что соответствует охлаждению на свободно-свободных переходах, для  $\tilde{B}_0 = 2$  и  $\tilde{B}_0 = 10$ . Результаты расчётов представлены на рис. 1, 2. На рис. 1 приведены для сравнения зависимости  $\text{Im}\Omega = \Omega_I$  от  $\tilde{\lambda} = \lambda_s/4L_c$  при  $\tilde{B}_0 = 0$ .

Расчеты показывают, что в случае  $\tilde{B}_0 = 2$  для  $\tilde{\lambda} > 1$  значения инкремента ( $-\omega_I$ ) и частота колебаний ( $\omega_R$ ) практически совпадают с их значениями при колебательной неустойчивости ( $\lambda_z \rightarrow \infty$ ) у всех мод. Соответственно, малыми оказываются амплитуды возмущений поперечной скорости и поперечного магнитного поля. Эволюция таких возмущений определяется неустойчивостью второй (O1) и третьей (O2) мод. С уменьшением  $\tilde{\lambda}$  декремент затухания фундаментальной (F) моды уменьшается, и при  $\lambda = 0.54$  F-мода становится неустойчивой. Вплоть до  $\tilde{\lambda} = 0.35$  инкременты нарастания O1- и O2-мод больше инкремента нарастания F-моды. При  $\lambda \approx 0.35$  характер неустойчивости резко меняется. F-мода становится аperiодически неустойчивой ( $\omega_R = 0$ ), инкремент нарастания быстро увеличивается и выходит на асимптотику  $\Omega_I \approx -0.1$ . O1-мода становится устойчивой при  $\tilde{\lambda} = 0.15$ . В случае  $\tilde{B}_0 = 10$  волны с  $\tilde{\lambda} > 0.092$ , для которых выполнены расчеты, имеют значения  $\omega_R$  и  $\omega_I$  такие же, как при  $\tilde{\lambda} \rightarrow \infty$ .

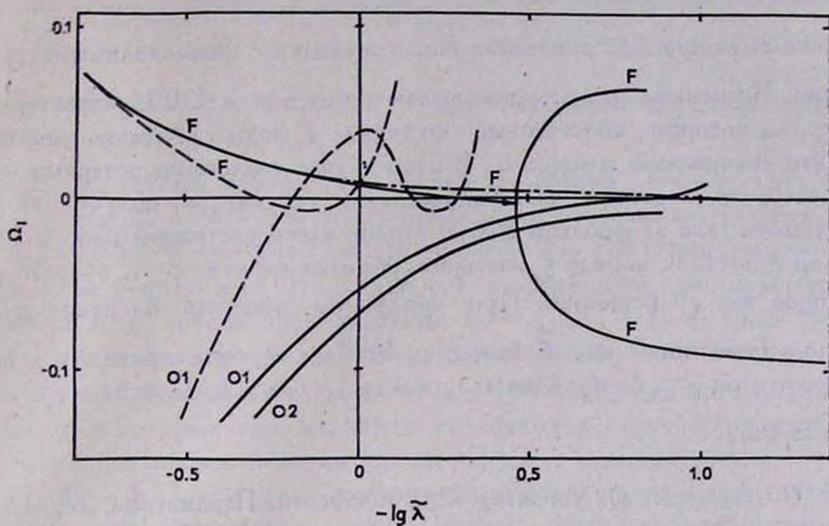


Рис. 1. Зависимость декремента затухания от длины волны. Сплошные линии относятся к случаю  $\tilde{B}_0 = 2$ , пунктирные —  $\tilde{B}_0 = 0$ , штрих-пунктирная линия —  $\tilde{B}_0 = 10$ . Около каждой кривой указано, к какой моде она относится.

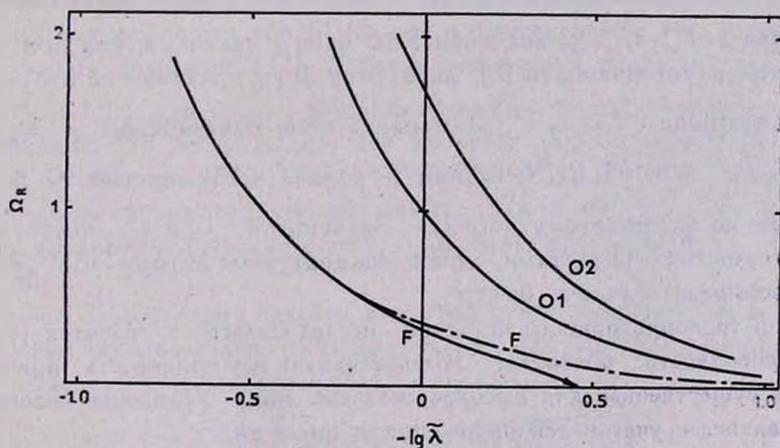


Рис. 2. Зависимость частоты колебаний от длины волны. Сплошные линии относятся к случаю  $\tilde{B}_0 = 2$ , штрих-пунктирная —  $\tilde{B}_0 = 10$ .

Попытки продолжить численные расчеты данным методом в область коротких волн при всех значениях  $\tilde{B}_0$  встречаются с непреодолимыми трудностями. Численные расчеты показывают, что при  $\tilde{\lambda} < 0.35$  характерный размер, на котором собственные функции F-моды убывают, порядка  $k^{-1}$ , что значительно меньше  $L_c$ . В этом случае тепловыми потерями можно пренебречь, и должны быть справедливы результаты, полученные для однородного газа за фронтом УВ во второй части настоящей работы [18]. В однородном газе, наряду с решением, убывающим как  $e^{-\lambda}$ , существует растущее как  $e^{\lambda}$  решение. При численном решении погрешность в пробном значении  $\Omega$  или  $\tilde{B}_r$  порядка  $10^{-15}$  на фронте приведёт к погрешности при  $\lambda \approx L_c$  порядка 0.1, когда  $\lambda_1(L_c) = k_r L_c \approx 34$ , то есть для  $\tilde{\lambda} \approx 0.02$ .

6. Обсуждение. а) Характер неустойчивости. Параметром, характеризующим влияние магнитного поля в системе (21), (23), (28), является величина  $\Omega \tilde{\Lambda}_{01}(0) \tilde{B}_0^2 \sim \tilde{\Lambda}_{01}^2 \tilde{B}_0^2$ , которая позволяет определить критическую длину волны  $\tilde{\lambda}_{cr} \sim \tilde{B}_0^{-1}$ . По результатам расчётов можно предположить, что  $\alpha = 0.5$  справедливо  $\tilde{\lambda}_{cr} = k \tilde{B}_0^{-1}$  с  $k \approx 0.5 \div 0.8$ ; для O1— и O2—мод коэффициент должен быть в несколько раз меньше. Для волн с  $\tilde{\lambda} > \tilde{\lambda}_1 > \tilde{\lambda}_{cr}$  значения  $\text{Re } \omega$  и  $\text{Im } \omega$  такие же, как при колебательной неустойчивости [8], дисперсия воли практически отсутствует. Возмущения с  $\tilde{\lambda} < \tilde{\lambda}_2 < \tilde{\lambda}_{cr}$  аперiodически неустойчивы с  $\Omega_I = -0.416 \tilde{B}_0^{-2} + 0.155 \tilde{B}_0^{-4} - 0.12 \tilde{B}_0^{-6} + O(\tilde{B}_0^{-8})$  [18], причём  $\tilde{\lambda}_1$  больше  $\tilde{\lambda}_2$  примерно на половину порядка. Значения  $k$ ,  $\tilde{\lambda}_1$  и  $\tilde{\lambda}_2$  можно уточнить численными расчётами, однако на доступной автору ЭВМ „Э—60“ это невозможно сделать быстро.

Роль теплопроводности численно исследовалась в работах [9, 11]. Теплопроводность подавляет колебательную неустойчивость, причем ее влияние существеннее для высокочастотных мод. Уравнение энергетического баланса с учетом теплопроводности имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \nabla T = -\Lambda(T) \rho - \frac{2}{3} T \text{div } \vec{v} + \frac{2}{3} \frac{\mu}{R\rho} \text{div} (\kappa \nabla T). \quad (30)$$

Это уравнение позволяет выделять два масштаба:

$$L_c \sim \frac{1}{3 \Lambda_0} \sim 10^6 \frac{v_{08}^2}{\rho_{0-8}} \text{ и } L_x \sim x_{11} \frac{\mu}{R v_0 \rho_0} \sim 2 \cdot 10^4 \frac{v_{08}^4}{\rho_{0-8}}, \quad (31)$$

где  $x_{11} = 2 \cdot 10^{-4} T^{5/2} / (z^4 \ln \Lambda)$  [19] и при аккреции на белые карлики  $\ln \Lambda \approx 20$ ,  $v_{08} = 10^{-8} v_0$ ,  $\rho_{0-8} = 10^8 \rho_0$ .

Из результатов работы [11] период колебаний F-моды  $T \approx 3.1 t_c$ , где  $t_c$  — обычно понимаемое время охлаждения (отношение тепловой энергии к скорости охлаждения газа) за фронтом УВ. Частота колебаний  $n$ -ой моды (для F-моды  $n = 0$ )  $\omega_n \approx (2n + 1) \omega_0$ . Масштаб, на котором изменяется  $n$ -ая собственная функция  $L_n \sim L_c / (2n + 1)$  и теплопроводность подавляет колебательную неустойчивость  $n$ -ой моды, когда  $L_n \sim L_x$ , что эквивалентно  $v_{08} \sim 7 \cdot (2n + 1)^{-1/2}$ . Оценки масс белых карликов, для которых еще возможна колебательная неустойчивость O1-моды, по различным работам [9, 11, 12] дают величину  $M_{w. d.} < (0.3 + 0.9) \cdot M_\odot$ . В случае, если теплопроводность существеннее охлаждения, критическое значение  $\lambda_x \sim L_x$ . Волны с  $\lambda_x \ll L_x$  будут аперiodически неустойчивы [18], а колебательная неустойчивость длинных волн подавлена.

б). *Возможность наблюдения.* Нелинейный анализ гофрировочной неустойчивости не проведен, однако можно предположить, что на этой стадии возмущения фронта будут давать шум в энергетическом спектре  $E(t)$ , подобный наблюдаемому у AN UMa как в рентгеновском, так, возможно, и в оптическом диапазоне [12]. Уровень этого шума определяется отношением  $\lambda_{scr}^2 / (A_{scr})$ , где  $A_{scr}$  — площадь сечения аккреционной колонки у основания. Из рис. 3 видно, что высокий уровень шума можно ожидать у полярков с массой белого карлика  $M_{w. d.} \geq 0.8 \cdot M_\odot$ , причем с увеличением светимости уровень шума должен убывать. И заметный шум и квазипериодические осцилляции возможны при  $M_{w. d.} \sim (0.8 + 1) \cdot M_\odot$ .

К рис. 3 необходимо сделать несколько пояснений. Во-первых, при его построении использовалось значение  $A_{scr}$  из работы [20] (простая кинематическая модель и дипольное поле):

$$A_{scr} = 4.6 \cdot 10^{16} B_{07}^{-47} R_9^{117} \left( \frac{M}{M_\odot} \right)^{17} L_{33}^{27}, \quad (32)$$

где  $B_{07} = 10^{-7} B_0$ ,  $R_9 = 10^{-9} R_{w. d.}$ ,  $L_{33} = 10^{-33} L$  и  $L = G \frac{M M_{w. d.}}{R_{w. d.}}$ .

Но, согласно [21], это отношение может быть меньше, что приведет к увеличению отношения  $\lambda_{scr}^2 / A_{scr}$ . Во-вторых, все расчеты и оценки

верны в случае, если высота фронта УВ над поверхностью белого карлика значительно меньше радиуса белого карлика  $R_{w.d.}$ , который получается из соотношения масса—радиус [22]:

$$R_{w.d.}(M_{w.d.}) = 8.5 \cdot 10^8 \left[ 1.286 \left( \frac{M_{w.d.}}{M_{\odot}} \right)^{-2/3} - 0.777 \left( \frac{M_{w.d.}}{M_{\odot}} \right)^{2/3} \right]^{1/2}. \quad (33)$$

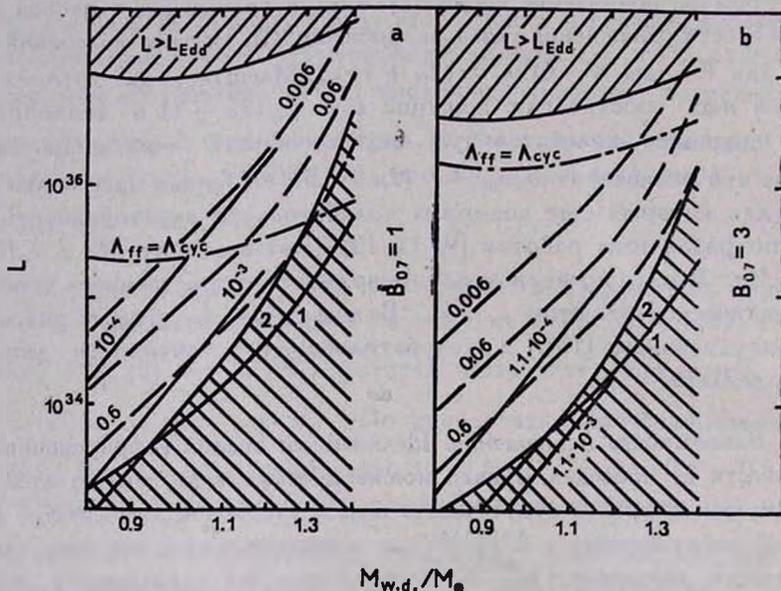


Рис. 3. Приведены кривые, на которых отношения  $L_{ff} B_0^{-2} / A_{cyc}$  (сплошные кривые) и  $L_z^2 / A_{cyc}$  (пунктирные кривые) имеют постоянные значения, указанные около кривых. В верхней заштрихованной части графиков светимость выше эддингтоновского предела. На штрих-пунктирной кривой  $L_{ff} = L_{cyc}$ . На кривой 1  $L_{ff} = R_{w.d.}/2$ , а на кривой 2  $L_z = R_{w.d.}/2$ , и ниже этих кривых результаты расчётов неприменимы. В случае а)  $B_{07} = 1$ , в случае б)  $B_{07} = 3$ .

В-третьих, вопрос о соотношении тормозного и циклотронного излучений рассматривался в ряде работ. Кривые, на которых  $L_{ff} = L_{cyc}$ , построены по результатам работы [23], однако расчёты [24] и качественный анализ [12] показывают, что эти кривые могут лежать значительно ниже. Циклотронное излучение будет существеннее в нижней части графика. При этом колебательная неустойчивость отсутствует, а в определении  $\lambda_{cr}$  вместо  $L_c$  необходимо подставить  $L_{cyc}$ .

В наблюдаемом шуме могут присутствовать пульсации на временах  $t \lesssim t_{max}$ , а для оценки  $t_{max}$  существуют два характерных времени:

$(-\omega_{\text{Imin}})^{-1}$  и  $\lambda_{\text{sc}}/v_{A0}$ . При охлаждении тормозным излучением  $-\omega_{\text{Imin}} \sim 0.1 (\bar{B}_0^{-1} t_c)^{-1}$  и  $t_{\text{max}} \sim 10 \cdot t_1 \bar{B}_0^{-1}$ , где  $t_1$  — период колебаний O1-моды. Такая переменность уже сейчас доступна наблюдениям. Характерные значения частот  $v_{A0}/\lambda_{\text{sc}} \sim 10^3 + 10^5$ . Более точно о значении  $t_{\text{max}}$  можно будет судить лишь после решения нелинейной задачи.

Автор выражает благодарность С. Ф. Пименову, Ю. А. Щекинову и С. Н. Овчинниковой за полезные обсуждения.

Ростовский педагогический  
институт

## CORRUGATION INSTABILITY OF STRONG PARALLEL SLOW SHOCK WAVE. I. NUMERICAL CALCULATION FOR THE CASE OF RADIATIVE SHOCK

M. A. EDELMAN

A shock, appearing at the ground of the accretion column near the surface of white dwarf, in the strong magnetic field of the AM Her systems is 'slow shock'. Its stability is numerically investigated for the case  $L_c \ll R_{\text{w. d.}}$  and  $B_0 = v_{A0}/v_0$  equal 2 and 10 ( $L_c$  — the cooling length in the post-shock gas,  $R_{\text{w. d.}}$  — the radius of the white dwarf,  $v_{A0}$  — the Alfvén speed ahead the shock,  $v_0$  — the accretion speed) for the surface of the perturbed shock is expressed as  $\eta = \eta_0 e^{i(\omega t + k_z z)}$ . For the waves with the length  $\lambda_z > k \bar{B}_0^{-1} L_c$  (factor  $k \sim 1$ ) values of  $\omega$  for all modes are the same as for oscillatory instability. The waves with  $\lambda_z < k \bar{B}_0^{-1} L_c$  are aperiodically unstable. Corrugation instability can explain the noise, which is observed from AM Her systems with  $M_{\text{w. d.}} \approx M_{\odot}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. С. П. Дьяков, Ж. эксперим. и теор. физ., 27, 288, 1954.
2. С. S. Gardner, M. D. Kruskal, Phys. Fluids, 7, 700, 1964.
3. M. Lesson, N. V. Deshpande, Plasma Phys., 1, 463, 1967.
4. С. Ф. Пименов, Ж. эксперим. и теор. физ., 83, 106, 1982.
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Гидродинамика, Наука, М., 1988.
6. S. H. Langer, G. Channugam, G. Shaviv, Astrophys. J. Lett., 245, L23, 1981.
7. L. C. tappetti, E. G. Tanzi, A. Treuss, Space Sci. Rev., 27, 3, 1980.
8. R. A. Chevalier, J. N. Imamura, Astrophys. J., 281, 543, 1982.
9. J. N. Imamura, M. T. Wolff, R. H. Durisen, Astrophys. J., 276, 667, 1984.

10. *S. H. Langer, Cataclysmic Variables and Low Mass X-ray Binaries*, eds. D. Q. Lamb, J. Patterson, Dordrecht, Reidel, p. 257, 1985.
11. *J. N. Imamura, Astrophys. J.*, 296, 128, 1985.
12. *J. N. Imamura, T. Y. Stetman—Cameron, Astrophys. J.*, 311, 786, 1986.
13. *М. А. Эдельман, Деп. в ВИНТИ, № 7882—В85, 27 стр.*, 1985.
14. *E. Bertschinger, Astrophys. J.*, 304, 154, 1986.
15. *А. И. Ахиезер, И. А. Ахиезер, Р. В. Половин, А. Г. Ситенко, К. Н. Степанос, Электродинамика плазмы*, Наука, М., 1974.
16. *J. M. Nameyru, J. P. Lasota, S. Bonazzola, J. Heyvaerts, Astron. and Astrophys.*, 128, 369, 1983.
17. *J. M. Nameyru, J. P. Lasota, Astron. and Astrophys.*, 145, L10, 1985.
18. *М. А. Эдельман, Астрофизика (в печати)*.
19. *К. Лени, Астрофизические формулы*, Мир, М., 1978.
20. *K. Davidson, J. P. Ostriker, Astrophys. J.*, 179, 585, 1973.
21. *D. Q. Lamb, Cataclysmic Variables and Low Mass X-ray Binaries*, eds. D. Q. Lamb, J. Patterson, Dordrecht, Reidel, 179, 1985.
22. *M. Ltoto, Astron. and Astrophys.*, 141, L4, 1984.
23. *D. Q. Lamb, A. R. Masters, Astrophys. J. Lett.*, 234, L117, 1979.
24. *G. Chanmugan, S. H. Langer, G. Shaviv, Astrophys. J. Lett.*, 299, L87, 1985.

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК: 524.3—7

### X Per: БЛЕСК УМЕНЬШАЕТСЯ

В 1987 г. в АО ЛГУ были начаты регулярные фотометрические наблюдения Ве-звезды X Per, являющейся оптическим компонентом рентгеновского источника 3U 0352+30. Наблюдения проводились в полосах RIIHK системы Джонсона. Получено также несколько оценок блеска в полосах UVV.

До начала лета 1988 г. во всех полосах отмечалась переменность лишь с амплитудой  $\leq 0.^m2$ . Такие небольшие изменения типичны для Ве-звезд. Затем, начиная с JD 2447300, началось монотонное понижение блеска, которое, по-видимому, не завершилось еще и к концу вечерней видимости объекта (апрель 1989 г.) (рис. 1). При этом амплитуда переменности растет с длиной волны (см. табл. 1).

Таблица 1

	U	B	V	R	I	J	H	K
$\Delta m$	0.40	0.40	0.50	0.75	1.0	1.0	1.3	1.3

Аналогичное падение блеска X Per происходило в 1974—76 гг., однако, судя по опубликованным данным, существуют лишь производические оценки блеска, относящиеся к этому периоду, а подробные кривые блеска отсутствуют.

Рассмотрим распределение энергии в непрерывном спектре X Per вблизи минимума и максимума блеска (рис. 2). Если учесть межзвездное покраснение с  $A_V = 1.^m3$ , то оказывается, что наблюдаемое распределение энергии в апреле 1989 г. хорошо согласуется с нормальными цветами звезды BOV с  $M_V = -3$  при  $m-M = 8.5$ . Здесь же показано распределение энергии в спектре избыточного излучения. В диапазоне от U до I спектр избытка соответствует зависимости  $F(\nu) \propto \nu^0$ , а в длинноволновую сторону наблюдается быстрый спад с  $F(\nu) \propto \nu^{1.5}$ .

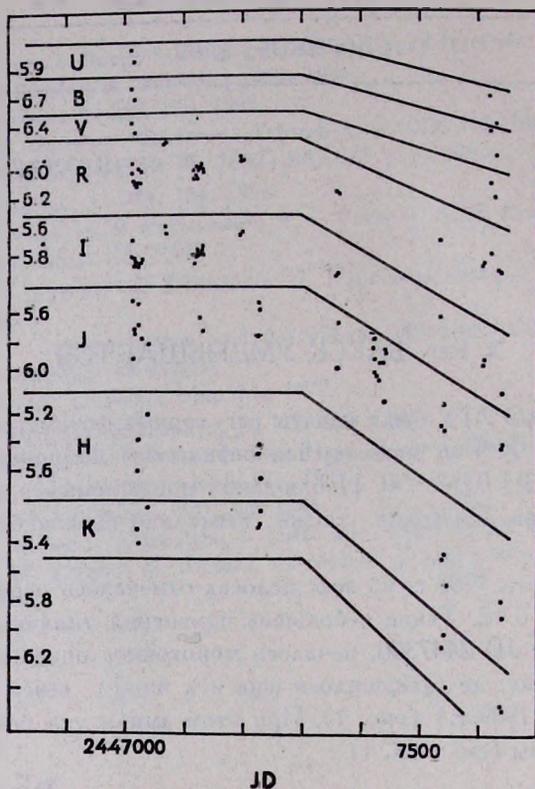


Рис. 1. Кривые блеска X Персея в оптическом и ИК-диапазоне.

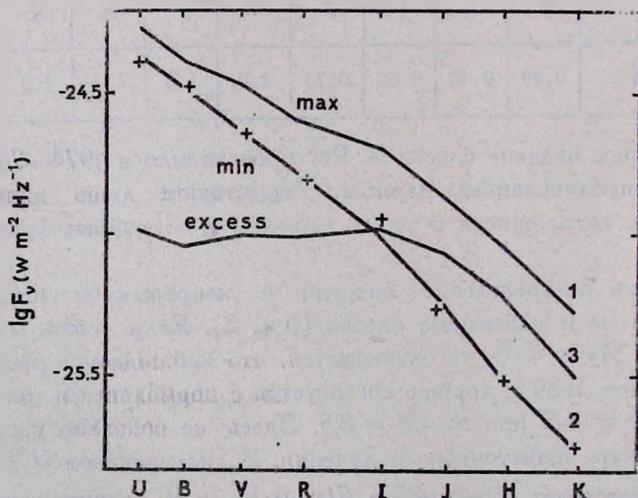


Рис. 2. Распределение энергии в спектре X Персея в максимуме (1) и минимуме (2) блеска. Крестиками показаны нормальные цвета звезды В0. 3 — распределение энергии в спектре избыточного излучения.

Качественно эти результаты могут быть объяснены как следствие сброса оболочки, существовавшей вокруг В-звезды до середины 1988 г. Можно предположить, что к наступлению следующего периода видимости X Per (конец лета 1989 г.) оболочка еще не успеет восстановиться, и по изменению спектральных и поляриметрических характеристик звезды можно будет более надежно определить структуру (сферическую или дискообразную) динамику развития оболочки. Особый интерес представляют возможные изменения рентгеновского потока 3U 0352+30 и их корреляция с изменениями оптического и инфракрасного излучения.

*X Persei: the Light Level Decreases.* The light level of X Persei has been observed to decrease since the summer of 7/1988. Optical and infrared light curves are reported. The amplitude of variations grows with the wavelength.

26 июня 1989

Ленинградский государственный  
университет

Л. В. ЛАРИОНОВА  
В. М. ЛАРИОНОВ

# CONTENTS

The separation of components of radiation of lacertids OQ 530 and OI 090.4 and evaluation of their redshifts based on photometric data <i>V. A. Hagen-Thorn, S. G. Marchenko</i>	231
The radio luminosities and structures of central regions of spiral galaxies <i>V. H. Malumian</i>	241
The magnetic field of the galaxy in the sun's vicinity and the stellar polarization . . . . . <i>R. R. Andreasian, A. N. Makarov</i>	247
Statistical study of flare stars. IV. Relative number of flare stars in the Orion association, Pleiades cluster and in the solar vicinity <i>L. V. Mirzoyan, V. V. Hambartian, A. T. Garibjantian, A. L. Mirzoyan</i>	259
On the mechanism of formation of jets in the objects of SS 433 type <i>G. P. Alojants, L. Sh. Grigortan, G. S. Sahaktan</i>	271
The simulation of the convective motions in the Procyon envelope. I. Ideology and analysis of the three-dimensional inhomogeneous models <i>I. N. Atroshchenko, A. S. Gadun, R. I. Kostyk</i>	281
The origin of anomalous sodium abundances in yellow supergiants <i>P. A. Dentsenkov</i>	293
Characteristics of the components of symbiotic stars from model calculations <i>L. Leedjaro</i>	309
On the role of „current loss“ in pulsars . . . . . <i>I. F. Malov</i>	323
Magnetic dipole radiation from neutron vortex filament cores <i>D. M. Sedrakian, A. D. Sedraktan, K. M. Shahabasian</i>	337
On the study of equilibrium configuration of photomatter. I <i>G. T. Ter-Kazartan</i>	345
Generalized bimetric theory of gravitation <i>L. Sh. Grigortan, A. A. Saharian</i>	359
The dynamics of the special spheroidal model of homogeneous stellar system. I. Equilibrium states . . . . . <i>B. P. Kondrat'ev</i>	369
The influence of the motion of gravitating masses on the observed characteristics of the point light source . . . . . <i>V. V. Zdanova, K. A. Pyragas</i>	389
Frequency shift of radiation from anticollapsing objects in Kerr — Newman space — time . . . . . <i>A. P. Trofimenko</i>	397
Corrugation instability of strong parallel slow shock wave. I. Numerical calculation for the case of radiative shock . . . . . <i>M. A. Edelman</i>	407
Notes	
X Persei: the light level decreases . . . . . <i>L. V. Lartionova, V. M. Lartionov</i>	421

## СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

О РАВНОВЕСНЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ ПРОТОВЕЩЕСТВА. I	<i>Г. Т. Тср-Казарян</i>	345
ОБОБЩЕННАЯ БИМЕТРИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ	<i>Л. Ш. Григорян, А. А. Саарян</i>	359
ДИНАМИКА ОСОБОЙ СФЕРОИДАЛЬНОЙ МОДЕЛИ ОДНОРОДНЫХ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ. I. СТАЦИОНАРНЫЕ СОСТОЯНИЯ	<i>Б. П. Кондратьев</i>	369
ВЛИЯНИЕ ДВИЖЕНИЯ ГРАВИТИРУЮЩИХ МАСС НА НАБЛЮДАЕМЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА СВЕТА	<i>В. В. Жданова, К. А. Пирагас</i>	389
СМЕЩЕНИЕ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТИКОЛЛАПСИРУЮЩИХ ОБЪЕКТОВ В ПРОСТРАНСТВЕ—ВРЕМЕНИ КЕРРА—НЬЮМЕНА	<i>А. П. Трофименко</i>	397
ГОФРИРОВОЧНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СИЛЬНОЙ ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ МЕДЛЕННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ. I. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ ДЛЯ СЛУЧАЯ РАДИАТИВНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ	<i>М. А. Эдельман</i>	407
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
X Пер: БЛЕСК УМЕНЬШАЕТСЯ . . . . .	<i>Л. В. Ларионова, В. М. Ларионов</i>	421