

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 47

ФЕВРАЛЬ, 2004

ВЫПУСК 1

As/Be ЗВЕЗДА ХЕРБИГА V586 Ori

Я.Н. Чхиквадзе 5СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБЪЕКТОВ ХЕРБИГА-АРО
HH84 И HH85*Е.Р. Оганесян, Т.Ю. Магакян, Т.А. Мовсесян* 17АБСОЛЮТНАЯ КАЛИБРОВКА PL-СООТНОШЕНИЙ КЛАССИ-
ЧЕСКИХ ЦЕФЕИД НА ОСНОВЕ ПАРАЛЛАКСОВ HIPPARCOS
И РАССТОЯНИЯ МАГЕЛЛИАНОВЫХ ОБЛАКОВ*Г.В. Абрамян* 25О ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ВОЗРАС-
ТАХ ПУЛЬСАРОВ*Т.Г. Мдзинаришвили, Г.И. Меликидзе, Р.М. Дзигвашвили* 37ДВУХМЕРНЫЙ РАСЧЕТ ДИНАМИКИ КОЛЛАПСА ВРАЩАЮ-
ЩЕГОСЯ ЯДРА С ОБРАЗОВАНИЕМ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ
НА АДАПТИВНОЙ ТРЕУГОЛЬНОЙ СЕТКЕ В ЛАГРАНЖЕВЫХ
ПЕРЕМЕННЫХ*Н.В. Арделян, Г.С. Бисноватый-Коган, К.В. Космачевский,
С.Г. Моисеенко* 47НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ С КВАРКОВЫМ ЯДРОМ. II.
ОСНОВНЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ*Г.Б. Алавердян, А.Р. Арутюнян, Ю.Л. Вартамян* 65СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК
С УФ-ИЗЫТКОМ*М.А. Казарян, Э.Л. Карапетян* 79

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Գ.Ս.Սեդրակյան (Հայաստան)

Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Գ.Գորբաչկի (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)

Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Բալոդյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոգան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Ի.Գ.Վարաչենկյն (Ռուսաստան), Դ.Կուլետ (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Նիկոլոսյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերնապաշչով (Ռուսաստան), Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան), Ե.Թերզյան (ՄՄՆ):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)

Заместители главного редактора: В.Г.Горбачкий (Россия), Э.Е.Хачикян (Армения)

Ответственный секретарь: А.Т.Каллогян (Армения)

Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), В.П.Гринин (Россия-Украина), В.В.Иванов (Россия), И.Д.Карачёвцев (Россия), Д.Кунт (Франция), А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсмян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США), А.М.Черепашчук (Россия)

"АСТРОФИЗИКА" - научный журнал, издаваемый Национальной академией наук Республики Армения. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

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

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

УДК: 524.3

Аe/Ве ЗВЕЗДА ХЕРБИГА V586 Ori

Я.Н.ЧХИКВАДЗЕ

Поступила 12 мая 2003

Принята к печати 10 октября 2003

Представлены результаты исследования Ае/Ве звезды Хербига V586 Ori на основе фотоэлектрических наблюдений в системе Стрёмгrena. Обнаружено, что с падением блеска индекс бальмеровского скачка сначала увеличивается, а затем начинает уменьшаться. Индекс β с понижением блеска показывает уменьшение. Аналогичное изменение индексов β и S нами было установлено ранее для UX Ori, RR Tau и V351 Ori. Показано, что V586 Ori обладает признаками shell - звезд.

1. *Введение.* V586 Ori (BD -6°1257, HD 37258) в ОКПЗ [1] указана как переменная типа Ip. По данным Россигера [2], с падением блеска от 9^m.55 до 10^m.30 звезда становилась красной по всем показателям цвета. Аналогичные изменения показателей цвета зафиксировали Пугач и Ковальчук [3]. Ими было установлено, что когда глубина падения блеска превышала ~0^m.6, начинал проявляться т.н. "эффект поголубения" [4,5].

Спектральный класс V586 Ori оценивается как A2V [6,7] с заметной эмиссией в H α ($W_{\alpha} = -10\text{Å}$) [8]. В 1989г. Шевченко [9] включил V586 Ori в список Ае/Ве звезд Хербига (НАЕВЕ - звезды).

2. *Наблюдения.* Фотоэлектрические наблюдения V586 Ori в системе Стрёмгrena *ибууф* были осуществлены на 125-см телескопе Абастуманской астрофизической обсерватории. Стандартом служила звезда (e) [10], а контрольной звездой служила BD -6°1261 [3]. Ошибки измерений в ультрафиолете не превышали 0^m.02, а в остальных полосах они были порядка 0^m.01.

В табл.1 представлены результаты наблюдений в относительных величинах ("переменная" минус "стандарт"). В течение наших наблюдений блеск V586 Ori менялся от 9^m.6 до 10^m.7 в полосе *у*.

3. *Обработка данных наблюдений.* На рис.1 представлены зависимости Δm_b и Δm_y от Δm_u . Из рис.1 следует, что при падении блеска до 0^m.7 в полосе *у* между Δm -величинами наблюдается прямолинейная зависимость, а при дальнейшем увеличении глубины затмения начинает проявляться т.н. "эффект поголубения". Заметим, что "эффект поголубения" практически отсутствует в зависимостях Δm_b , Δm_{β_u} , Δm_{β_n} от Δm_u .

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ V586 Оп В ОТНОСИТЕЛЬНЫХ
ВЕЛИЧИНАХ. ЗНАЧКАМИ n И w ОБОЗНАЧЕНЫ ОЦЕНКИ В
УЗКОМ И ШИРОКОМ ФИЛЬТРАХ НВ

| JD2440000+ | Δm_u | Δm_b | Δm_v | Δm_i | Δm_{β_n} | Δm_{β_w} |
|------------|--------------|--------------|--------------|--------------|----------------------|----------------------|
| 6378.4139 | -0.801 | -1.170 | -1.730 | -1.579 | -0.796 | -1.057 |
| 6378.4278 | -0.830 | -1.180 | -1.768 | -1.570 | -0.799 | -1.040 |
| 6378.4486 | -0.795 | -1.096 | -1.686 | -1.413 | -0.693 | -1.011 |
| 6714.4883 | -1.100 | -1.530 | -2.150 | -2.110 | -1.080 | -1.340 |
| 6728.4825 | -0.967 | -1.376 | -1.947 | -1.756 | -0.986 | -1.223 |
| 6728.4894 | -0.968 | -1.372 | -1.933 | -1.750 | -0.950 | -1.214 |
| 6728.4964 | -0.942 | -1.362 | -1.957 | -1.748 | -0.941 | -1.204 |
| 6750.4752 | -1.036 | -1.470 | -2.119 | -2.092 | -1.051 | -1.342 |
| 6750.4829 | -1.005 | -1.465 | -2.057 | -2.029 | -1.020 | -1.329 |
| 6750.4898 | -1.119 | -1.531 | -2.114 | -1.997 | -1.051 | -1.371 |
| 6776.3468 | -1.075 | -1.497 | -2.100 | -2.029 | -1.038 | -1.334 |
| 6776.3551 | -1.063 | -1.532 | -2.096 | -2.113 | -1.066 | -1.354 |
| 6776.3620 | -1.100 | -1.476 | -2.031 | -1.947 | -1.046 | -1.344 |
| 6776.3739 | -1.115 | -1.550 | -2.080 | -1.960 | -1.070 | -1.380 |
| 7078.5647 | -1.173 | -1.629 | -2.324 | -2.210 | -1.172 | -1.509 |
| 7078.5723 | -1.190 | -1.631 | -2.322 | -2.405 | -1.170 | -1.540 |
| 7089.5441 | -1.190 | -1.640 | -2.300 | -2.180 | -1.150 | -1.450 |
| 7090.5246 | -1.143 | -1.621 | -2.219 | -2.110 | -1.165 | -1.446 |
| 7090.5302 | -1.165 | -1.610 | -2.270 | -2.114 | -1.115 | -1.427 |
| 7091.5275 | -1.080 | -1.570 | -2.170 | -1.990 | -1.060 | -1.390 |
| 7179.2960 | -0.970 | -1.380 | -2.000 | -1.760 | -0.920 | -1.250 |
| 7451.4193 | -0.865 | -1.256 | -1.872 | -1.631 | -0.859 | -1.140 |
| 7451.4297 | -0.853 | -1.278 | -1.862 | -1.649 | -0.847 | -1.140 |
| 7550.2753 | -0.108 | -0.408 | -0.850 | -0.637 | -0.080 | -0.163 |
| 7550.2851 | -0.125 | -0.358 | -0.714 | -0.465 | -0.065 | -0.025 |
| 7550.2906 | -0.056 | -0.348 | -0.775 | -0.444 | -0.039 | -0.111 |
| 7561.2357 | -0.844 | -1.265 | -1.727 | -1.473 | -0.820 | -1.073 |
| 7561.2462 | -0.841 | -1.245 | -1.765 | -1.600 | -0.868 | -1.100 |
| 7562.2558 | -0.790 | -1.181 | -1.688 | -1.395 | -0.749 | -1.045 |
| 7562.2606 | -0.768 | -1.122 | -1.666 | -1.434 | -0.690 | -1.010 |
| 7563.2529 | -0.542 | -0.873 | -1.338 | -1.082 | -0.565 | -0.734 |
| 7563.2633 | -0.523 | -0.867 | -1.364 | -1.057 | -0.442 | -0.726 |
| 7564.2946 | -0.708 | -1.101 | -1.617 | -1.419 | -0.666 | -0.964 |
| 7564.3050 | -0.703 | -1.070 | -1.600 | -1.301 | -0.620 | -0.936 |
| 7879.3534 | -0.115 | -0.398 | -0.807 | -0.557 | -0.077 | -0.273 |
| 7880.4279 | -0.364 | -0.668 | -1.087 | -0.671 | -0.349 | -0.556 |
| 7880.4385 | -0.341 | -0.657 | -1.076 | -0.698 | -0.291 | -0.556 |
| 7880.4494 | -0.371 | -0.666 | -1.114 | -0.656 | -0.358 | -0.529 |
| 7886.4278 | -1.000 | -1.416 | -2.007 | -1.731 | -0.945 | -1.275 |
| 7918.2654 | -0.689 | -1.068 | -1.605 | -1.219 | -0.582 | -0.938 |
| 7918.2762 | -0.703 | -1.077 | -1.624 | -1.298 | -0.708 | -0.956 |
| 7918.2862 | -0.695 | -1.091 | -1.592 | -1.324 | -0.630 | -0.945 |
| 7921.2545 | -0.817 | -1.243 | -1.773 | -1.593 | -0.848 | -1.116 |
| 7921.2646 | -0.801 | -1.209 | -1.835 | -1.592 | -0.834 | -1.140 |
| 7928.2476 | -0.829 | -1.198 | -1.755 | -1.436 | -0.782 | -1.075 |
| 7928.2580 | -0.867 | -1.290 | -1.893 | -1.781 | -0.830 | -1.151 |
| 7928.2684 | -0.852 | -1.311 | -1.866 | -1.707 | -0.873 | -1.139 |

Для определения коэффициентов линейной зависимости между величинами Δm_λ воспользуемся методикой, которая представлена в Приложении.

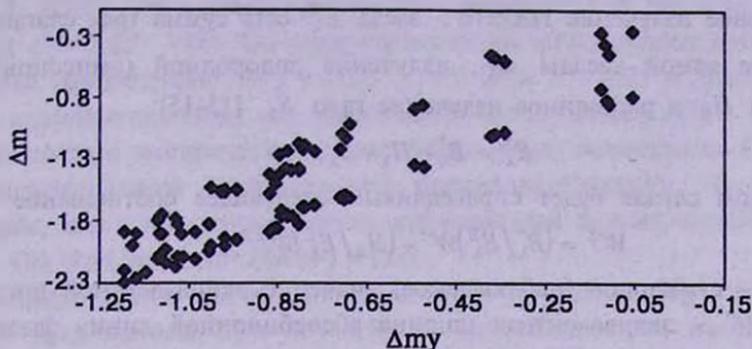


Рис.1. Зависимости изменений блеска Δm_u (верхн. часть) и Δm_v (нижн. часть) от Δm_γ .

Наличие линейной зависимости между шестью величинами (Δm_u , Δm_v , Δm_b , Δm_γ , $\Delta m\beta_w$ и $\Delta m\beta_n$) позволяет получить по пять оценок для каждого коэффициента. В результате вычисления были получены следующие оценки:

$$\left. \begin{aligned} \alpha(b, \gamma) &= 1.187 \pm 0.0013, \\ \alpha(v, \gamma) &= 1.421 \pm 0.0023, \\ \alpha(u, \gamma) &= 1.856 \pm 0.0027, \\ \alpha(\beta_n, \beta_w) &= 0.917 \pm 0.001, \\ \alpha(\beta_w, \gamma) &= 0.121 \pm 0.001. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Аналогичные расчеты на основе *UBVR* данных [3,11] дали следующие результаты:

$$\left. \begin{aligned} \Delta U &= (2.50 \pm 0.018) \Delta R \\ \Delta B &= (1.85 \pm 0.013) \Delta R \\ \Delta V &= (1.43 \pm 0.012) \Delta R \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Из полученных выше оценок находим, что $\Delta\beta = -0.1\Delta m_\gamma$, когда $\Delta m_\gamma \leq 1.1$. В начальной стадии падения блеска ($\Delta m_\gamma \leq 0.6$) индекс бальмеровского скачка показывает увеличение ($\Delta C = 0.20\Delta m_\gamma$), а при дальнейшем понижении блеска начинает уменьшаться. Следует заметить, что аналогичное изменение индексов C и β нами ранее было установлено для UX Ori, RR Tau и V351 Ori [12].

Из оценок [1] и [2] следует, что уменьшение блеска V586 Ori в интервале от 7100 Å до 4400 Å происходит почти по закону нормального межзвездного покраснения для созвездий Цефея, Персея и Единорога, однако в ультрафиолете наблюдается значительное увеличение экстинкции.

4. Обсуждение.

4.1. *V586 Ori* - трехкомпонентный источник. В настоящее время нет сомнения в том, что наблюдаемое в оптической части спектра непрерывное излучение НАЕВЕ - звезд E_{λ}^{Σ} есть сумма трех слагаемых: излучение самой звезды B_{λ}^* , излучение водородной (эмиссионной) оболочки H_{λ} и рассеянное излучение гало S_{λ} [13-15]:

$$E_{\lambda}^{\Sigma} = B_{\lambda}^* + H_{\lambda} + S_{\lambda}. \quad (3)$$

В таком случае будет справедливым следующее соотношение:

$$W^{\Sigma} = (B_{\lambda}^*/E_{\lambda}^{\Sigma})W^* - (H_{\lambda}/E_{\lambda}^{\Sigma})W^{e.0}, \quad (4)$$

где W^{Σ} - суммарное (наблюдаемое) значение эквивалентной ширины линии, W^* - эквивалентная ширина абсорбционной линии звезды и $W^{e.0}$ - эквивалентная ширина эмиссионной линии водородной оболочки ($W^{e.0} = F/H$, где F - суммарный поток от эмиссионной линии). $B_{\lambda}^*/E_{\lambda}^{\Sigma}$ и $H_{\lambda}/E_{\lambda}^{\Sigma}$ - доли излучения звезды и оболочки в суммарной яркости в некий момент времени от начала падения блеска.

Аналогично можно показать справедливость следующего соотношения:

$$d^{\Sigma} = (B_{\lambda}^*/E_{\lambda}^{\Sigma})d^* + (H/E^{\Sigma})d^{e.0} + (S/E^{\Sigma}), \quad (5)$$

где $\log d^{\Sigma} = D^{\Sigma}$ и $\log d^{e.0} = D^{e.0}$, а D - величина бальмеровского скачка. B^*/E^{Σ} и т.д. - доли отдельных компонентов на длине волны $\lambda = 3650 \text{ \AA}$ (коротковолновая сторона бальмеровского скачка).

4.2. *Оценки (B^*/E^{Σ}) , (H/E^{Σ}) и (S/E^{Σ}) .* Из соотношения (3) следует, что

$$10^{-0.4\Delta m^{\Sigma}} = (B^*/E^{\Sigma})^{\text{Max}} 10^{-0.4\Delta m^*} + (H/E^{\Sigma})^{\text{Max}} + (S/E^{\Sigma})^{\text{Max}}, \quad (6)$$

где Δm^{Σ} - наблюдаемое значение уменьшения суммарного блеска переменной, Δm^* - величина падения блеска собственно звезды и $(B^*/E^{\Sigma})^{\text{Max}}$ и т.д. - значения соответствующих долей компонентов в максимуме блеска.

Как мы уже отмечали, Δm^{Σ} есть наблюдаемая величина. Величину Δm^* определяем из соотношений (1) и (2), считая, что падение блеска самой звезды обусловлено глобальным ростом непрозрачности пылевого вещества, которое экранирует звезду.

По данным [3], наиболее глубокое затмение *V586 Ori* в полосе V было порядка $1^m.8$. Используя оценки (2), находим, что в полосе U $\Delta m^* = 3.15$, и так как $\Delta m^{\Sigma} = 1.6$, из соотношения (6) определяем, что для полосы U :

$$\left. \begin{aligned} (B^*/E^{\Sigma})^{\text{Max}} &= 0.85 \\ (H/E^{\Sigma}) + (S/E^{\Sigma}) &= 0.15 \end{aligned} \right\}. \quad (7)$$

Аналогично для $\lambda = 4861 \text{ \AA}$ по оценкам [1] определяем, что:

$$\left. \begin{aligned} (B^*/E^\Sigma)^{\text{Max}} &\approx 0.95 \\ (H/E^\Sigma) + (S/E^\Sigma) &\approx 0.05 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

4.3. *V586 Ori* - shell звезда. По оценкам Смита [6], в максимуме блеска ($V=9.66$) *V586 Ori* характеризовалась следующими фотометрическими параметрами: $b-y=0.07$, $m_1=0.15$ и $C=0.95$ и поэтому она была классифицирована как нормальная звезда класса A2V.

Используя эмпирическую зависимость между величинами C и D для малопокрасневших звезд главной последовательности, по $C=0.95$ находим, что в максимуме блеска наблюдаемый бальмеровский скачок *V586 Ori* был порядка $D(A2V)=0.55$.

В таком случае из соотношения (5) и из оценок [7], считая, что B^*/E^Σ для полосы U и $\lambda=3650 \text{ \AA}$ одного порядка, находим, что бальмеровский скачок собственно звезды $D^*=0.60$.

Между тем, из наших наблюдений было определено, что в максимуме блеска $C=1.18$ и $\beta=2.96$. На основе значения $C=1.18$ мы по вышеуказанной схеме определяем, что во время наших наблюдений $D^\Sigma \sim 0.60$, а $D^* \sim 0.65$!

С другой стороны, по наблюдаемому значению $\beta=2.96$ нетрудно заключить из формулы (4) и оценок (8), что эквивалентная ширина линии поглощения звезды $W^*(H\beta)$ заметно превышает аналогичную величину звезд класса A2V.

Таким образом, можно констатировать, что в максимуме блеска в сравнении с нормальной звездой класса A2V исследуемая звезда характеризуется аномально большими значениями D^* и $W^*(H\beta)$. Это обстоятельство позволяет предположить, что *V586 Ori* является shell-звездой.

Указанное предположение подтверждает хорошо известный факт, что некоторые HAEBE-звезды (BFOri, V380 Ori, RR Tau [9] и XY Per A [16]) являются shell-звездами. К этому типу звезд можно отнести также UX Ori, CD-44°3318[17] и V351 Ori [18].

4.4. *Проблемы вариации D^Σ и $W^*(H\beta)$* . Допустим, что в соотношении (3) переменной величиной является B_λ^* , т.е. падение блеска претерпевает только звезда, а H_λ и S_λ являются постоянными величинами. В таком случае соотношение (4) примет вид:

$$W^\Sigma = W^* - 10^z [W^* - W^\Sigma(\text{max})], \quad (9)$$

где $W^\Sigma(\text{max})$ - наблюдаемое значение эквивалентной ширины линии $H\beta$ в максимуме блеска, а $z=0.4\Delta m^\Sigma$.

С другой стороны, из соотношения (5) получаем

$$d^\Sigma = d^\Sigma(\text{max}) - (10^z - 1) \left[(H/E^\Sigma)^{\text{max}} (d^* - d^{*0}) - (S/E^\Sigma)(d^* - 1) \right], \quad (10)$$

где $d^{\Sigma}(\max)$ - значение d^{Σ} в максимуме блеска. (В соотношениях (9) и (10) Δm^{Σ} обозначает наблюдаемую величину падения блеска на длинах волн 4861 \AA и 3650 \AA , соответственно).

Так как в соотношениях (9) и (10) величины в квадратных скобках всегда положительны, эквивалентная ширина H β и величина бальмеровского скачка по сути дела должны уменьшаться по мере падения блеска V586 Ori.

Однако из наблюдений следует, что с падением блеска звезды значение бальмеровского скачка сперва растет, а затем начинает уменьшаться, в то время как величина $W^{\Sigma}(\text{H}\beta)$ все время уменьшается.

Что может быть причиной начального роста значения бальмеровского скачка? Анализ соотношений (4) и (5) показывает, что указанный эффект может быть обусловлен несколькими причинами.

С одной стороны, начальный рост величины бальмеровского скачка может произойти, если с падением блеска самой звезды происходит уменьшение вклада либо рассеянного излучения гало, либо излучения газовой (эмиссионной) оболочки.

По данным [3], интервалы времени, в течение которых происходят более или менее глубокие падения блеска V586 Ori, - порядка 3-4 дней. Например, около JD24448778.51 блеск переменной в полосе V за сутки упал на $1^{\text{m}}.8$.

Принимая во внимание сказанное, думается, что за столь короткие интервалы времени мощность рассеянного излучения, генерируемого в столь обширном и удаленном от звезды образовании, каким является гало, вряд ли может заметно изменяться.

Предположение же, что по мере падения блеска звезды может происходить также понижение излучательной способности газовой (эмиссионной) оболочки, основывается на результатах Колотилова [19] и Хербста и др. [20].

На основе спектроскопических наблюдений UX Ori, WW Wul и BF Ori Колотиллов [19] показал, что эквивалентная ширина эмиссионной линии H α возрастает по мере падения блеска указанных HAEVE-звезд, но после вычитания вклада эквивалентной ширины абсорбционной линии звезды поток излучения в H α показывает уменьшение. Хербст и др. [20] пришли к аналогичному заключению, хотя отметили, что конечный результат сильно зависит от значения эквивалентной ширины абсорбционной линии звезды.

С другой стороны, начальный рост и дальнейшее уменьшение бальмеровского скачка могут быть обусловлены тем, что в процессе падения блеска самой звезды происходит рост величины бальмеровского скачка звезды D^* . Другими словами, уменьшение мощности излучения

газовой оболочки, с одной стороны, и увеличение бальмеровского скачка самой звезды D^* , с другой, каждое в отдельности или совместно, могут объяснить наблюдаемую картину вариации бальмеровского скачка.

Рассмотрим эту проблему, предполагая, что V586 Ori является Ae-звездой с shell-характеристиками, т.е. (Ae + shell) - звездой.

Хорошо известно, что в классических Ae/Be звездах довольно часто наблюдаются трансформации вида (Ae + shell) \rightarrow (shell) \rightarrow Ae или, наоборот [21]. Другими словами, процесс ослабления эмиссионных линий может протекать на фоне усиления shell-характеристик.

Проблема, однако, в том, что в классических Ae/Be звездах вышеупомянутые процессы трансформации спектра протекают в интервале времени порядка года. В случае же V586 Ori, как мы уже отметили выше, длительность нахождения переменной в минимуме блеска порядка нескольких дней, и процесс трансформации спектра должен протекать менее чем за один день.

С другой стороны, в классических Ae/Be звездах часто наблюдаются более быстрые процессы: в интервалах времени порядка нескольких часов могут иметь место значительные падения уровня непрерывного спектра в ультрафиолете на фоне незначительных вариаций в линейчатом спектре [21,22].

4.5. *V586 Ori-двойная звезда.* Согласно исследованиям Корпорона и Лагранжа [23] на расстоянии 1 сек дуги от исследуемой звезды находится звезда типа Т Тау.

Какие коррективы может внести наличие вторичного холодного компаньона в результаты обсуждений, которые представлены в предыдущих частях настоящей работы?

В первую очередь оценим вклад холодного компаньона в суммарной яркости системы V586 Ori (A2V) + звезда типа Т Тау. Согласно Коэна и Кухи [24], значения болометрической светимости звезд типа Т Тау в комплексе Тауги - Auriga сосредоточены в интервале от 3.5 до 4.7, а T_{eff} в среднем равна 4000 К. Считая, что болометрическая поправка и значение показателя цвета $V-R$ для звезд с вышеуказанной температурой порядка нуля и 1^m соответственно, определяем, что абсолютная звездная величина звезд типа Т Тау в полосе R , т.е. приблизительно на длине волны 6700 Å будет порядка $3^m.1 \pm 0^m.6$.

Так как абсолютная звездная величина V586 Ori как звезды класса A2V в полосе R порядка $1^m.3$, то разность блеска между Т Тау-компаньоном и V586 Ori (A2V) в полосе R будет порядка $1^m.8 \pm 0^m.6$.

Другую оценку указанной разности можно получить из следующего соотношения:

$$W^{\Sigma} = (F^{T.T}/E^{\Sigma})W^{T.T}, \quad (11)$$

где $W^{T.T}$ - эквивалентная ширина линии поглощения $\text{LiI } 6707.8\text{\AA}$ собственно звезды типа Т Тау, W^{Σ} - ее наблюдаемое значение в суммарном блеске, а величина в скобках есть доля излучения холодного компаньона на длине волны 6700\AA .

По данным [23] наблюдаемое значение абсорбционной линии $\text{LiI } 6707.8\text{\AA}$ порядка $50\mu\text{\AA}$. Для оценки $W^{T.T}$ воспользуемся регистрограммой спектра звезды Т Cha (G8) типа Т Тау, представленной на рис.21 [23], из которой оцениваем, что $W^{T.T}$ порядка 1\AA . Используя вышеуказанные оценки, из соотношения (11) определяем, что разность блеска между холодным компаньоном и V586 Ori (A2V) будет порядка 3^m , что неплохо согласуется с предыдущей оценкой аналогичной величины.

По данным $UBVR$ наблюдений [25] определяем, что распределение энергии звезд типа Т Тау в среднем можно охарактеризовать следующими параметрами: $U-R \sim 2.8$, $B-R \sim 2.3$ и $V-R \sim 1$. В некоторых случаях наблюдаем избыточное излучение в ультрафиолете: $U-R \sim 1.5$.

Принимая во внимание, что показатели цвета V586 Ori как звезды класса A2V равны нулю, разности блеска между Т Тау-компаньоном и V586 Ori в полосе U и около линии $\text{H}\beta$ будут порядка 5^m и 4^m , соответственно.

Из полученных оценок следует, что вклад Т Тау-компаньона в суммарном блеске пренебрежимо мал, и, следовательно, основные оценки и результаты обсуждений, представленные в двух предыдущих частях настоящей работы, не изменятся.

Допустим, что вклад излучения холодного компаньона не так мал, так как болометрическая светимость звезд типа Т Тау по данным [24] может достигать 0.5.

Выше были представлены параметры среднего распределения энергии, из которых следует, что величина бальмеровского скачка звезд типа Т Тау $D^{T.T} \leq 0$. С учетом того обстоятельства, что в звездах типа Т Тау водородные линии наблюдаются в эмиссии, можно заключить, что распределение энергии холодного компаньона будет играть такую же роль, что и излучение газовой (водородной) оболочки. Другими словами, по мере падения блеска собственно V586 Ori, уменьшение индексов β и C будет происходить эффективнее. Следовательно, вероятность необходимости процесса типа $(\text{Ae} + \text{shell}) \rightarrow (\text{shell}) \rightarrow \text{Ae}$ для объяснения неоднозначного изменения индекса C еще более возрастет.

5. Заключение. Приведем основные выводы. По мере падения блеска V586 Ori значение бальмеровского скачка сначала растет, а затем начинает уменьшаться, в то время как эквивалентная ширина $W^{\Sigma}(\text{H}\beta)$ все время уменьшается. Аналогичные изменения индексов β и C впервые были обнаружены нами у UX Ori, RR Tau и V351 Ori [12].

Показано, что V586 Ori обладает аномально большими значениями бальмеровского скачка и эквивалентной ширины линии H β . Исходя из этого факта, предполагается, что V586 Ori является shell-звездой.

Высказано предположение, что во время падения блеска звезды происходит процесс трансформации типа (Ae + shell) \rightarrow (shell) \rightarrow Ae, наблюдаемый в классических Ae/Be звездах.

Получено решение задачи оценивания основных параметров линейной зависимости между тремя и более величинами.

Приложение

Допустим, что две математические (или физические) величины связаны линейным соотношением:

$$y = \alpha x. \quad (\text{П1})$$

Пусть далее, наблюдаемые величины являются случайными величинами η и ξ , которые связаны с y и x следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \eta_i &= y_i + \varepsilon_i \\ \xi_i &= x_i + \delta_i \\ i &= 1, 2, \dots, n \end{aligned} \right\}, \quad (\text{П2})$$

где ε_i и δ_i являются ошибками измерений.

Располагая лишь наблюдаемыми величинами η_i и ξ_i , мы должны оценить параметры α , δ и ε . Предполагается, что ошибки измерений имеют средние значения, равные нулю, и они некоррелированы между собой и друг с другом, т.е.

$$\left. \begin{aligned} M(\delta_i) &= M(\varepsilon_i) = 0 \\ \text{Cov}(\delta_i, \delta_j) &= \text{Cov}(\varepsilon_i, \varepsilon_j) = 0 \\ \text{Cov}(\delta_i, \varepsilon_j) &= 0 \\ i &\neq j \end{aligned} \right\}. \quad (\text{П3})$$

В таком случае, согласно [26], будут справедливыми следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} S_{\xi}^2 &= S_x^2 + \sigma_{\delta}^2 \\ S_{\eta}^2 &= \alpha^2 S_x^2 + \sigma_{\varepsilon}^2 \\ S_{\xi\eta} &= \alpha S_x^2 \end{aligned} \right\}, \quad (\text{П4})$$

где S_{ξ}^2 и S_{η}^2 - выборочные дисперсии, $S_{\xi\eta}$ - выборочная ковариация и S_x^2 - дисперсия ненаблюдаемой величины x_i .

Согласно [26], решения системы (4) относительно α , σ_{δ}^2 , σ_{ε}^2 и S_x^2 будут максимально правдоподобными (МП) оценками указанных параметров. Система (4) содержит 4 неизвестных и поэтому не может быть решена.

Введем третью величину z , так чтобы:

$$\left. \begin{aligned} x_i &= \beta z_i \\ \zeta_i &= z_i + \gamma_i \end{aligned} \right\} \quad (\text{П5})$$

где ζ_i - наблюдаемая величина с ошибкой γ_i .

Предполагая, что ошибки γ_i некоррелированы между собой и с ошибками ε_i и δ_i , будем иметь следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} S_{\zeta}^2 &= S_z^2 + \sigma_{\gamma}^2 \\ S_{\xi}^2 &= \beta^2 S_z^2 + \sigma_{\delta}^2 \\ S_{\zeta\xi} &= \beta S_z^2 \end{aligned} \right\} \quad (\text{П6})$$

В таком случае из (4) и (6) находим, что МП оценки параметров α и β имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= S_{\eta\zeta} / S_{\xi\xi} \\ \beta &= S_{\eta\xi} / S_{\eta\zeta} \end{aligned} \right\} \quad (\text{П7})$$

Из (4) и (6) также можно получить оценки параметров σ_{δ}^2 , σ_{ε}^2 и σ_{γ}^2 .

Абастуманская астрофизическая обсерватория,
Грузия, e-mail: abao@www2kheta.ge

HERBIG Ae/Be STAR V586 Ori

I.N.CHKHIKVADZE

Results of investigation of V586 Ori based on photoelectric observations in the Strömberg system are presented. It is shown that as star fades the index β decreases, but the C index first increases and then decreases. A similar variation of the indices β and C was earlier found by us in UX Ori, RR Tau and V351 Ori. It is shown that V586 Ori is a shell-star.

Key words: stars:photometry - stars:individual:V586 Ori

ЛИТЕРАТУРА

1. Общий Каталог Переменных Звезд; гл. ред. П.Н.Холопов, Наука, М., 1987.
2. *S.Röbiger*, Mitt. Veränderliche Sterne, 10, 23, 1983.
3. *A.F.Pugach, G.U.Kavalchuk*, Astron. Nachr., 307, 13, 1986.
4. *Г.В.Зайцева*, Перемен. Звезды, 19, 63, 1973.
5. *Г.В.Зайцева*, Астрофизика, 25, 471, 1986.
6. *M.A.Smith*, Astrophys. J., 175, 765, 1972.
7. *C.Gessner, W.Wenzel*, Mitt. Veränderliche Sterne, 435, 1, 1960.
8. *U.Finkenzeller*, Astron. Astrophys., 151, 340, 1985.
9. *В.С.Шевченко*, Ae/Be звезды Хербига, ФАН, Ташкент, 1989.
10. *А.Ф.Пугач, Г.У.Ковальчук*, Перемен. Звезды, 22, 9, 1983.
11. *W.Herbst, V.S.Shevchenko*, Astron. J., 118, 1043, 1999.
12. *Я.Н.Чхиквадзе*, Бюлл. Абастуман. астрофиз. обс., 68, 43, 1989.
13. *W.Wenzel*, Non-Periodic Phenomena in Variable Stars, IAU Coll. 4, Ed. L.Detre, Budapest: Acad. press., p.61, 1969.
14. *В.П.Гринин*, Письма в Астрон. ж., 14, 65, 1988.
15. *A.Fuente, I.Martin-Pintado, R.Bachiller et al.*, Astron. Astrophys., 334, 253, 1998.
16. *Я.Н.Чхиквадзе*, Астрофизика, 45, 183, 2002.
17. *H.R.E. Tjin A Dje, H.Pemijn, P.S.Thé*, Astron. Astrophys., 134, 273, 1984.
18. *M.E. van den Ancker, P.S.Thé, D. de Winter*, Astron. Astrophys., 309, 809, 1996.
19. *Е.А.Коломилов*, Астрофизика, 13, 33, 1977.
20. *W.Herbst, J.A.Holtzman, R.Clasky*, Astron. J., 88, 1648, 1983.
21. Be Stars with and without emission lines., Monograph Series on Nonthermal Phenomena in Stellar Atmospheres, eds. A.Anderhill, V.Doazan, NASA, 1982.
22. *J.R.Percy*, Inf. Bull. Var. Stars, 1530, 1979.
23. *P.Corporon, A.M.Lagrange*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 136, 429, 1999.
24. *M.Cohen, L.M.Kuhi*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 41, 473, 1979.
25. *В.И.Кардополов, Г.К.Филиппов*, Перемен. Звезды, 22, 103, 1985.
26. *М.Кендалл, А.Стюарт*, Статистические выводы и связи, Наука, М., 1973.

УДК: 524.3

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБЪЕКТОВ ХЕРБИГА-АРО НН84 И НН85

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

Поступила 20 августа 2003

Принята к печати 12 ноября 2003

В работе приводятся спектральные исследования двух объектов Хербига-Аро - НН84 и НН85. Для густков НН84 А, В, С, Е и НН85 А, В1, В2 представлены изолинии эмиссий [SII], лучевые скорости, относительные интенсивности линий и электронные плотности. Выполнено сравнение с результатами, полученными ранее. В пределах объекта НН84 обнаружены заметные изменения лучевых скоростей и ширин линий. Сделан вывод, что НН84 действительно может представлять собой ударную волну на завершении коллимированного истечения, однако остается неизвестным, связан ли этот поток с НН83. НН85, судя по всему, действительно составляет часть гигантского потока НН34.

1. *Введение.* Несмотря на то, что объекты Хербига-Аро (НН) известны почти 50 лет, и многие их свойства, вначале казавшиеся загадочными, сейчас получили объяснение, их поиски и исследования до сих пор приносят неожиданности. Одним из наиболее значительных результатов последнего времени явилось обнаружение того, что многие объекты Хербига-Аро объединены в гигантские потоки с общим источником. На сегодняшний день найдено более 20 подобных потоков [1].

Объекты Хербига-Аро НН84 и НН85, рассматриваемые в настоящей статье, могут входить в подобные гигантские потоки. Они расположены в темном молекулярном облаке L1641 южной части Ориона А, находящемся на расстоянии около 470 пк. Этот регион является одной из активнейших областей звездообразования, содержащей более 100 молодых звездных объектов (YSO) в радиусе 4° . Среди них имеются как погруженные в облако ИК-источники, так и видимые в оптике. Наблюдается также большое количество потоков и НН-объектов [2]. Именно здесь был обнаружен первый крупномасштабный НН поток, исходящий из НН34 IRS [3] и состоящий из не менее 10 НН-объектов, которые ранее считались отдельными образованиями. Его общая протяженность достигает 2.8 пк, при том, что светимость центрального источника составляет всего $45 L_\odot$.

Объект НН85 как раз и является одним из возможных звеньев комплекса НН34 IRS, располагаясь в северном его крыле. Отдельные туманные густки, входящие в НН85, были обнаружены достаточно давно [4,5], а окончательно его морфология и природа были установлены в работе

[6]. HH85 находится к юго-востоку от значительно более яркого объекта HH40 и состоит из, по крайней мере, девяти сгустков, напоминающая хорошо коллимированный поток общей протяженностью $104''$. Тем не менее, в [3] было сделано уже упомянутое предположение о принадлежности HH85 потоку HH34 IRS, а в работах [7,8] приведены наблюдательные аргументы в пользу такого заключения.

Объект HH84 расположен восточнее HH85 и был обнаружен и описан одновременно с ним [4,6]. Он состоит из пяти сгустков, которые в свою очередь распадаются на большое число более мелких и погружены в более слабую эмиссию. В целом его структура имеет вид извилистой цепочки протяженностью $101''$. Источник возбуждения HH84 оставался неизвестным, пока в [1] не было высказано предположение, что этот объект также является частью гигантского потока, составляя общую систему с HH83.

В настоящей работе представлены спектральные исследования обоих объектов.

2. Наблюдения. Наблюдения проводились 29 ноября 1995г. на 6-м телескопе БТА САО РАН в первичном фокусе. Спектры были получены на длиннощелевом спектрографе UAGS в красном спектральном диапазоне, с эффективным разрешением около 4 \AA , при помощи ПЗС-детектора размером 530×580 пикселей. Суммарные экспозиции составляли 15 мин. Для HH84 были получены спектры сгустков А, В, С, Е (обозначения согласно [6]), при позиционном угле щели -25° . Для наведения на сгусток А объекта HH84 щель была смещена на 10° к востоку. Для получения спектра сгустка D длина щели оказалась недостаточной. Для объекта HH85 удалось зарегистрировать спектры сгустков А, В1, В2. Позиционный угол щели составлял -30° .

Первичная обработка данных (суммирование экспозиций, удаление следов космических частиц и т.п.) производилась при помощи специально предназначенного пакета, разработанного в САО. Для построения дисперсионных кривых, линеаризации, приведения к относительным интенсивностям и других редукиций, стандартных для обработки длиннощелевых спектров, применялась система MIDAS, разработанная в Европейской Южной Обсерватории. Для калибровки спектральной чувствительности использовалась стандартная звезда BD+28°4211.

3. Результаты и обсуждение. Как и следовало ожидать, и HH84, и HH85 обладают типичными спектрами объектов Хербига-Аро, с соотношением интенсивностей эмиссионных линий, характерных для ударного возбуждения. Континуумы сгустков очень слабые. Рассмотрим оба объекта по отдельности.

HH84. На рис.1 представлены изолинии эмиссий [SII] $\lambda\lambda$ 6716 и 6732 в обоих спектрах объекта HH84 после вычитания фоновых линий. Сгустки С и Е выглядят особенно компактными; сгусток В имеет наибольшую протяженность при отсутствии четко выраженных границ, что заметно и по прямым изображениям [6], однако сильных изменений физических параметров в нем не наблюдается.

Уже по изолиниям хорошо видно, что все сгустки имеют положительную лучевую скорость - факт для HH-объектов нетипичный и уже отмеченный в предыдущих работах [6]. Гелиоцентрические лучевые скорости, полученные усреднением по измерениям отдельных линий, приведены в табл.1, где для сравнения указаны также значения, полученные в [6]. (В скобках указано, к какой части сгустка - северной (N), центральной (C) или южной (S) относятся данные). Как видно, в целом согласие этих результатов с ранее полученными данными очень хорошее. Следует отметить

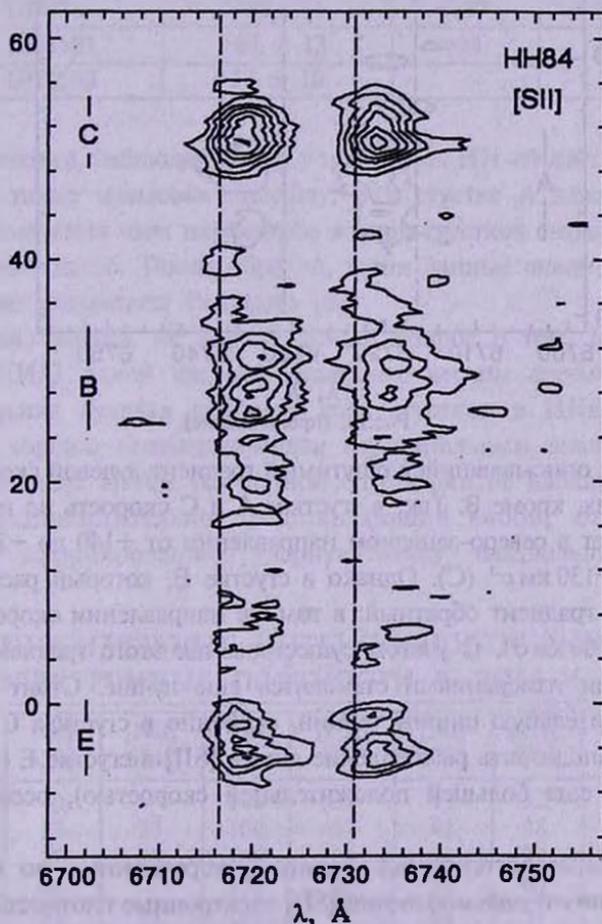


Рис.1а. Изолинии эмиссий [SII], построенные по длиннощелевым спектрам HH84 (а - сгустки В, С и Е, б - сгусток А). Северо-запад вверх.

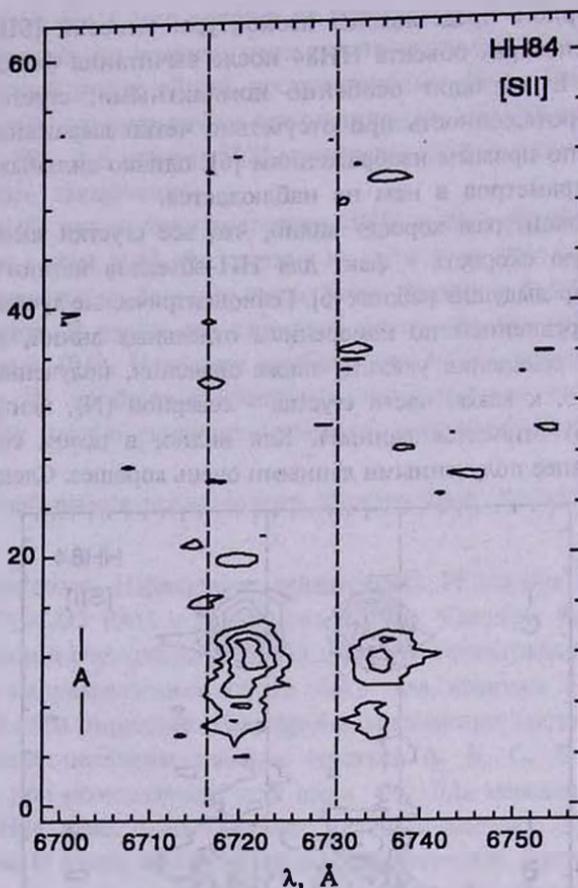


Рис.1b. (продолжение).

также ранее не описывавшийся ощутимый градиент лучевой скорости почти во всех ступках, кроме В. Так, в ступках А и С скорость по направлению щели возрастает в северо-западном направлении от $+140$ до $+210$ км с $^{-1}$ (А) и от $+90$ до $+130$ км с $^{-1}$ (С). Однако в ступке Е, который расположен по соседству с А, градиент обратный: в том же направлении скорость спадает от $+130$ до $+100$ км с $^{-1}$. С учетом существования этого градиента согласие с предыдущими измерениями становится еще лучше. Стоит отметить и довольно значительную ширину линий, особенно в ступках С и Е. Более того, можно заподозрить расщепление линий [SII] в ступке Е (присутствие компонента с еще большей положительной скоростью), особенно в его южной части.

Относительные интенсивности линий, усредненные по ступкам, и рассчитанные по отношению линий [SII] электронные плотности приведены в табл.2. Видно, что уровень возбуждения во всех ступках, судя по отношению $N\alpha/[SII]$ и $N\alpha/[NII]$, невысок, но не достигает экстремально

Таблица 1

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ ОБЪЕКТОВ НН84 И НН85

| Объект | V_{\odot} (наши данные) | V_{\odot} по [6] | V_{\odot} по [7] |
|-----------|------------------------------|-----------------------|-----------------------|
| НН84А (N) | +213 ± 36 | +195 | |
| НН84А (S) | +141 ± 42 | | |
| НН84В | +190 ± 47 | +172 | |
| НН84С (N) | +105 ± 30 | +103 | |
| НН84С (C) | +131 ± 26 | | |
| НН84С (S) | +91 ± 19 | | |
| НН84Е (N) | +97 ± 21 | +104 | |
| НН84Е (C) | +127 ± 8 | | |
| НН84Е (S) | +103 ± 19 | | |
| НН85А | +92 ± 14 | +137 | |
| НН85В1 | +68 ± 13 | +34 | +98 |
| НН85В2 | +38 ± 10 | | |

низких значений, наблюдающихся у некоторых НН-объектов. Электронная плотность также невысока повсюду, а в сгустке А даже не поддается оценке. Изменения этих параметров внутри сгустков выражены несильно, хотя и имеют место. Таким образом, наши данные вполне подтверждают предыдущие результаты Рейпурга [6].

Остается, однако, не вполне ясным вопрос о том, принадлежат ли НН84 и НН83 одной системе. Наиболее веским аргументом является положительная лучевая скорость всех сгустков в НН84, по порядку величины хорошо соответствующая отрицательным значениям лучевой скорости в джете НН83. Но полной симметрии не наблюдается, так как НН84 (предположительно представляющий собой, согласно [1], не полностью сформированную ударную волну, завершающую контрджет

Таблица 2

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИЙ И
ЭЛЕКТРОННЫЕ ПЛОТНОСТИ В НН84 И НН85

| Сгусток | [OI] 6300 | [NII] 6548 | H α | [NII] 6583 | [SII] 6716 | [SII] 6732 | n_e (по линиям [SII]) |
|---------|--------------|---------------|------------|---------------|---------------|---------------|----------------------------|
| НН84 А | 40 | - | 100 | 30 | 49 | 32 | - |
| НН84 В | 53 | 33 | 100 | 39 | 42 | 38 | 380 |
| НН84 С | 27 | 18 | 100 | 29 | 40 | 39 | 550 |
| НН84 Е | 45 | - | 100 | 44 | 74 | 66 | 360 |
| НН85 А | 23 | 13 | 100 | 28 | 24 | 21 | 320 |
| НН85 В1 | 26 | - | 100 | 27 | 26 | 23 | 340 |
| НН85 В2 | 38 | - | 100 | 47 | 50 | 40 | 180 |

источника HH83) расположен намного дальше, чем эмиссионная дуга на конце потока HH83 (см. [6]) и имеет в абсолютном значении намного большую лучевую скорость, а также резко отличается от этой дуги по спектру. Впрочем, подобные различия могут быть связаны с вариациями плотности межзвездной среды в этом районе. Интересно также, что в сгустке HH84E наиболее заметно выражено уширение эмиссий вплоть до вероятного расщепления, и именно этот сгусток расположен ближе всего к головной части предполагаемой ударной волны. Правда, с другой стороны, именно у этого сгустка, судя по отношению $H\alpha/[SII]$, наименьшее возбуждение, особенно в южной его части. К сожалению, каких-либо более четких закономерностей в распределении физических параметров по HH84 не прослеживается. Однако само отсутствие таких закономерностей и наличие направленных в разные стороны градиентов скорости внутри сгустков нехарактерно для джетов и является косвенным указанием на то,

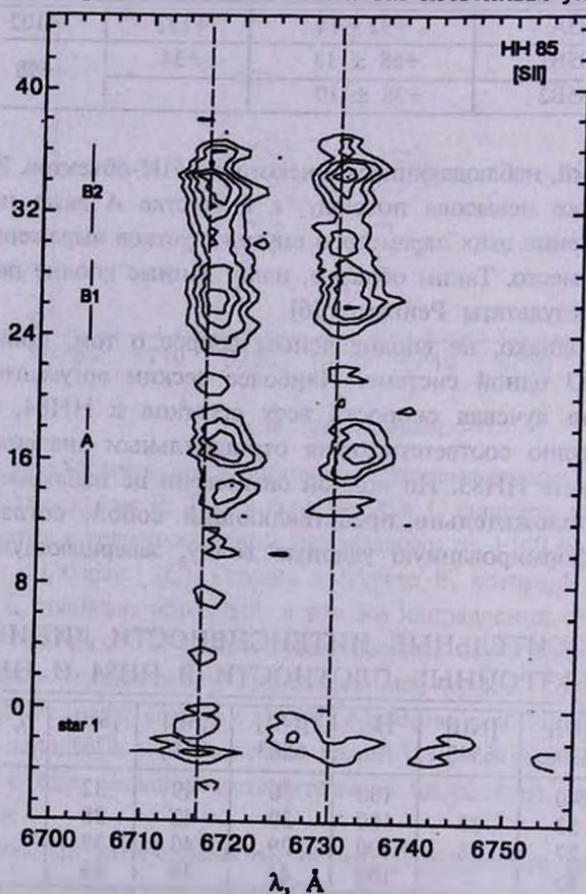


Рис.2. Изолинии эмиссий [SII] в сгустках А, В1 и В2 HH85, построенные по длинноволновому спектру. Северо-запад вверх. В нижней части заметен континуум звезды 1 (см. [6], рис.8).

что НН84 действительно представляет собой дугообразную ударную волну.

НН85. На рис.2, аналогично рис.1, показаны изоконтуры эмиссий [SII] $\lambda\lambda$ 6716 и 6732 в сгустках А, В1 и В2 объекта НН85. Как видно из табл.1, лучевая скорость всех трех сгустков положительна; при этом каких-либо выраженных градиентов скорости или расщепления линий внутри сгустков практически не наблюдается. Ширина линий ощутимая, но меньше, чем в объекте НН84. В табл.2 приводятся относительные интенсивности линий и электронные плотности этих сгустков. Согласно с ранее опубликованными данными в целом удовлетворительное, если учесть, что [6] и [7] несколько расходятся в определении скорости сгустка В. Как видно из наших данных, это может объясняться существующим, вероятно, реальным различием в лучевых скоростях между сгустками В1 и В2, равно как и сгустками А и В в целом. По уровню возбуждения и электронной плотности НН85 ничем не выделяется (можно отметить меньшее возбуждение сгустка В2 по сравнению с остальными), и сильные изменения этих параметров практически отсутствуют.

Исходя из этого, можно заключить, что сгустки НН85 достаточно однородны по физическим характеристикам. Это, равно как и отсутствие заметных градиентов скорости внутри них, согласуется с предположением, что они представляют собой отдельные уплотнения внутри протяженного потока. Таким образом, следует сделать вывод, что наши наблюдения НН85 вполне подтверждают ранее полученные данные и, тем самым, вполне соответствуют идее о принадлежности этого объекта к гигантскому потоку НН34.

4. *Заключение.* Все вышеизложенное показывает, что полученные нами результаты спектроскопии объектов Хербига-Аро НН84 и НН85 не противоречат другим имеющимся данным, а в какой-то мере и дополняют их. В принадлежности НН85 гигантскому потоку НН34 в свете всех современных аргументов трудно сомневаться. В то же время сохраняется вопрос в отношении того, составляют ли НН84 и НН83 единую систему, и даже если это так, некоторые интересные моменты относительно ее структуры требуют прояснения. Мы планируем продолжить ее изучение с применением современных методов трехмерной спектроскопии.

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

THE SPECTRAL INVESTIGATION OF TWO HERBIG-HARO OBJECTS - HH84 AND HH85

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

The spectral investigations of two Herbig-Haro objects - HH84 and HH85 are presented. For HH84 A, B, C, E knots and for HH85 A, B1, B2 knots the isocontours of [SII] emission lines, radial velocities, relative intensities of lines and electron densities are given. The comparison with results of other authors is performed. Significant variations of the radial velocities and line widths are found in the knots of HH84. This object indeed can represent the bow shock, which terminates a collimated outflow, but it is still unknown if this outflow is connected with HH83. HH85 definitely is a part of the HH34 giant outflow.

Key words: *Herbig-Haro objects:individual:HH84 and HH85*

ЛИТЕРАТУРА

1. *B.Reipurth, J.Bally, D.Devine, Astron. J., 114, 2708, 1997.*
2. *B.Reipurth, A general catalogue of Herbig-Haro objects, 2. edition, <http://casa.colorado.edu/hhcat>, 1999.*
3. *J.Bally, D.Devine, Astrophys. J., 428, L65, 1994.*
4. *B.Reipurth, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 61, 319, 1985.*
5. *K.M.Strom, S.E.Strom, S.C.Wolff et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 62, 39, 1986.*
6. *B.Reipurth, Astron. Astrophys., 220, 249, 1989.*
7. *D.Devine, J.Bally, B.Reipurth, S.Heathcote, Astron. J., 114, 2095, 1997.*
8. *J.Eisloffel, R.Mundt, Astron. J., 114, 280, 1997.*

УДК: 524.333

АБСОЛЮТНАЯ КАЛИБРОВКА PL-СООТНОШЕНИЙ КЛАССИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД НА ОСНОВЕ ПАРАЛЛАКСОВ HIPPARCOS И РАССТОЯНИЯ МАГЕЛЛАНОВЫХ ОБЛАКОВ

Г.В.АБРАМЯН

Поступила 21 мая 2003

Принята к печати 12 ноября 2003

На основе HIPPARCOS параллакс классических цефеид произведена калибровка нуль-пунктов соотношений период-светимость для этих звезд. С помощью полученных калибровок определены модули расстояний БМО и ММО - $DM_{LMC} = 18^m.569 \pm 0^m.117$ и $DM_{SMC} = 19^m.070 \pm 0^m.119$, соответственно. Выявлено, что калибровки PL-соотношений, выполненные на основе расстояний 25 FU КЦ Галактики Джерена и др., приводят к шкале расстояний короче примерно на $0^m.20$ по сравнению с калибровками, полученными на основе HIPPARCOS параллакс.

1. *Введение.* Калибровка соотношений период-светимость (PL) на основе результатов измерений тригонометрических параллакс классических цефеид (КЦ) эксперимента HIPPARCOS [1] интересна тем, что данный эксперимент является единственным, с помощью которого расстояния довольно большого количества КЦ измерены геометрическим способом. Но из-за сравнительно больших расстояний КЦ эти параллакс измерены с большими ошибками. По этой причине, почти половина полученных параллакс имеют отрицательные значения. Для получения надежных результатов придется применить специальную, так называемую, методику "редуцированных параллакс", предложенную Тароном и Креси [2]. Эта методика позволяет свести к минимуму влияние смещения Луца и Келькера [3] на окончательные результаты. Данную методику для КЦ эксперимента HIPPARCOS впервые успешно применили Фист и Катчпол [4]. В дальнейшем ряд авторов [5-10] также исследовали вопрос калибровки расстояний КЦ с применением HIPPARCOS параллакс, результаты которых показывают определенный разброс, хотя и были получены на основе одних и тех же наблюдательных данных. Последняя детальная работа в этом направлении выполнена Гроневегеном и Оудмежером [11]. Предложенная ими формула расчетов весов положена в основу наших дальнейших анализов нуль-пунктов PL-соотношений.

В работе [12] нами получен ряд новых результатов, относящихся к межзвездному поглощению света КЦ. Кроме того, основываясь на этих

результатах, в работе [13] нами были получены PL-соотношения для наиболее популярных в настоящее время выборок КЦ. Используя основные результаты этих двух работ, и принимая в основу формулу расчетов весов Гроневергена и Оудмежера [11], в данной работе производится калибровка PL-соотношений для пульсирующих в фундаментальной моде (FU) КЦ и на основе этих калибровок определены модули расстояний БМО и ММО - $18^m.569 \pm 0^m.117$ и $19^m.070 \pm 0^m.119$, соответственно.

2. *Методика калибровки PL-соотношений.* Как известно, соотношение PL выражается формулой $M_\lambda = \alpha_\lambda + \delta_\lambda \log P$, где M_λ - абсолютная звездная величина КЦ для полосы λ , а P - фундаментальный период пульсаций КЦ в днях. Тогда, согласно [4], связь параллакса с фундаментальными периодами пульсаций КЦ можно выразить с помощью следующего соотношения:

$$10^{0.2\alpha_\lambda} = 0.1\pi I 0^{0.2(\langle m_\lambda \rangle - R_\lambda E(\langle m_\lambda \rangle - \langle m_\lambda \rangle) - \delta_\lambda \log P)}, \quad (1)$$

где π - измеренный HIPPARCOS-ом параллакс в миллисекундах дуги, $\langle m_\lambda \rangle$ - средняя по интенсивности видимая звездная величина в полосе λ , R_λ - отношение общего поглощения к селективному, а $E(\langle m_\lambda \rangle - \langle m_\lambda \rangle)$ - избыток цвета. Данная формула позволяет свободное использование отрицательных параллакса. Окончательный результат в этом случае получается весовым усреднением полученных значений левой части формулы (1). При этом, следуя авторам работы [11], принимаем, что вес величин $10^{0.2\alpha_\lambda}$ определяется как $1/\sigma^2$, где σ - ошибка значения правой части формулы (2) и выглядит следующим образом:

$$\sigma^2 = (\sigma_\pi K)^2 + (0.2 \ln(10) \pi \sigma_M K)^2, \quad (2)$$

где $K = 0.1 \cdot 10^{0.2(\langle m_\lambda \rangle - R_\lambda E(\langle m_\lambda \rangle - \langle m_\lambda \rangle) - \delta_\lambda \log P)}$. В формуле (2) σ_π - среднеквадратичная ошибка измерения параллакса КЦ в эксперименте HIPPARCOS в миллисекундах дуги, а σ_M - среднеквадратичная дисперсия соответствующего PL-соотношения в звездных величинах. Согласно [13], в дальнейшем для соотношений $M_V - \log P$ принимается $\sigma_M = 0.1$. В [11] авторы для зависимостей $M_I - \log P$ принимали $\sigma_M = 0.15$, что нам кажется необоснованным, так как обычно дисперсия PL-соотношений для полосы I значительно ниже, чем для V . Исходя из сказанного и согласно [13], далее для полосы I также будем принимать $\sigma_M = 0.1$.

В случае применения W -функций выражение (1) принимает следующий вид:

$$10^{-0.2A_{m_\lambda}} = 0.1\pi I 0^{0.2(\langle m_\lambda \rangle + (R_{\lambda_1}/(R_{\lambda_1} - R_{\lambda_2}))(\langle m_{\lambda_1} \rangle - \langle m_{\lambda_2} \rangle) + B_{m_\lambda} \log P)} \quad (3)$$

В этом случае в (2) $K = 0.1 \cdot 10^{0.2(\langle m_\lambda \rangle + R_\lambda (\langle m_{\lambda_1} \rangle - \langle m_{\lambda_2} \rangle) + B_{m_\lambda} \log P)}$,

где $R_\lambda = (R_{\lambda_1}/(R_{\lambda_1} - R_{\lambda_2}))$ и для данной полосы λ вычисляется с помощью

полученного нами в [12] закона межзвездного поглощения для КЦ:

$$R_B : R_V : R_I : R_J : R_H : R_K = 4.190(\pm 0.054) : 3.190(\pm 0.054) : 1.884(\pm 0.055) : 0.851(\pm 0.078) + 0.501(\pm 0.084) : 0.303(\pm 0.087). \quad (4)$$

Вкратце остановимся на процедуре оценки ошибок полученных нуль-пунктов соотношений PL на примере случая применения формулы (1). Как уже было отмечено выше, с помощью формулы (1) для каждой КЦ получается величина $10^{0.2\alpha_\lambda}$. После весового усреднения этих величин, для данной выборки КЦ, с применением того же веса, вычисляется среднеквадратичная ошибка этого среднего. Затем определяется среднеквадратичная ошибка нуль-пункта α_λ как функционально зависящая величина от среднего $10^{0.2\alpha_\lambda}$. Данный метод расчета ошибок справедлив и в случае применения формулы (3).

3. *Результаты калибровок PL-соотношений.* В [12] нами была составлена выборка КЦ Галактики, состоящая из 422 наиболее исследованных объектов. Для определения нуль-пунктов соотношений PL, из числа КЦ этой выборки, нами составлена подвыборка 260 КЦ (для краткости назовем ее HIP260), члены которой имеют измеренные с помощью HIPPARCOS параллаксы. HIP260 перекрывается с ранее составленными аналогичными выборками, а именно: с выборкой 220 КЦ Фиста и Катчпола [4] (общих объектов с HIP260-214), с выборкой 238 КЦ Ланоикса и др. [9] (о.о.-236) и с выборкой 236 КЦ Гронеvegена и Оудмежера [11] (о.о.-236). Составляя свою выборку, последние авторы особое внимание уделяли отбору объектов, тщательно отсекая объекты с точки зрения их пекулярности по тем или иным параметрам, и оставляя в ней всего 236 КЦ из первоначально отобранных 280 объектов. Учитывая данное обстоятельство, при составлении HIP260 мы полностью включили в нее выборку 236 КЦ Гронеvegена и Оудмежера [11], добавляя к ней еще 24 КЦ с уверенно установленными типами DCEP или DCEPS, согласно [14].

Основные характеристики HIP260 следующие: 260 КЦ имеют усредненные по интенсивности величины в полосах *B* и *V*, 231 - в *I*, 102 - в *J*, 97 - в *H*, 100 - в *K*. Фотометрические данные для всех полос *BVIJHK* одновременно имеют только 94 КЦ, а *VI* фотометрию - 231 КЦ.

В работе [13] для четырех выборок FU КЦ Галактики и обеих MO нами были получены в общей сложности 36 решений обычных PL-соотношений и 12 решений для PL-соотношений с применением *W*-функций. Из них окончательными принимались 25 решений, для которых и были рассчитаны нуль-пункты с использованием соответствующего соотношения (1) или (3). В основе всех этих расчетов лежит полученный нами в [12], и выражающийся формулой (4) закон межзвездного поглощения. В расчетах с помощью формулы (1) в качестве $E(B-V)$ принимались: а) $E(B-V)$ из работы Ферни и др. [13], б) $E(B-V)$,

согласно полученной нами в [12] формулы:

$$E(\langle V \rangle - \langle V \rangle) = -0.382(\pm 0.020) - 0.168(\pm 0.017) \log P + 0.766(\langle V \rangle - \langle I \rangle), \quad (5)$$

Таблица 1

НУЛЬ-ПУНКТЫ PL-СООТНОШЕНИЙ $M_\lambda = \alpha_\lambda + \delta_\lambda \log P$ ДЛЯ
FU КЦ ГАЛАКТИКИ, БМО И ММО

| № реше- ния | M_λ | α_λ [13] | δ_λ [13] | α_λ сл. а) HIP260 | N | α_λ сл. б) HIP260 | N | α_λ сл. с) HIP260 | N | α_λ по схеме [11] | N |
|-----------------|-------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------------------|-----|--------------------------------------|-----|--------------------------------------|---------|--------------------------------------|-----|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 |
| FU КЦ Галактики | | | | | | | | | | | |
| 1.1 | <i>B</i> | -0.590 0.096 | -2.703 0.081 | -0.979 0.113 | 247 | -0.825 0.115 | 234 | -0.916 0.113 | 26 0 | -0.857 0.116 | 236 |
| 1.2 | <i>V</i> | -1.003 0.108 | -2.996 0.092 | -1.358 0.114 | 247 | -1.224 0.115 | 234 | -1.306 0.113 | 26 0 | -1.267 0.116 | 236 |
| 1.3 | <i>I</i> | -1.502 0.117 | -3.216 0.099 | -1.788 0.115 | 229 | -1.724 0.115 | 234 | -1.753 0.115 | 23 4 | -1.768 0.121 | 188 |
| 1.4 | <i>J</i> | -1.799 0.119 | -3.405 0.101 | -2.018 0.181 | 100 | -2.007 0.180 | 102 | -2.013 0.179 | 10 2 | - | - |
| 1.5 | <i>H</i> | -2.062 0.124 | -3.516 0.106 | -2.281 0.191 | 95 | -2.268 0.191 | 97 | -2.268 0.190 | 97 | - | - |
| 1.6 | <i>K</i> | -2.100 0.126 | -3.555 0.107 | -2.224 0.186 | 98 | -2.334 0.189 | 100 | -2.327 0.188 | 10 0 | -2.427 0.228 | 62 |
| FU КЦ ММО | | | | | | | | | | | |
| 2.4 | <i>B</i> | 17.892 0.024 | -2.410 0.031 | -1.194 0.119 | 247 | -1.052 0.121 | 234 | -1.153 0.120 | 26 0 | -1.088 0.123 | 236 |
| 2.5 | <i>V</i> | 17.626 0.019 | -2.731 0.025 | -1.536 0.119 | 247 | -1.437 0.121 | 234 | -1.518 0.120 | 26 0 | -1.475 0.123 | 236 |
| 2.6 | <i>I</i> | 17.137 0.019 | -2.947 0.025 | -1.995 0.121 | 229 | -1.936 0.121 | 234 | -1.968 0.121 | 23 4 | -1.979 0.121 | 188 |
| FU КЦ БМО | | | | | | | | | | | |
| 3.4 | <i>B</i> | 17.441 0.022 | -2.384 0.032 | -1.217 0.119 | 247 | -1.073 0.121 | 234 | -1.172 0.120 | 26 0 | -1.109 0.123 | 236 |
| 3.5 | <i>V</i> | 17.133 0.010 | -2.754 0.015 | -1.523 0.119 | 247 | -1.416 0.121 | 234 | -1.501 0.119 | 26 0 | -1.458 0.123 | 236 |
| 3.6 | <i>I</i> | 16.645 0.010 | -2.971 0.015 | -1.973 0.122 | 229 | -1.915 0.121 | 234 | -1.947 0.121 | 23 4 | -1.957 0.121 | 188 |
| 4.4 | <i>J</i> | 16.352 0.053 | -3.161 0.041 | -2.217 0.179 | 102 | -2.205 0.180 | 100 | -2.217 0.179 | 10 2 | - | - |
| 4.5 | <i>H</i> | 16.086 0.051 | -3.270 0.040 | -2.497 0.188 | 97 | -2.471 0.190 | 95 | -2.479 0.188 | 97 | - | - |
| 4.6 | <i>K</i> | 16.032 0.050 | -3.282 0.039 | -2.536 0.186 | 100 | -2.544 0.188 | 98 | -2.544 0.187 | 10 0 | -2.636 0.228 | 62 |

и с) $E(B-V)$, вычисленных на основе полученной нами в [12] следующей формулы:

$$((B) - (V))_0 = 0.365(\pm 0.011) + 0.328(\pm 0.012)\log P. \quad (6)$$

Результаты расчетов, полученные с применением формул (1) и (3), приведены в табл.1 и 2, соответственно. Так как JHK величины известны примерно для 100 КЦ из числа членов выборки HIP260, то не исключено возникновение смещения полученных нуль-пунктов PL-соотношений для этих полос. Изучение этого вопроса с помощью данных для V полосы показало, что на самом деле полученные нуль-пункты обычных JHK PL-соотношений смещены на $0^m.10$, а нуль-пункты соответствующих W PL-соотношений - на $0^m.12$. Указанные коррекции нами были учтены в конечных значениях нуль-пунктов PL-соотношений для JHK полос.

С целью контроля точности наших расчетов, а также для сравнения с полученными результатами, нами были повторены расчеты Гроневергена и Оудмежера [11] для наших PL-решений, при этом строго придерживаясь принятой ими схемы расчетов и ограничиваясь только КЦ - членами их выборки. Результаты этих расчетов также приведены в табл.1 и 2. 1-й столбец табл.1 - номер решения в [13]; 2 - полоса, для которой получено данное решение; 3 - полученные нами в [13] нуль-пункты; 4 - наклон PL-соотношений соответствующего решения; 5, 7, 9 - полученные в данной работе на основе выборки HIP260 для вышеупомянутых трех случаев (а, б, с) нуль-пункты вместе с их среднеквадратичными ошибками; 11 - полученные по схеме расчетов из [11] нуль-пункты вместе с среднеквадратичными ошибками; 6, 8, 10, 12 - количество КЦ в каждой группе. В табл.2 приведены: 1 - номер решения в [13]; 2 - комбинации полос, для которых получены PL-соотношения; 3, 4 - нуль-пункт и наклон из [13]; 5 - полученные нами на основе параллаксов HIPPARCOS нуль-пункты; 6, 8 - количество КЦ в данной группе; 7 - полученные согласно схеме расчетов из [11] нуль-пункты.

4. *Обсуждение полученных результатов.* Анализ приведенных в табл.1 и 2 калибровок показывает, что точность нуль-пунктов, полученных на основе HIPPARCOS параллаксов, не превышает $\pm 0^m.11$. Данный вывод подтверждает ранние результаты Фиста и Катчпола [4], а также Гроневергена и Оудмежера [11]. Надо отметить, что в зависимости от применяемой выборки, точность нуль-пунктов существенно не меняется. Хотя и наша выборка HIP260 включает на 40 КЦ больше, чем выборка Фиста и Катчпола, тем не менее, по точности определения нуль-пунктов обе выборки оказались равносильными. Такая же картина наблюдается и при сравнении нашей выборки с выборками из работ [9] и [11].

Точность нуль-пунктов не зависит также и от выбора полосы. Достоверно установлено, что максимальная дисперсия PL-соотношений

НУЛЬ-ПУНКТЫ PL-СООТНОШЕНИЙ $M_W(m_1) = A_{m_1} + B_{m_1} \log P$
 ДЛЯ FU КЦ ГАЛАКТИКИ, БМО И ММО

| № решения | M_W | A_{m_1} [13] | B_{m_1} [13] | A_{m_1} HIP260 | N | A_{m_1} [11] | N |
|-----------------|-------|-------------------|-------------------|---------------------|-----|-------------------|-----|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
| FU КЦ Галактики | | | | | | | |
| 5.1 | VVI | -2.222 0.138 | -3.533 0.117 | -2.441 0.114 | 234 | -2.600 0.113 | 188 |
| 5.2 | VVJ | -2.089 0.124 | -3.554 0.106 | -2.261 0.180 | 102 | - | - |
| 5.3 | VVH | -2.260 0.128 | -3.617 0.108 | -2.444 0.191 | 97 | - | - |
| 5.4 | VVK | -2.215 0.128 | -3.614 0.109 | -2.396 0.237 | 100 | - | - |
| FU КЦ ММО | | | | | | | |
| 6.1 | VVI | 16.433 0.019 | -3.260 0.025 | -2.538 0.115 | 234 | -2.741 0.112 | 188 |
| FU КЦ БМО | | | | | | | |
| 6.2 | VVI | 15.941 0.010 | -3.284 0.015 | -2.636 0.114 | 234 | -2.718 0.114 | 188 |
| 7.1 | VVI | 16.117 0.053 | -3.430 0.045 | -2.522 0.114 | 234 | -2.607 0.113 | 188 |
| 7.2 | VVJ | 16.259 0.129 | -3.419 0.093 | -2.368 0.179 | 102 | - | - |
| 7.3 | VVH | 16.018 0.132 | -3.443 0.095 | -2.576 0.190 | 97 | - | - |
| 7.4 | VVK | 16.102 0.129 | -3.460 0.093 | -2.538 0.188 | 100 | - | - |

наблюдается для полосы B . Несмотря на это, точность нуля-пункта для этой полосы получилась такой же величины, что и для полосы I . Понижение точности наблюдается только для нуля-пунктов полос JHK (примерно $\pm 0^m.15 - \pm 0^m.20$), что обусловлено, с одной стороны, малочисленностью КЦ с известными JHK величинами (примерно 100 объектов) и, с другой - сравнительно низкой точностью измерения JHK величин.

Сравнение полученных точностей нуля-пунктов для рассмотренных выше случаев а), б) и в) показывает, что не наблюдается изменение точности и в зависимости от принятых избытков цвета. К такому заключению можно прийти также и в результате сравнения точностей нуля-пунктов, полученных для обычных PL-соотношений и для PL-соотношений с применением W -функций. В обоих этих случаях также

получаются примерно одинаковые точности.

Основываясь на вышесказанном, можно сделать окончательный вывод, что измеренные HIPPARCOS-ом параллаксы КЦ позволяют получить нуль-пункты с точностью не выше $\pm 0^m.11$. Ограничение точности обусловлено, в основном, ошибками измерений HIPPARCOS параллакса. Отметим, что примерно такую же точность нуль-пунктов нам удалось получить в работе [13] на основе всего 25 FU КЦ из выборки Джерена и др. [15] с применением метода сглаживания избытков цвета с помощью W -функций.

Таким образом, можно заключить, что достигнутая на основе современных наблюдательных данных максимальная точность нуль-пункта PL-соотношений не превышает $\pm 0^m.11$.

Перейдя к рассмотрению численных значений нуль-пунктов PL-соотношений, отметим, что для полос JHK (решения 1.4-1.6 и 4.4-4.6) не наблюдаются значительные изменения этих величин в зависимости от типа принятого закона межзвездного поглощения и от принятых избытков цветов. Данный факт не является неожиданностью, так как влияние межзвездного поглощения на величины КЦ в JHK по сравнению с BVI гораздо ниже.

Как следует из сравнения данных столбцов 5, 7, 9 и 11 табл.1, численные значения нуль-пунктов BVI PL-соотношений значительно меняются в зависимости от принятых для галактических КЦ избытков цвета. Чтобы сделать обоснованный выбор, напомним, что приведенные в столбцах 5, 9 и 11 табл.1 значения нуль-пунктов получены с помощью избытков цвета, вычисленных на основе собственного цвета $(B - V)_0$, который, в свою очередь, коррелирует с металличностью КЦ. Как было показано в нашей работе [12], собственные цвета $(V - I)_0$ не показывают такую корреляцию и поэтому нам кажется обоснованным отдавать предпочтение значениям нуль-пунктов, полученным на основе цвета $(V - I)$ (столбец 7 табл.1). Эти значения нуль-пунктов и принимаются нами как окончательные, и наши дальнейшие анализы основаны на них.

В табл.1 и 2 часть PL-соотношений, относящихся к 25 FU КЦ Галактики, приводится в калиброванном виде (столбец 3). Эти калибровки нами были получены в работе [13] на основе расстояний 25 КЦ из работы Джерена и др. [15]. Сравнение этих калибровок с аналогичными величинами, полученными на основе HIPPARCOS параллакса, показывает, что существует разница нуль-пунктов этих двух калибровок. В случае обычных PL-соотношений разности нуль-пунктов составляют: $\alpha_{[14]} - \alpha_{HIP} = 0^m.235$, $0^m.221$, $0^m.222$, $0^m.208$, $0^m.206$ и $0^m.234$ для $BVIJHK$, соответственно. В случае W_{VI} , W_{VII} , W_{VIII} и W_{VIX} PL-соотношений разности нуль-пунктов составляют: $\alpha_{[14]} - \alpha_{HIP} = 0^m.215$, $0^m.172$, $0^m.184$ и $0^m.201$, соответственно.

Учитывая данный факт, и исходя из того, что HIPPARCOS параллаксы КЦ в настоящее время являются единственными геометрическим способом измеренными величинами, мы отдали предпочтение полученным на основе этих параллаксов калибровкам (в табл.1 и 2 выделены жирным шрифтом) и считаем, что истинными PL-соотношениями являются построенные именно на основе этих нуль-пунктов выражения. К этому вопросу еще вернемся после расчета модулей расстояний MO.

5. *Определение расстояний MO.* Теперь, имея в виду полученные выше калибровки PL-соотношений, рассмотрим вопрос расстояний БМО и ММО. Оценки этих величин нами получены на основе закона межзвездного поглощения (4). Избытки цветов FU КЦ обеих MO вычислены с помощью полученной нами в работе [12] формулы:

$$E((B) - (V)) = -0.374 - 0.166 \log P + 0.766((V) - (I)). \quad (7)$$

Таблица 3

МОДУЛИ РАССТОЯНИЙ БМО И ММО

| | | | | | | | | | | | |
|-----|------|--------|------------|----------|---------|------------|----------|---------|------------|----------|---------|
| Б | О | N | DM_n | σ | Решение | DM_v | σ | Решение | DM_l | σ | Решение |
| | G | 1 | 18.476 | 0.115 | 1.1 | 18.516 | 0.115 | 1.2 | 18.530 | 0.115 | 1.3 |
| | L | 2 | 18.511 | 0.121 | 2.4 | 18.555 | 0.121 | 2.5 | 18.583 | 0.121 | 2.6 |
| | E | 3 | 18.514 | 0.121 | 3.4 | 18.549 | 0.121 | 3.5 | 18.560 | 0.121 | 3.6 |
| | | | DM_{vrl} | σ | Решение | DM_{vrl} | σ | Решение | DM_{vrl} | σ | Решение |
| | 4 | 18.546 | 0.114 | 5.1 | 18.583 | 0.115 | 6.1 | 18.577 | 0.114 | 6.2 | |
| М | Д | | DM_n | σ | Решение | DM_v | σ | Решение | DM_l | σ | Решение |
| | Ж | 5 | 18.519 | 0.116 | 1.1 | 18.562 | 0.117 | 1.2 | 18.607 | 0.117 | 1.3 |
| | E | 6 | 18.508 | 0.123 | 2.4 | 18.550 | 0.122 | 2.5 | 18.560 | 0.122 | 2.6 |
| | P | 7 | 18.499 | 0.123 | 3.4 | 18.555 | 0.122 | 3.5 | 18.566 | 0.122 | 3.6 |
| | | | DM_n | σ | Решение | DM_n | σ | Решение | DM_n | σ | Решение |
| О | Н | 8 | 18.658 | 0.181 | 1.4 | 18.655 | 0.192 | 1.5 | 18.701 | 0.191 | 1.6 |
| | И | 9 | 18.558 | 0.181 | 4.4 | 18.556 | 0.191 | 4.5 | 18.577 | 0.191 | 4.6 |
| | | | DM_{vrl} | σ | Решение | DM_{vrl} | σ | Решение | DM_{vrl} | σ | Решение |
| | Д | 10 | 18.666 | 0.115 | 5.1 | 18.578 | 0.116 | 6.1 | 18.582 | 0.115 | 6.2 |
| | Р. | | DM_{vrl} | σ | Решение | DM_{vrl} | σ | Решение | DM_{vrl} | σ | Решение |
| | [15] | 11 | 18.602 | 0.180 | 7.2 | 18.594 | 0.191 | 7.3 | 18.642 | 0.189 | 7.4 |
| ММО | О | | DM_n | σ | Решение | DM_v | σ | Решение | DM_l | σ | Решение |
| | G | 12 | 18.927 | 0.115 | 1.1 | 19.040 | 0.115 | 1.2 | 19.054 | 0.115 | 1.3 |
| | L | 13 | 18.944 | 0.121 | 2.4 | 19.063 | 0.121 | 2.4 | 19.092 | 0.121 | 2.5 |
| | E | 14 | 18.946 | 0.121 | 3.4 | 19.058 | 0.121 | 3.4 | 19.069 | 0.121 | 3.5 |
| | | | DM_{vrl} | σ | Решение | DM_{vrl} | σ | Решение | DM_{vrl} | σ | Решение |
| | 15 | 19.085 | 0.114 | 5.1 | 19.091 | 0.135 | 6.1 | 19.086 | 0.115 | 6.2 | |

Оценки расстояния БМО получены на основе выборки 83 FU КЦ Джерена и др. [15] и - 673 FU КЦ с $\log P > 0.4$ OGLE [16], а ММО - на основе 464 FU КЦ с $\log P > 0.4$ выборки OGLE. Полученные в результате этих расчетов значения расстояний собраны в табл.3, где под символом σ приведены среднеквадратичные ошибки среднего для данной выборки с учетом среднеквадратичных ошибок нуль-пунктов соответствующих PL-соотношений (табл.1 и 2).

Анализ табл.3 показывает, что точность определения модулей расстояний МО на основе HIPPARCOS параллаксов не превышает $\pm 0^m.11$ даже в случае OGLE выборок, для которых внутренняя точность определения расстояний достигает рекордных - $\pm 0^m.003 - \pm 0^m.007$ значений. Кроме этого, интересно отметить, что обычные PL-соотношения и PL-соотношения на основе *W*-функций обеспечивают почти одинаковую точность определения расстояний МО.

Внимательное рассмотрение табл.3 показывает, что в среднем, с увеличением длины волны (от полосы *B* к *K*) примерно на $0^m.05 - 0^m.10$ увеличивается модуль расстояния БМО. Аналогичное явление наблюдается и для ММО при переходе от *B* к *I*. Данный результат находится в противоречии с более ранним выводом Мадора и Фридмана [8], основанным на рассмотрении примерно полторы дюжины КЦ с HIPPARCOS параллаксами. Согласно результатам работ этих авторов, модуль расстояния БМО почти плавно возрастает от $18^m.60$ до $18^m.85$ при переходе от полосы *K* к *B* (см. рис.4 в [8]). Причиной данного расхождения может служить неточный учет авторами работы [8] межзвездного поглощения для коротковолновой части спектра, так как определенные ими модули расстояния БМО для полос *JHK* почти совпадают с нашими (они короче наших всего на $0^m.02$).

Теперь попробуем с помощью полученных оценок расстояний МО, сделать отбор окончательных PL-соотношений из чисел (отмеченных жирным шрифтом), приведенных в табл.1 и 2. Напомним, что определенные выше, на основе HIPPARCOS параллаксов, нуль-пункты PL-соотношений для *BVI* полос, с точностью примерно в 1.5 раза превосходят соответствующие величины для *JHK*. Исходя из этого, кажется обоснованным отдавать предпочтение полученным на основе *BVI* данным расстояниям МО (табл.3, строки 1-7, 10 для БМО и 12-15 для ММО). Но согласно этим данным, наблюдается систематическая разность (примерно $0^m.05$ для БМО и $0^m.10$ для ММО) между модулями расстояний, определенных на основе *B* величин с одной стороны, и с величинами *V* и *I*, с другой, что, по-видимому, обусловлено значительным воздействием металличности на *B* величины FU КЦ. Исходя из этого, окончательное предпочтение мы отдали оценкам расстояний, полученных на основе результатов *V* и *I* фотометрии FU КЦ.

Усреднением значений только этих оценок, для модуля расстояния БМО получаем: $DM = 18^m.569 \pm 0^m.117$ и для ММО - $DM = 19^m.070 \pm 0^m.119$. При отборе PL-соотношений будем отдавать предпочтение тем из них, на основе которых получаются наиболее близкие к последним числам модули расстояний МО. Отобранные таким способом из табл.1 и 2 PL-соотношения и их дисперсии приведены в табл.4.

Таблица 4

ПОЛУЧЕННЫЕ В ДАННОЙ РАБОТЕ НА ОСНОВЕ HIPPARCOS
ПАРАЛЛАКСОВ PL-СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ FU КЦ

| Полоса | α_λ | σ_α | δ_λ | σ_δ | σ | α_λ | σ_α | δ_λ | σ_δ | σ |
|------------------------|------------------|-----------------|------------------|-----------------|----------|------------------|-----------------|------------------|-----------------|----------|
| | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
| | FU КЦ Галактики | | | | | FU КЦ БМО | | | | |
| <i>B</i> | -0.825 | 0.115 | -2.703 | 0.081 | 0.114 | -1.073 | 0.121 | -2.383 | 0.032 | 0.105 |
| <i>V</i> | -1.224 | 0.115 | -2.996 | 0.092 | 0.129 | -1.416 | 0.121 | -2.754 | 0.015 | 0.080 |
| <i>I</i> | -1.724 | 0.115 | -3.216 | 0.099 | 0.139 | -1.915 | 0.121 | -2.971 | 0.015 | 0.080 |
| <i>J</i> | -2.007 | 0.180 | -3.405 | 0.101 | 0.142 | -2.205 | 0.180 | -3.161 | 0.041 | 0.113 |
| <i>H</i> | -2.268 | 0.191 | -3.516 | 0.106 | 0.148 | -2.471 | 0.190 | -3.270 | 0.040 | 0.110 |
| <i>K</i> | -2.334 | 0.189 | -3.555 | 0.107 | 0.150 | -2.544 | 0.188 | -3.282 | 0.039 | 0.107 |
| <i>W_{VVI}</i> | -2.441 | 0.114 | -3.533 | 0.117 | 0.164 | -2.636 | 0.114 | -3.284 | 0.015 | 0.080 |
| <i>W_{VVI}</i> | -2.261 | 0.180 | -3.554 | 0.106 | 0.148 | -2.368 | 0.179 | -3.419 | 0.093 | 0.120 |
| <i>W_{VVI}</i> | -2.444 | 0.191 | -3.617 | 0.108 | 0.152 | -2.576 | 0.190 | -3.443 | 0.095 | 0.123 |
| <i>W_{VIX}</i> | -2.396 | 0.237 | -3.614 | 0.109 | 0.152 | -2.538 | 0.188 | -3.460 | 0.093 | 0.120 |

Сравнение полученных нами значений модулей расстояний МО с аналогичными результатами других авторов показывает, что наши результаты в пределах точности 1σ согласуются с результатами Гроневегена и Оудмежера [11] (18.60 ± 0.11 (*W*) и 18.55 ± 0.17 (*K*) для БМО и 19.11 ± 0.11 (*W*) для ММО), несмотря на отличие наших с ними исходных данных относительно закона межзвездного поглощения и избытков цвета FU КЦ Галактики.

Полученное нами расстояние БМО практически совпадает с аналогичным результатом Ди Беннетто [10] ($18^m.59 \pm 0.04$), также полученным на основе рассмотрения HIPPARCOS параллакс КЦ.

В пользу полученного нами значения расстояния БМО говорит также и выведенный недавно на основе рассмотрения звезд типа RR Лутае результат Сендиджа и др. [17] (18.56). Принятое нами расстояние БМО очень хорошо согласуется также и с последними результатами Бенедикта и др. [18] (18.5 ± 0.13 или 18.58 ± 0.15), полученными на основе измерения параллакса КЦ δ Сер с помощью космического телескопа Хаббла.

Наша оценка расстояния БМО сильно отличается от полученного Патурелем и др. [19] значения 18.37 ± 0.00 . Данное расхождение легко объясняется, если учесть, что последний результат был получен на

основе W PL-соотношения, построенного на основе калибровок $M_V = -2.77 \log P - 1.44$ и $M_I = -3.05 \log P - 1.81$, которые значительно отличаются от наших аналогичных соотношений (см. табл.4).

Примерно на $0^m.13$ наблюдается расхождение и с полученным Фистом и Катчпол [4] расстоянием БМО ($18^m.70 \pm 0.10$). Как нам кажется, причинами данного расхождения являются как малочисленность используемой ими выборки КЦ БМО, так и чуть завышенное значение (2.81) принятого наклона PL-соотношения для полосы V . Интересно отметить, что если применить полученное в [4] $M_V = -2.81 \log P - 1.436$ PL-соотношение к 673 FU КЦ БМО с $\log P > 0.4$ выборки OGLE [16], то модуль расстояния БМО получается $18^m.57$.

6. **Заключение.** Произведена калибровка PL-соотношений на основе HIPPARCOS параллаксов КЦ с использованием закона межзвездного поглощения (4) и полученных нами в работе [12] новых значений избытков цвета КЦ Галактики. Соответствующие окончательные результаты собраны в табл.4.

Выявлено, что калибровки PL-соотношений, выполненные на основе расстояний 25 FU КЦ Галактики Джерена и др. [15], приводят к короткой, примерно на $0^m.20$, шкале расстояний по сравнению с калибровками выполненными нами на основе HIPPARCOS параллаксов.

На основе полученных калибровок определены модули расстояний БМО и ММО - $DM_{LMC} = 18^m.569 \pm 0^m.117$ и $DM_{SMC} = 19^m.070 \pm 0^m.119$, соответственно.

Автор выражает благодарность К.С.Гигояну за оказанную помощь в ходе выполнения данной работы.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
Армения, e-mail: habrahamyan@web.am

ABSOLUTE CALIBRATION OF THE PL RELATIONS OF CLASSICAL CEPHEIDS ON THE BASIS OF HIPPARCOS PARALLAXES AND THE DISTANCES OF THE MAGELLANIC CLOUDS

H.V.ABRAHAMYAN

On the basis of HIPPARCOS parallaxes of Classical Cepheids, the zero point calibrations of period-luminosity relations of these stars were obtained.

The calibration we obtained is used to determine the distance moduli of LMC and SMC, which are found to be $DM_{LMC} = 18^m.569 \pm 0^m.117$ and $DM_{SMC} = 19^m.070 \pm 0^m.119$, respectively. It is found that calibration of the PL relations developed on the basis of distances of 25 FU Classical Cepheids of our Galaxy, found by Gieren et al., gives a distance scale shorter by $0^m.20$, compared with the results obtained on the basis of HIPPARCOS parallaxes.

Key words: (stars:variables:) Cepheids - Galaxies:LMC and SMC:distances

ЛИТЕРАТУРА

1. M.A.C.Perryman, E.Hog et al., The Hipparcos and Tycho Catalogues, European Space Agency, SP-1200, 1997.
2. L.C.Turon, M.Creze, Astron. Astrophys., 56, 273, 1977.
3. T.E.Lutz, D.H.Kelker, Publ. Astron. Soc. Pacif., 85, 573, 1973.
4. M.W.Feast, R.M.Catchpole, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 286, L1, 1997.
5. A.Sandage, G.A.Tammann, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 293, L23, 1998.
6. M.W.Feast, F.Pont, P.Whitelock, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 298, L43, 1998.
7. M.W.Feast, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 293, L27-L28, 1998.
8. B.F.Madore, W.L.Freedman, Astrophys. J., 492, 110, 1998.
9. P.Lanoix, G.Paturel, R.Garnier, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 308, 969, 1999.
10. G.P.Di Benedetto, Astron. J., 124, 1213, 2002.
11. M.A.T.Groenewegen, R.D.Oudmaijer, Astron. Astrophys., 356, 849, 2000.
12. Г.В.Абрамян, Астрофизика, 46, 381, 2003.
13. Г.В.Абрамян, Астрофизика, 46, 557, 2003.
14. J.D.Fernie, B.Beattie, N.R.Evans, S.Seager, IBVS №4148, 1995.
15. W.P.Gieren, P.Fouque, M.Gomez, Astrophys. J., 496, 17, 1998.
16. A.Udalski, M.Szumanski, M.Kubiak et al., Acta Astron, 49, 201, 1999.
17. A.Sandage, R.A.Bell, M.J.Tripicco, Astrophys. J., 522, 250, 1999.
18. G.F.Benedict, B.E.McArthur, L.W.Fredrick et al., Astron. J., 124, 1695, 2002.
19. G.Paturel, P.Teerikorpi, G.Theureau et al., Astron. Astrophys., 389, 19, 2002.

УДК: 524.354.4

О ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ВОЗРАСТАХ ПУЛЬСАРОВ

Т.Г.МДЗИНАРИШВИЛИ, Г.И.МЕЛИКИДЗЕ,
Р.М.ДЗИГВАШВИЛИ

Поступила 29 августа 2003

Принята к печати 15 сентября 2003

Предложен метод, не зависящий от применяемой модели распределения свободных электронов в Галактике, для выявления возможных осцилляций пульсаров в направлении, перпендикулярном плоскости Галактики. Независимым от шкалы расстояний методом обнаружен эффект осцилляции пульсаров в указанном направлении с полупериодом, равным приблизительно 10^4 лет по шкале характеристических возрастов.

1. *Введение.* Для галактического населения пульсаров актуальными являются вопросы о возрасте и времени жизни пульсаров. Как известно, из наблюдений с высокой точностью можно измерить период вращения пульсаров P и скорость их замедления вращения \dot{P} , из которых определяется т.н. характеристический возраст $\tau = \frac{1}{2} \frac{P}{\dot{P}}$. Другим индикатором возраста пульсаров является оценка "кинематического" или "динамического" возраста пульсаров. Считается, что прародителями пульсаров являются массивные ОВ-звезды и что пульсары рождаются вблизи галактической плоскости. Для многих пульсаров по собственным движениям можно определить поперечную составляющую пространственной пекулярной скорости $V_{l(pec)}$ и вычислить составляющую по z -направлению Галактики V_z . Динамический возраст пульсара оценивается из экстраполяции вектора скорости к плоскости Галактики: $t_d = z/V_z$.

В настоящее время считается, что статистическая оценка возраста пульсаров с использованием динамических данных не соответствует оценке характеристического возраста, который является лишь надежным верхним пределом истинного возраста пульсара [1]. Этот факт является предметом многих дискуссий [2].

В данной работе, на основе новейших данных о пульсарах в окрестности Солнца [3], рассматривается вопрос соответствия характеристических и динамических возрастов пульсаров. Предлагается метод, не зависящий от шкалы расстояний, для исследования возможной осцилляции пульсаров в направлении, перпендикулярном к плоскости Галактики, и приводятся полученные результаты.

2. *Статистический анализ.* За последнее время число известных пульсаров возросло до 1200. Для проведения статистического анализа мы ограничились пульсарами в окрестности Солнца радиусом 4 кпк. В каталоге [3] приведены новейшие данные о 478 пульсарах из каталога [4], включая расстояния и оценки погрешностей расстояний, основанные на новой модели распределения свободных электронов и их флуктуаций в Галактике (NE 2001) [5]. Мы ограничились окрестностью радиусом 4 кпк, чтобы сравнить распределение пульсаров с распределением населения I типа. Как известно, оптические данные массивных звезд из-за межзвездного поглощения более полны до указанного предела. Мы не касались проблемы полноты обзоров пульсаров, допуская, что в этой окрестности Солнца выборка пульсаров со светимостью больше 1 мЯн кпк² репрезентативна [2].

Рассмотрим сперва гистограмму распределения пульсаров по характеристическим возрастам. Диапазон характеристических возрастов пульсаров охватывает интервал от 1240 (пульсар в Крабовидной туманности) до $4.2 \cdot 10^9$ лет (PSR 1952+29). В рассматриваемом каталоге [3] большинство пульсаров имеют τ в несколько миллионов лет. Ясно, что такое распределение мы не можем адекватно представить на одном рисунке. Обычно строят гистограмму распределения по $\log \tau$ [6], однако такая гистограмма, которая похожа на гауссиану, не дает наглядной информации об истинном распределении пульсаров по τ .

Чтобы более детально изучить распределение пульсаров по τ , мы рассмотрели распределения в интервалах: $0 \leq \tau \leq 2 \cdot 10^6$ лет, $0 \leq \tau \leq 2 \cdot 10^7$ лет и $0 \leq \tau \leq 2 \cdot 10^8$ лет и весь диапазон изменения τ .

На рис.1 представлена гистограмма для интервала $0 \leq \tau \leq 2 \cdot 10^7$ лет. На координатных осях τ обозначает характеристический возраст в 10^6 лет; n - количество пульсаров.

Как видно из рис.1, количество пульсаров быстро убывает с ростом

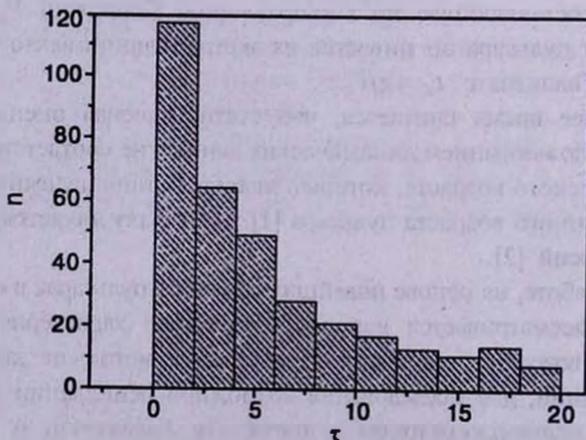


Рис.1. Гистограмма распределения пульсаров по характеристическим возрастам.

характеристического возраста и этот спад имеет приблизительно экспоненциальный характер. Уменьшение количества пульсаров с увеличением τ прослеживается и во всех остальных интервалах.

Примем гипотезу, что характеристический возраст пульсара соответствует его реальному возрасту. В таком случае экспоненциальное уменьшение количества пульсаров с увеличением возраста можно интерпретировать следующим образом. Допустим, что с тех пор, как образовалось галактическое население I типа, рождение пульсаров в Галактике происходит с постоянной скоростью [7]. Допустим также, что для каждого момента жизни пульсаров t существует определенная вероятность того, что в единицу времени механизм излучения пульсара может прекратить свое существование, т.е. наступит "смерть" пульсара. В общем случае эта вероятность будет зависеть от P и \dot{P} [7]. Если вероятность не зависит от t , то мы получим экспоненциальный спад количества наблюдаемых пульсаров (по аналогии с законом распада нестабильных ядер [8]). Обоснование этого предположения для нашей выборки пульсаров требует более детального, специального анализа, который не входит в нашу задачу. Мы здесь ограничиваемся лишь качественной интерпретацией.

Главным аргументом против гипотезы о соответствии характеристического возраста пульсара его реальному возрасту в литературе приводятся результаты статистических исследований с использованием данных о динамике пульсаров [1,2].

Известно, что для двух самых молодых пульсаров (пульсары в Крабовидной туманности и в созвездии Паруса) τ является хорошей оценкой истинного возраста пульсара.

Однако для других пульсаров, если допустить, что они ведут свое происхождение от галактического населения I типа с характеристической высотой $h = 80$ пк, и что при рождении они получают скорость случайную по направлению и максвелловскую по амплитуде, причем средняя скорость по одной координате $\langle |V_z| \rangle = 150$ км/с, зависимость среднего расстояния от галактической плоскости $\langle |z| \rangle$ от τ не соответствует ожидаемой динамической картине [1].

На сегодняшний день считается, что распределение пекулярных скоростей пульсаров наилучшим образом можно представить в виде суммы двух гауссовских кривых со средними значениями 90 км/с и 500 км/с [9]. В таком случае, если принять гипотезу, что характеристический возраст соответствует реальному возрасту пульсаров, мы должны ожидать, что с ростом характеристического возраста часть пульсаров должна покинуть область радиусом 4 кпк, так как они будут иметь скорость, превышающую скорость освобождения от галактического потенциала, а часть останется,

и эти пульсары будут осциллировать в направлении, перпендикулярном к плоскости Галактики. Влияние галактического потенциала на z -распределение убегающих О-звезд и звезд Вольф-Райе рассмотрено в работе [10]. Как известно, скорость этих убегающих звезд меньше скорости освобождения.

Для проверки этой гипотезы мы можем изучить зависимость z -распределения пульсаров от характеристического возраста τ . Однако для пульсаров реально имеющих большие z ($z > 1$ кпк), расстояния определяются с большими погрешностями [11]. Полученная картина, в конечном итоге, будет зависеть от принимаемой модели распределения свободных электронов в Галактике, по которой определяются расстояния до пульсаров. Напомним, что расстояние до пульсаров определяется по формуле

$$DM = \int_0^r n_e ds, \quad (1)$$

где DM - мера дисперсии, которая определяется из наблюдений, r - расстояние до пульсара и n_e - плотность распределения свободных электронов вдоль луча зрения. Для определения расстояний до пульсаров необходимо знать закон распределения свободных электронов вдоль луча зрения, который, в свою очередь, определяется из принимаемой модели распределения свободных электронов в Галактике.

Чтобы избежать этого затруднения, мы предлагаем следующий метод исследования, который не зависит от принимаемой шкалы расстояний при допущении, что рассматриваемая выборка в окрестности Солнца репрезентативна.

Так как мы находимся вблизи плоскости Галактики, то для объекта, движущегося по z -направлению ($z = r \cdot \sin b$, где r - расстояние до объекта, b - галактическая широта), с течением времени мы должны наблюдать увеличение или уменьшение $|\sin b|$, в зависимости от того, движется ли объект от плоскости или к плоскости Галактики. Как принято считать, пульсары рождаются вблизи плоскости Галактики с большими перпендикулярными скоростями и затем диффундируют в пространстве. В таком случае мы должны ожидать в среднем увеличение $|\sin b|$ с ростом характеристического возраста. Если имеется осцилляция в направлении, перпендикулярном к плоскости Галактики, то эта осцилляция должна отразиться и на ходе зависимости $|\sin b|$ от τ . Полупериод осцилляции в направлении, перпендикулярном плоскости Галактики, составляет около 10^8 лет [11].

Рассмотрим картину зависимости $\sin b$ от $\log \tau$, которая приводится на рис.2 ($\log \tau$ - логарифм характеристического возраста в годах).

Как и следовало ожидать, с увеличением τ в среднем растет и $|\sin b|$, однако при больших τ замечается уменьшение $|\sin b|$. Чтобы более полно исследовать существующую зависимость от логарифмической

шкалы - перейдем к обыкновенной.

Как и выше, при рассмотрении распределения пульсаров по характеристическому возрасту, рассмотрим следующие интервалы

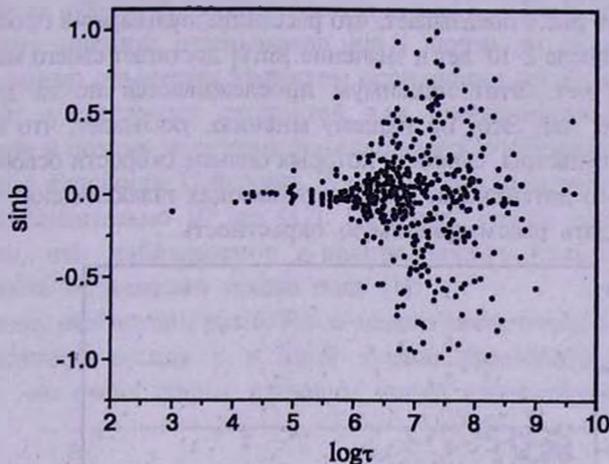


Рис.2. Зависимость $\sin b$ от $\log \tau$.

изменения τ : $0 \leq \tau \leq 2 \cdot 10^6$ лет, $0 \leq \tau \leq 2 \cdot 10^7$ лет и $0 \leq \tau \leq 2 \cdot 10^8$ лет и весь диапазон изменения. Зависимость $\sin b$ от τ для соответствующих интервалов приводится на рис.3-6 (τ - обозначает характеристический возраст в 10^6 лет).

Как видно из рис.3, подавляющее большинство молодых пульсаров с характеристическими возрастaми $0 \leq \tau \leq 2 \cdot 10^6$ лет, имеет близкие к нулю $|\sin b|$, и с увеличением τ наблюдается в среднем рост $|\sin b|$, что и следовало ожидать. Так как молодые пульсары все еще должны находиться вблизи своего места рождения, т.е. около галактической плоскости [14],

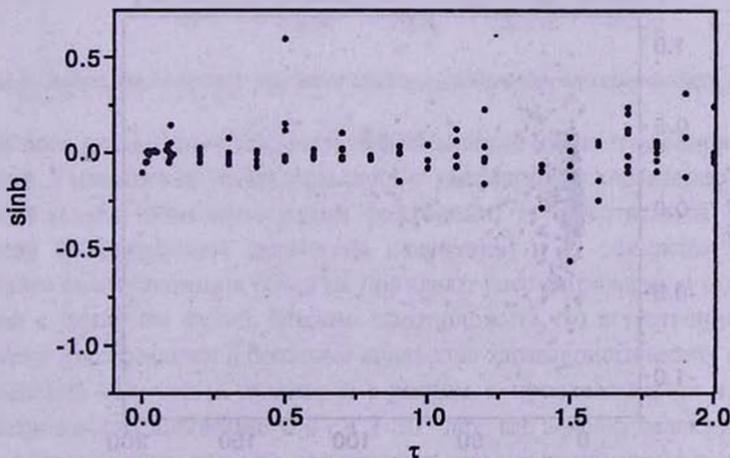


Рис.3. Зависимость $\sin b$ от τ для интервала $0 \leq \tau \leq 2 \cdot 10^6$ лет.

то они должны иметь малые $|\sin b|$. Увеличение $|\sin b|$ с ростом τ указывает на рассеяние пульсаров в пространстве, что является следствием высоких скоростей, которые приобретают пульсары при рождении.

Рассмотрение рис.4 показывает, что рассеяние пульсаров в пространстве продолжается и после $2 \cdot 10^6$ лет и значение $|\sin b|$ достигает своего максимума около $5 - 6 \cdot 10^6$ лет. Этот максимум прослеживается почти до конца диапазона $20 \cdot 10^6$ лет. Это, по нашему мнению, указывает, что наиболее быстролетающие пульсары, скорость которых больше скорости освобождения от галактического потенциала, достигают высоких галактических широт и начинают покидать рассматриваемую окрестность.

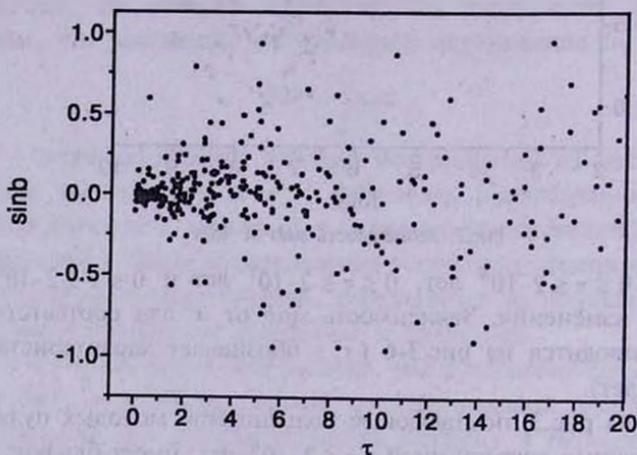


Рис.4. Зависимость $\sin b$ от τ для интервала $0 \leq \tau \leq 2 \cdot 10^7$ лет.

Наиболее интересной является зависимость, приведенная на рис.5. Как видно из рисунка, указанный максимум прослеживается приблизи-

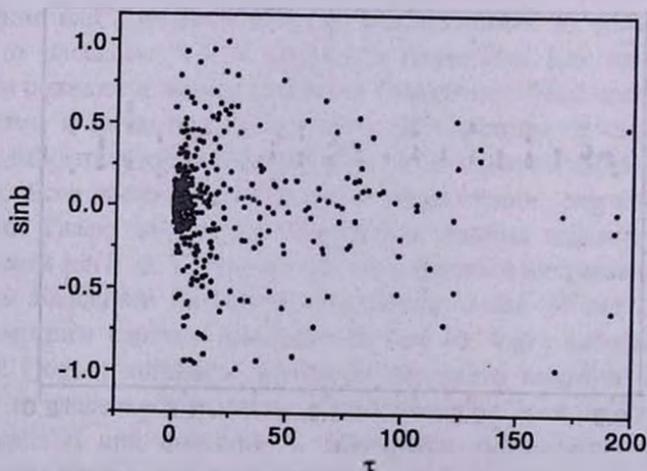


Рис.5. Зависимость $\sin b$ от τ для интервала $0 \leq \tau \leq 2 \cdot 10^8$ лет.

тельно до $25 \cdot 10^6$ лет, а затем около $25 - 50 \cdot 10^6$ лет значение максимального $|\sin b|$ начинает уменьшаться и доходит почти до нуля около $75 - 100 \cdot 10^6$ лет. После этого наблюдается некоторый рост $|\sin b|$, однако из-за малого числа пульсаров ход зависимости между τ и $|\sin b|$ трудно усмотреть. По нашему мнению, уменьшение $|\sin b|$ почти до нуля естественным образом можно объяснить эффектом осцилляции тех пульсаров, которые не имеют достаточных скоростей для преодоления галактического потенциала и потому начинают осциллировать в направлении, перпендикулярном к плоскости Галактики. Как известно, полупериод осцилляций равен приблизительно 10^8 лет [12]. Отметим, что на сегодняшний день считается, что наблюдаемое z -распределение пульсаров исключает возможность осцилляции такого рода [1].

Наконец, рассмотрим рис.6. Из-за малого числа очень старых пульсаров ход зависимости между τ и $|\sin b|$ трудно проследить. Можно только отметить, что очень старые пульсары имеют сравнительно малые $|\sin b|$.

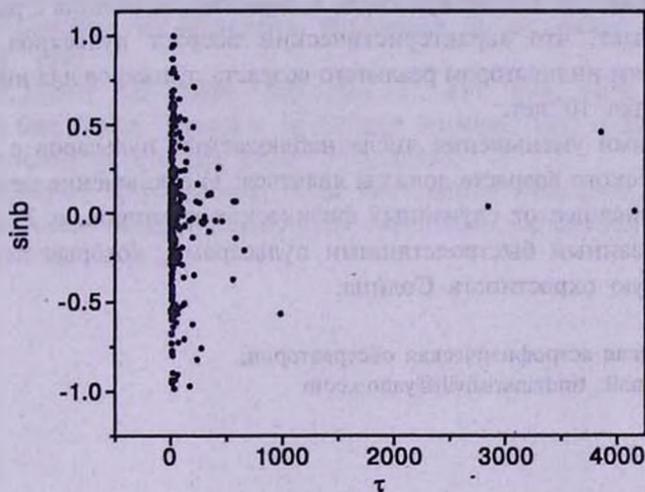


Рис.6. Зависимость $\sin b$ от τ для всего диапазона изменения характеристических возрастов.

На всех рис.3-6 прослеживается уменьшение числа пульсаров с ростом возраста. Уменьшение числа пульсаров с увеличением характеристического возраста можно объяснить двумя факторами: 1) естественной "смертью" пульсара (выключением механизма излучения) и 2) эффектом селекции (наиболее быстролетающие объекты покидают рассматриваемую окрестность Солнца с радиусом 4 кпк). Можно предположить, что естественная смерть пульсаров продолжается в большом диапазоне характеристических возрастов. Уменьшение количества пульсаров с ростом τ прослеживается и в первом рассматриваемом диапазоне $0 \leq \tau \leq 2 \cdot 10^6$ лет, где эффект селекции должен быть минимальным, так как все эти пульсары должны находиться вблизи

своего места рождения. Уменьшение числа пульсаров прослеживается также и для сравнительно старых пульсаров, которые по динамическим соображениям не могут покинуть рассматриваемую область. Поэтому уменьшение количества пульсаров с ростом τ должно отражать комбинацию этих двух факторов.

Приведенный нами анализ не является строгим в классическом смысле статистического анализа. Однако мы опирались на некоторые подходы, разработанные в книге Дж.Тьюки [14]. По нашему мнению, приведенные ниже выводы в дальнейшем могут привести к более строго обоснованным результатам.

3. *Выводы.* 1) Методом, независимым от шкалы расстояний, обнаружен эффект осцилляции пульсаров в направлении, перпендикулярном к плоскости Галактики с полупериодом приблизительно 10^8 лет по характеристической шкале возрастов.

2) Статистический анализ пульсаров в окрестности Солнца с радиусом 4 кпк показывает, что характеристический возраст пульсаров может служить хорошим индикатором реального возраста пульсаров для интервала времени порядка 10^8 лет.

3) Причинами уменьшения числа наблюдаемых пульсаров с ростом характеристического возраста должны являться: 1) отключение механизма излучения, зависящее от случайных физических факторов, и 2) эффект селекции, вызванный быстролетящими пульсарами, которые покидают рассматриваемую окрестность Солнца.

Абастуманская астрофизическая обсерватория,
Грузия, e-mail: tmdzinarishvili@yahoo.com

ON CHARACTERISTIC AND DYNAMIC AGES OF PULSARS

T.G.MDZINARISHVILI, G.I.MELIKIDZE, R.M.DZIGVASHVILI

A method independent of the accepted model of distribution of free electrons in the Galaxy is proposed for revealing a possible oscillation of pulsars in the direction perpendicular to the galactic plane. By this method, independent of distance scale, an effect of oscillation of pulsars in the mentioned direction with a half-period of approximately 10^8 year on the characteristic age scale is found.

Key words: (stars:)pulsars - pulsars:ages

ЛИТЕРАТУРА

1. *Р.Манчестер, Дж.Тейлор*, Пульсары, Мир, М., 1980, с.292.
2. *A.G.Lyne, F.Graham-Smith*, Pulsar Astronomy, Cabmridge Univ. Press, 1998, p.261.
3. *T.G.Mdzinarishvili, G.I.Melikidze*, Bull. Abastum. Astophys. Obser. **76**, 253, 2003.
4. <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/catalogue/>.
5. *J.M.Cordes, T.Josef, W.Lazio*, <http://www.arXiv:astro-ph/0207256> v.2, 14 Jul, 2002.
6. *J.H.Taylor, R.N.Manchester, A.G.Lyne*, Astrophys. J., Suppl. Ser., **88**, 529, 1993.
7. *E.S.Phinney, R.D.Blandford*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **194**, 137, 1981.
8. *Я.Б.Зельдович, И.М.Яглом*, Высшая математика для начинающих физиков и техников, Наука, М., 1982, 510.
9. *Z.Arzumian, D.F.Chernoff, J.M.Cordes*, Astrophys. J., **568**, 289, 2002.
10. *A.F.G.Moffat, S.V.Marchenko, W.Seggewiss et. al.*, Astron. Astrophys., **331**, 949, 1998.
11. *J.H.Taylor, J.M.Cordes*, Astrophys. J., **411**, 674, 1993.
12. *J.H.Oort*, Stellar Dynamics, In Galactic Structure, Eds. A.Blaauw, M.Schmidt, University of Chicago Press, 1965, p.455.
13. *J.H.Taylor, D.R.Stinebring*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **24**, 285, 1986.
14. *Дж.Тьюки*, Анализ результатов наблюдений,разведочный анализ, Мир, М., 1981, с.693.

УДК: 524.354.6

ДВУХМЕРНЫЙ РАСЧЕТ ДИНАМИКИ КОЛЛАПСА ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ЯДРА С ОБРАЗОВАНИЕМ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ НА АДАПТИВНОЙ ТРЕУГОЛЬНОЙ СЕТКЕ В ЛАГРАНЖЕВЫХ ПЕРЕМЕННЫХ

Н.В.АРДЕЛЯН¹, Г.С.БИСНОВАТЫЙ-КОГАН²,
К.В.КОСМАЧЕВСКИЙ¹, С.Г.МОЙСЕЕНКО²

Поступила 16 сентября 2003

В работе изложены результаты двумерного численного моделирования задачи о коллапсе вращающегося ядра и формировании нейтронной звезды с сильным дифференциальным вращением во внешних областях. Для расчетов использовался специально разработанный численный метод, основанный на полностью консервативной неявной операторно-разностной схеме для задач гравитационной газовой динамики в лагранжеских переменных на треугольной сетке переменной структуры. В результате коллапса ударная волна отскока приводит к выбросу малого количества вещества. Это не позволяет объяснить взрыв сверхновой II типа. Полученная в расчетах сильная дифференциальность вращения при наличии даже слабого начального магнитного поля должна привести к росту магнитного давления, возникновению ударной МГД волны, передаче энергии вращения в радиальную энергию разлета (магниторотационному взрыву сверхновой).

1. *Введение.* Задача о коллапсе железного ядра и взрыве сверхновой звезды неоднократно моделировалась в одномерной постановке [1-6]. Ввиду того, что в одномерной сферически-симметричной модели взрыва получить не удалось, основное внимание в последние годы уделяется двух- и даже трехмерным моделям.

В работе [7] представлены результаты расчетов задачи о коллапсе ядра и взрыве сверхновой в рамках двумерной гидродинамики (кусочно-параболический метод PPM) и двумерного переноса нейтрино. В этой работе была получена сильная конвекция за фронтом отраженной ударной волны, которая привела к достаточно мощному, для объяснения сверхновой, сильно несимметричному взрыву. Двумерное моделирование коллапса и взрыв сверхновой, проведенное при помощи метода PPM в работах [8], [9], не дали достаточной мощности взрыва.

Подробные двумерные расчеты задачи о взрыве сверхновой методом SPH (метод сглаженных частиц) были проведены в работе [10]. В этой работе был получен взрыв сверхновой, однако расчеты, проведенные в [11] при той же постановке задачи, но с использованием другой численной схемы показали, что взрыва не происходит.

В трехмерной постановке задача о взрыве сверхновой моделировалась

при помощи метода SPH [12]. В этой работе, как и в более ранней работе [10], происходит взрыв сверхновой. При применении метода SPH для моделирования сверхновой взрыв происходит на стадии расчетов, когда применимость данного численного метода неоправдана, так как в атмосфере, окружающей формирующуюся нейтронную звезду, слишком мало частиц и пространственное разрешение применяемого метода невелико.

Двухмерные расчеты с более точным учетом физических эффектов изложены в работе [13], где было учтено вращение и нейтринная конвекция, а нейтринные потери впервые рассчитывались путем решения уравнения Больцмана. Результаты этих расчетов показали, что коллапс ядра не приводит к взрыву сверхновой. Возникающая ударная волна отходит от центра звезды на расстояние порядка 100-200 км и останавливается. В настоящий момент результаты численного моделирования коллапса и взрыва сверхновой, основанные на модели нейтринной конвекции, сильно зависят от применяемого численного метода и деталей физической постановки применяемой методики учета нейтринного излучения.

Наиболее перспективной моделью взрыва сверхновых, связанных с коллапсом ядра и образованием нейтронной звезды, на наш взгляд, является магниторотационный механизм [14]. В этом механизме взрыв должен произойти благодаря перекачке энергии вращения звезды в энергию разлета (взрыва) при помощи магнитного поля. В этом случае нейтрино не играют определяющей роли для взрыва. Полное решение задачи о магниторотационном взрыве сверхновой весьма сложно, поэтому ее решение ведется нами путем последовательного усложнения задачи и приближения ее к реалистичной постановке. После расчета одномерных моделей [15,16], показавших высокую эффективность магниторотационного механизма по передаче энергии вращения в энергию взрыва, было начато исследование модели в двухмерном приближении.

Моделирование магниторотационного взрыва состоит из двух этапов:

- 1) Расчет коллапса и получение модели нейтронной звезды с быстрым и сильно дифференциальным вращением.
- 2) Расчет усиления тороидального магнитного поля при дифференциальном вращении и формирование магниторотационного взрыва.

Первая задача решалась многими авторами для получения взрыва сверхновой. При численном моделировании задач о коллапсе в астрофизике чаще всего используются численные методы эйлерового типа. Современные явные разностные схемы в эйлеровых переменных хорошо зарекомендовали себя при решении различных задач астрофизики. При численном моделировании задачи о коллапсе возникает проблема потери точности вблизи центра звезды при использовании однородной сетки. В последнее время этот недостаток преодолен благодаря применению процедуры автоматического сгущения сетки (AMR - auto-

matic mesh refinement). Другая сложность применения эйлеровых методов в задачах о коллапсе - наличие свободной границы. При использовании эйлеровых переменных внешняя (свободная) граница звезды задавалась либо как твердая непроницаемая стенка, либо на этой границе ставились условия свободного протекания. Такие граничные условия не всегда позволяют правильно описать свободную границу и могут привести к заметным ошибкам в расчетах.

В настоящее время для численного моделирования задач гравитационной газовой динамики, в частности, задачи о коллапсе, используется метод сглаженных (крупных) частиц (SPH smooth particle hydrodynamics). Метод SPH является лагранжевым, не использует сетки, но по точности существенно уступает сеточным методам при сопоставимом числе частиц и точек сетки.

Численный метод, используемый в данной работе, описан в [17,18]. Это неявная полностью консервативная операторно-разностная схема на треугольной сетке переменной структуры в лагранжевых переменных. Данный метод был впервые применен для численного исследования задач о коллапсе протозвездного облака в [19], и для исследования коллапса массивного вращающегося белого карлика после потери устойчивости [20]. В этих работах расчеты проводились на маломощных компьютерах, на сетке малой размерности. Структура сетки в этих расчетах не менялась.

Более детальные расчеты задачи о коллапсе холодного быстровращающегося протозвездного облака были проведены в [21]. Этим методом была исследована задача о коллапсе вращающегося замагниченного протозвездного облака [22].

Метод показал свою высокую эффективность и при решении задач физики плазмы [23].

Неявность используемого метода позволяет рассчитывать задачи, в которых есть необходимость делать большие временные шаги существенно больше, чем характерные временные шаги задаваемые ограничением Куранта. Использование лагранжевых переменных дает возможность проводить расчеты задач, в которых происходит сильное сжатие и разрежение вещества, решать задачи при наличии свободной границы без применения специальных процедур. Применение сетки переменной структуры позволяет избежать искажения сетки при расчетах течений с сильными сдвиговыми деформациями и динамически ее адаптировать к особенностям течения.

Все вышеперечисленные особенности характерны для задач о коллапсе и магниторотационном взрыве сверхновой. При реалистических значениях магнитных полей нейтронных звезд фаза усиления поля и формирования магниторотационного взрыва на несколько порядков превышает время

коллапса. Для решения подобных "жестких" задач с различными характерными временами, часто используемые в астрофизике явные разностные схемы оказываются непригодными из-за ограничения Куранта на шаг по времени; в такой ситуации необходимо использовать неявные методы. При проведении расчетов задач о коллапсе и магнито-ротационном взрыве сверхновой возникает необходимость решения задачи со свободной границей; применение лагранжевых переменных в такой ситуации более удобно чем эйлеровых. В задачах о коллапсе происходит сильное и неоднородное сжатие вещества и для того, чтобы на сетке небольшой размерности разрешить особенности течения в области сильного сжатия, нужно применять динамически адаптивную сетку.

В настоящей работе представлены двухмерные расчеты коллапса и образование быстровращающейся нейтронной звезды. Постановка и начальные данные в настоящей статье взяты из работы [20]. В качестве предсверхновой рассматривался однородно вращающийся белый карлик с периодом $P_0 \sim 2.5$ с и с массой выше чандрасекаровского предела. Уравнение состояния и нейтринные потери использовались в виде приближенных формул, где учитывались основные физические процессы: релятивизм и вырождение электронов, ядерное отталкивание нуклонов при сверхъядерных плотностях, диссоциация железа при высоких температурах. При рассмотрении нейтринных потерь эффективно учитывалась непрозрачность среды относительно распространения нейтрино путем введения обрезającego множителя, что является одним из вариантов "метода ограничения потока" при описании переноса излучения или нейтрино [24].

Основные отличия данной работы от работы [20] в следующем: при проведении расчетов использовалась перестройка сетки, что позволило избежать искажения ячеек сетки, адаптировать сетку и провести расчеты до стадии формирования дифференциально вращающейся нейтронной звезды. Динамическая адаптация сетки позволила провести расчеты задачи о коллапсе ядра с высокой точностью, используя сетку небольшой размерности (~ 5000 узлов, ~ 10000 ячеек). В данной работе в уравнении состояния была учтена диссоциация железа и использован более реалистичский вариант ограничения нейтринного потока в условиях большой оптической толщи по поглощению нейтрино.

Полученные результаты для кривой блеска нейтринного излучения оказались хорошо совпадающими с результатами других авторов [25], где использовались гораздо более сложные уравнения состояния и способы учета нейтринных потерь. В результате расчета была получена дифференциально вращающаяся конфигурация, состоящая из быстро вращающегося ядра нейтронной звезды и медленно вращающейся оболочки.

2. *Уравнения состояния.* Для расчетов использовалось уравнение

состояния, приведенное в [20]:

$$P = P(\rho, T) = P_0(\rho) + \rho \mathcal{R} T + \frac{\sigma T^4}{3},$$

$$P_0(\rho) = \begin{cases} P_0^{(1)} = b_1 \rho^{1/3} / (1 + c_1 \rho^{1/3}), & \rho \leq \rho_1, \\ P_0^{(k)} = a \cdot 10^{b_k (\log \rho - 8.419)^2} & \rho_{k-1} \leq \rho \leq \rho_k, \quad k = \overline{2, 6} \end{cases} \quad (1)$$

$$b_1 = 10.1240483 \quad c_1 = 10^{-2.257} \quad \rho_1 = 10^{9.419}$$

$$b_2 = 1. \quad c_2 = 1.1598 \quad \rho_2 = 10^{11.5519}$$

$$b_3 = 2.5032 \quad c_3 = 0.356293 \quad \rho_3 = 10^{12.26939}$$

$$b_4 = 0.70401515 \quad c_4 = 2.117802 \quad \rho_4 = 10^{14.302}$$

$$b_5 = 0.16445926 \quad c_5 = 1.237985 \quad \rho_5 = 10^{15.0388}$$

$$b_6 = 0.86746415 \quad c_6 = 1.237985 \quad \rho_6 \gg \rho_5$$

$$a = 10^{26.1673},$$

здесь P - давление, ρ - плотность, T - температура. В формуле $P_0(\rho)$ величина ρ есть полная плотность массы-энергии с учетом взаимодействия. Для холодного вырожденного вещества $P_0(\rho)$ является аппроксимацией таблиц из [26,27].

В окрестности точек $\rho = \rho_k$ в формуле (1) функция $P_0(\rho)$ сглаживалась так же, как и в [20], для того, чтобы обеспечить непрерывность производных $dP_0/d\rho$:

$$P_0(\rho) = \begin{cases} P_0^{(k)}, & \rho \in [\rho_{k-1} + \xi_{k-1}, \rho_k - \xi_k], \quad k = \overline{1, 6}, \quad \rho_0 + \xi_0 = 0, \\ \theta_k P_0^{(k)} + (1 - \theta_k) P_0^{(k+1)}, & \rho \in [\rho_k - \xi_k, \rho_k + \xi_k], \quad k = \overline{1, 5}, \end{cases} \quad (2)$$

где

$$\theta_k = \theta(\rho) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \sin\left(\frac{\pi}{2\xi_k}(\rho - \rho_k)\right), \quad \xi_k = 0.01\rho_k.$$

Энергия единицы массы определяется следующим образом:

$$\varepsilon = \varepsilon_0(\rho) + \frac{3}{2} \mathcal{R} T + \frac{\sigma T^4}{\rho} + \varepsilon_{Fe}(\rho, T). \quad (3)$$

Здесь \mathcal{R} - газовая постоянная, σ - постоянная плотности излучения, величина $\varepsilon_0(\rho)$ задается следующим термодинамическим соотношением

$$\varepsilon_0(\rho) = \int_0^{\rho} \frac{P_0(\tilde{\rho})}{\tilde{\rho}^2} d\tilde{\rho}. \quad (4)$$

Введенный здесь член ε_{Fe} в уравнении (3) учитывает распад железа на нуклоны и был принят в виде:

$$\varepsilon_{Fe}(\rho, T) = \frac{E_{b, Fe}}{A_{m, Fe}} \left(\frac{T - T_{0Fe}}{T_{1Fe} - T_{0Fe}} \right). \quad (5)$$

Предполагалось, что в области диссоциации железа оно составляет основ-

ную долю массы, $E_{b,Fe} = 8 \cdot 10^5$ эрг - энергия связи железа, $A = 56$ - атомный вес железа, $m_p = 1.67 \cdot 10^{-24}$ г - масса протона, $T_{0Fe} = 0.9 \cdot 10^{10}$ К, $T_{1Fe} = 1.1 \cdot 10^{10}$ К. Для использования в численных процедурах, формула (5) была несколько модифицирована ("сглажена"):

$$\varepsilon_{Fe}(\rho, T) = \frac{E_{b,Fe}}{A m_p} \left(1 + \sin \left(\pi \left(\frac{T - T_{0Fe}}{T_{1Fe} - T_{0Fe}} \right) - \frac{\pi}{2} \right) \right) / 2. \quad (6)$$

Нейтринные потери от Урка-процессов задаются следующим соотношением [1]:

$$f(\rho, T) = \frac{1.3 \cdot 10^9 \varepsilon(\bar{T}) \bar{T}^6}{1 + (7.1 \cdot 10^{-5} \rho \bar{T})^{2/3}} \text{ эрг г}^{-1} \text{ с}^{-1}, \quad (7)$$

$$\varepsilon(\bar{T}) = \begin{cases} 1, & \bar{T} < 7, \\ 664.31 + 51.024(\bar{T} - 20), & 7 \leq \bar{T} \leq 20, \\ 664.31, & \bar{T} > 20, \end{cases} \quad (8)$$

$$\bar{T} = T \cdot 10^{-9}.$$

При расчетах в уравнение энергии были включены также нейтринные потери, связанные с аннигиляцией пар, фоторождением нейтрино, а также с плазменными нейтрино, которые аппроксимировались интерполяционными формулами из [28]:

$$Q_{tot} = Q_{pair} + Q_{photo} + Q_{plasm}. \quad (9)$$

Все три слагаемых в (9) записываются в общем виде следующим образом:

$$Q_d = K(\rho, \alpha) e^{-c\xi} \frac{a_0 + a_1 \xi + a_2 \xi^2}{\xi^3 + b_1 \alpha + b_2 \alpha^2 + b_3 \alpha^3}. \quad (10)$$

Для $d = pair$, $K(\rho, \alpha) = g(\alpha) e^{-2\alpha}$,

$$g(\alpha) = 1 - \frac{13.04}{\alpha^2} + \frac{133.5}{\alpha^4} + \frac{1534}{\alpha^6} + \frac{918.6}{\alpha^8};$$

Для $d = photo$, $K(\rho, \alpha) = (\rho/\mu_z) \alpha^{-5}$;

Для $d = plasm$, $K(\rho, \alpha) = (\rho/\mu_z)^3$;

$$\xi = \left(\frac{\rho/\mu_z}{10^9} \right)^{1/3} \alpha.$$

Здесь $\mu_z = 2$ - число нуклонов на один электрон. Коэффициенты c , a_p , b_i для различных d приведены в табл.1 из [28]

Общая формула для нейтринных потерь имеет вид:

$$F(\rho, T) = (f(\rho, T) + Q_{tot}) e^{-\tau_\nu/10}. \quad (11)$$

Сомножитель $e^{-\tau_\nu/10}$ в формуле (11), где $\tau_\nu = S_\nu n l_\nu$, ограничивает поток нейтрино в условиях ненулевой толщи τ_ν по взаимодействию нейтрино с веществом. Сечение нейтринного взаимодействия с веществом

Таблица 1

| | a_0 | a_1 | a_2 | b_1 | b_2 | b_3 | c |
|---|-----------|-----------|-----------|-----------|-------------|-----------|---------|
| $10^8 \text{ K} \leq T \leq 10^{10} \text{ K}$ | | | | | | | |
| pair | 5.026(19) | 1.745(20) | 1.568(21) | 9.383(-1) | -4.141(-1) | 5.829(-2) | 5.5924 |
| photo | 3.897(10) | 5.906(10) | 4.693(10) | 6.290(-3) | 7.483(-3) | 3.061(-4) | 1.5654 |
| plasm | 2.146(-7) | 7.814(-8) | 1.653(-8) | 2.581(-2) | 1.734(-2) | 6.990(-4) | 0.56457 |
| $10^{10} \text{ K} \leq T \leq 10^{11} \text{ K}$ | | | | | | | |
| pair | 5.026(19) | 1.745(20) | 1.568(21) | 1.2383 | -8.1141(-1) | 0.0 | 4.9924 |
| photo | 3.897(10) | 5.906(10) | 4.693(10) | 6.290(-3) | 7.483(-3) | 3.061(-4) | 1.5654 |
| plasm | 2.146(-7) | 7.814(-8) | 1.653(-8) | 2.581(-2) | 1.734(-2) | 6.990(-4) | 0.56457 |

S_ν представлялось в виде $S_\nu = 10^{-44} T^2 / (0.5965 \cdot 10^{10})^2$, концентрация нуклонов есть $n = \rho/m_p$, $m_p = 1.67 \cdot 10^{-24}$ г, а характерный масштаб длины, определяющий толщину по поглощению нейтрино l_ν , принимался равным характерной величине изменения плотности, где

$$l_\nu = \frac{\rho}{|\nabla \rho|} = \frac{\rho}{\left((\partial \rho / \partial r)^2 + (\partial \rho / \partial z)^2 \right)^{1/2}}. \quad (12)$$

Величина l_ν монотонно убывает к поверхности, достигая максимума в центре, и приблизительно равна толщине вещества поглощающего нейтрино. Множитель 1/10 в выражении $e^{-\tau/l_0}$ использован потому, что в вырожденном веществе горячей нейтронной звезды только примерно 1/10 часть нуклонов в окрестности энергии Ферми участвует в процессах взаимодействия с нейтрино.

3. *Основные уравнения.* Задача о коллапсе ядра описывается системой уравнений гравитационной газовой динамики:

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} = v, \quad \frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot v = 0, \quad \rho \frac{dv}{dt} = -\nabla(P) - \rho \nabla \Phi, \\ \rho \frac{d\varepsilon}{dt} + P \nabla \cdot v + \rho F(\rho, T) = 0, \quad \Delta \Phi = 4\pi G \rho, \end{aligned} \quad (13)$$

где $x = (r, \varphi, z)$ - пространственные координаты, $v = (v_r, v_\varphi, v_z)$ - вектор скорости, $d/dt = \partial/\partial t + v \cdot \nabla$ - полная производная по времени, Φ - гравитационный потенциал, G - гравитационная постоянная, $F(\rho, T)$ - функция нейтринных потерь. Решение ищется в приближении осевой и экваториальной симметрии ($r \geq 0$, $z \geq 0$). На оси вращения ($r=0$) задаются следующие граничные условия: $(\nabla \Phi)_r = 0$, $v_r = 0$, на экваториальной плоскости ($z=0$) граничные условия имеют вид: $(\nabla \Phi)_z = 0$, $v_z = 0$. Кроме того, на свободной границе задается нулевое граничное давление (граница с вакуумом): $P_{\text{св.г.}} = 0$. В выражении для внутренней энергии (3) присутствует трудно вычисляемая функция $\varepsilon_0(\rho)$. Обозначим:

$$\varepsilon^* = \frac{3}{2} \mathcal{R} T + \frac{\sigma T^4}{\rho} + \varepsilon_{fe}(\rho, T),$$

$$P^* = \rho \mathcal{R} T + \frac{\sigma T^4}{3}.$$

Тогда уравнение энергии из (13) с учетом соотношения (4) записывается в виде:

$$\rho \frac{d\varepsilon^*}{dt} + P^* \nabla \cdot \mathbf{v} + \rho F(\rho, T) = 0, \quad (14)$$

и отпадает необходимость использовать функцию $\varepsilon_0(\rho)$ в явном виде.

4. Переход к безразмерным переменным; начальные условия.

В качестве основных масштабных коэффициентов выберем

$$r_0 = 1.35 \cdot 10^8 \text{ см}, \quad \rho_0 = 10^9 \text{ г/см}^3, \quad G = 6.67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/(\text{г с}^2). \quad (15)$$

Для обезразмеривания задачи представим основные размерные величины в виде (величины со знаком \sim - безразмерные величины):

$$\begin{aligned} r &= \tilde{r} r_0, \quad z = \tilde{z} r_0, \quad \rho = \tilde{\rho} \rho_0, \quad v = \tilde{v} v_0, \\ t &= \tilde{t} t_0, \quad v_r = \tilde{v}_r v_0, \quad v_\varphi = \tilde{v}_\varphi v_0, \quad v_z = \tilde{v}_z v_0, \quad p = \tilde{p} p_0, \end{aligned} \quad (16)$$

$$T = \tilde{T} T_0, \quad \Phi = \tilde{\Phi} \Phi_0 = \tilde{\Phi} 4\pi G \rho_0 r_0^2, \quad \varepsilon = \tilde{\varepsilon} \varepsilon_0, \quad (17)$$

где

$$v_0 = \sqrt{4\pi G \rho_0 r_0^2} = 3.908 \cdot 10^9 \text{ см/с}, \quad t_0 = \frac{r_0}{v_0},$$

$$p_0 = \rho_0 v_0^2, \quad T_0 = \frac{v_0^2}{\mathcal{R}}, \quad \Phi_0 = 4\pi G \rho_0 r_0^2, \quad \varepsilon_0 = v_0^2.$$

Система уравнений (13) записывается в следующей безразмерной форме (знак \sim опущен):

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{x}}{dt} &= \mathbf{v}, \quad \frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla(P) - \rho \nabla \Phi, \\ \rho \frac{d\varepsilon^*}{dt} + P^* \nabla \cdot \mathbf{v} + \rho F(\rho, T) &= 0, \quad \Delta \Phi = 4\pi G \rho. \end{aligned} \quad (18)$$

В качестве начальной модели была выбрана модель I из работы [20], т.е. была рассчитана сферически-симметричная стационарная модель с центральной плотностью $\rho_c = 4.5 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$. Выбранное значение центральной плотности соответствует максимуму на кривой зависимости массы звезды от центральной плотности $M_S(\rho_c)$ при $T=0$. Масса такой сферически-симметричной звезды равна $M = 1.0042 M_\odot$.

Для задания начальной модели плотность звезды в каждой точке, а, следовательно, и масса звезды, была увеличена на 20%. Температура в звезде была задана соотношением: $T = \delta \rho^{2/3}$, где $\delta = 1 \text{ (К см}^2 \text{ г}^{-2/3})$. Кроме того, в начальный момент времени $t=0$, задавалось твердотельное вращение с угловой скоростью $\omega = 2.519 \text{ с}^{-1}$, что соответствует периоду

$\tau = 2.496 \text{ с}$, $v_r = v_z = 0$. Начальная энергия вращения составляет 0.571% от гравитационной, а начальная внутренняя энергия, включая энергию вырождения, составляет 72.7% от гравитационной. Исследуемая начальная модель неустойчива относительно сжатия и сразу после начала расчетов происходит быстрый коллапс.

5. Метод расчета. Для численного моделирования задачи о коллапсе ядра и образовании быстровращающейся нейтронной звезды использовалась неявная операторно-разностная полностью консервативная схема на треугольной сетке переменной структуры в лагранжевых переменных, предложенная и исследованная в [18] и более ранних работах этих же авторов.

Решение задачи представляет собой последовательность расчета временных шагов. Расчет каждого временного шага разбивается на две части.

Первая часть - расчет значений функций на следующем временном слое при помощи неявной полностью консервативной операторно-разностной схемы на треугольной сетке в лагранжевых переменных [17, 18]. В результате чего в том числе меняются и координаты узлов сетки.

Вторая часть предполагает осуществление анализа качества сетки, ее исправление и адаптацию (перестройка сетки). Необходимость исправления качества сетки определяется возможным появлением "плохих" ячеек, т.е. треугольников, сильно отличающихся от равносторонних. Динамическая адаптация сетки позволяет сгущать ее в тех частях расчетной области, где необходимо увеличить пространственное разрешение и разрезать сетку там, где течение является гладким, что позволяет существенно уменьшить размерность используемой сетки и, следовательно, сократить затраты компьютерного времени.

Процедура перестройки сетки, в свою очередь, состоит из двух этапов. Первый - локальное изменение структуры сетки. Второй - определение значений сеточных функций в областях измененной структуры. Локальное изменение структуры расчетной сетки сводится к трем локальным операциям:

1. Замена диагонали четырехугольника, образованного двумя треугольниками, на другую диагональ.
2. Объединение двух соседних узлов сетки.
3. Добавление нового расчетного узла на середину связи между соседними узлами.

Исправление структуры сетки осуществляется при помощи первых двух операций. Адаптация сетки происходит при помощи операций 2 и 3. Рисунки, наглядно поясняющие эти операции, приведены в [21].

На втором этапе перестройки сетки вычисляются значения сеточных функций в узлах и ячейках, участвовавших в изменении структуры сетки.

Применение простой переинтерполяции при пересчете сеточных функций приводит к нарушению законов сохранения и существенным погрешностям в расчетах в областях с большими градиентами решения (например, на ударных волнах). Проблема пересчета сеточных функций состоит в том, чтобы численная ошибка, вносимая процедурой пересчета, была бы минимальной. Для этого минимизировалась не только ошибка, вносимая в значения сеточных функций, но также и в градиенты этих функций. Кроме того, необходимо, чтобы при пересчете выполнялись законы сохранения (массы, импульса, энергии) в окрестности локальной перестройки. Метод пересчета сеточных функций основан на минимизации функционалов, содержащих значения пересчитываемых функций, их градиентов и сеточных аналогов законов сохранения [17]. При решении данной задачи был предложен и использован метод условной минимизации функционалов, обеспечивающий точное выполнение законов сохранения.

В задачах о коллапсе и магниторотационном взрыве сверхновой точное выполнение законов сохранения важно, так как при расчетах необходимо проделать большое количество временных шагов, что может привести к накоплению ошибок. Специфика данного типа задач состоит в том, что даже слабое нарушение законов сохранения при численном расчете может привести к качественному искажению результатов.

Процедура перестройки сетки позволяет не только "исправлять" лагранжеву сетку, но также и динамически адаптировать ее при помощи задания различных критериев перестройки в различных частях расчетной области. Это позволяет сгустить сетку в той части расчетной области, где это необходимо, что позволяет локально увеличить точность расчетов. Возможно также сделать сетку менее подробной в тех частях расчетной области, где течение является "гладким". Процедура разрежения сетки позволяет уменьшить размерность сетки не уменьшая точности численного решения.

Для адаптации сетки можно использовать геометрические критерии, т.е. ограничения на размеры ячейки, которые определяются только ее координатами, но такие критерии адаптации годятся только для расчета течений простой или легко предсказуемой структуры. Для адаптации сетки при расчете сложных течений или течений, структура которых неизвестна, лучше применять динамические критерии, т.е. критерии, определяемые поведением решения. Динамические критерии, использованные при проведении расчетов в данной работе были предложены в [21].

В качестве локального критерия выбирается характерная длина стороны ячейки сетки l_k . Рассмотрим пример критерия, где l_k задается как функция ρ и $\text{grad}\rho$. Введем функцию

$$f(\rho, \text{grad}\rho) = \frac{\alpha}{(\rho + \varepsilon)^n} + \frac{\beta}{(|\text{grad}\rho| + \varepsilon)^2}, \quad (19)$$

где $0 < \varepsilon \ll 1$, $\alpha \geq 0$, $\beta \geq 0$, $\alpha + \beta = 1$. γ_1, γ_2 - показатели степени, $\text{grad} \rho$ - сеточный аналог градиента плотности. В предельных случаях:

$\alpha = 1, \beta = 0$, f - зависит только от плотности;

$\alpha = 0, \beta = 1$; f - зависит только от градиента плотности.

Пусть N - общее количество ячеек сетки. Характерную длину стороны l_k ячейки с номером k будем вычислять как функцию от плотности, градиента плотности и (неявно) координат r, z по формуле

$$l_k = 2\sqrt{\frac{s_k}{3}}, \quad s_k = \frac{f(\rho_k, \text{grad}\rho_k)}{\sum_{n=1}^N f(\rho_n, \text{grad}\rho_n)} S. \quad (20)$$

Здесь S - площадь расчетной области, состоящей из треугольных ячеек, суммирование в знаменателе проводится по всем ячейкам сетки. Заметим,

что $S = \sum_{k=1}^N s_k$, а s_k равна площади равностороннего треугольника с длиной стороны l_k . В наших расчетах функция f из формулы (19) использовалась в виде $f(\rho_k) = 1/(\rho_k + \varepsilon)^{0.5}$.

Описанный критерий применяется следующим образом: если длина стороны i -й ячейки сетки больше чем $2l_k$, то на середину стороны этой ячейки добавляется новый узел, если длина стороны i -й ячейки сетки меньше чем $0.7l_k$, то применяется процедура удаления одного из узлов составляющих эту сторону ячейки. Применение описанного критерия динамической адаптации позволило не только адаптировать сетку к особенностям решения, но и обеспечить приемлемую точность расчетов при малом изменении общего количества узлов и ячеек расчетной сетки. В описываемых расчетах общее количество используемых узлов (5000) и ячеек (10000) сетки изменялось не более чем на 5%. В момент максимального сжатия минимальные размеры ячейки таковы, что при использовании равномерной сетки для получения такого же пространственного разрешения понадобилась бы сетка размерностью $\sim 1000 \times 1000$ (!) ячеек.

Расчет гравитационного потенциала в данной работе впервые в рамках применяемого численного метода выполняется на основе метода конечных элементов повышенного порядка [29]. Это позволило увеличить точность расчетов и устранить потерю аппроксимации при вычислении гравитационной силы вблизи оси z .

Для сквозного счета ударных волн в разностную схему была введена линейная искусственная вязкость [30].

6. Результаты расчетов. На рис.1 приведена сетка с треугольными ячейками в начальный момент расчетов. На начальном этапе коллапс происходит плавно, звезда сжимается сильнее в направлении оси z из-за наличия центробежной силы. В момент времени $t = 0.1206$ с - центральная плотность составляла $\rho_c = 9.727 \cdot 10^{10}$ г/см³.

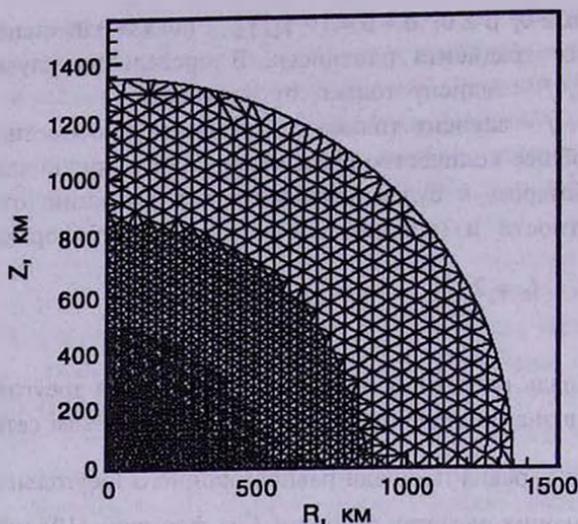


Рис.1. Треугольная сетка в начальный момент времени $t=0$.

В момент времени $t=0.1377$ с на расстоянии $\sim 6 \cdot 10^5$ см начинается формирование ударной волны (рис.2). За фронтом ударной волны температура вещества резко повышается и это приводит к "включению"

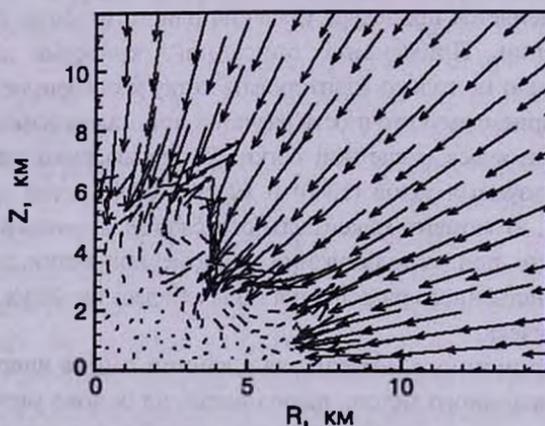


Рис.2. Поле скоростей в центральной части расчетной области в момент времени $t=0.1377$ с.

нейтринных потерь (рис.3). Вещество звезды, находящееся снаружи от фронта ударной волны, продолжает коллапсировать по направлению к центру звезды. Затем плотность в центральной области звезды начинает быстро расти и в момент времени $t=0.1424$ с достигает своего максимума $\rho_{c, \max} = 5.665 \cdot 10^{14}$ г/см³. Ударная волна движется от центра звезды, за ее фронтом происходит остановка вещества "налипающего" на центральное ядро. При этом сама ударная волна движется от центра звезды, ее фронт испытывает сильные возмущения (рис.4, 5). В момент

времени $t = 0.1487$ с фронт ударной волны представляет собой эллипсоид вращения с полуосями ~ 60 км у оси z и ~ 100 км у экватора. За фронтом ударной волны происходит интенсивное перемешивание вещества, которое может привести в дальнейшем (при магниторотационном взрыве сверхновой) к выбросу радиоактивных элементов, регистрируемых при наблюдениях сверхновых. Причины возникновения перемешивания и результаты его моделирования при коллапсе и взрыве сверхновой мы планируем представить в последующих работах.

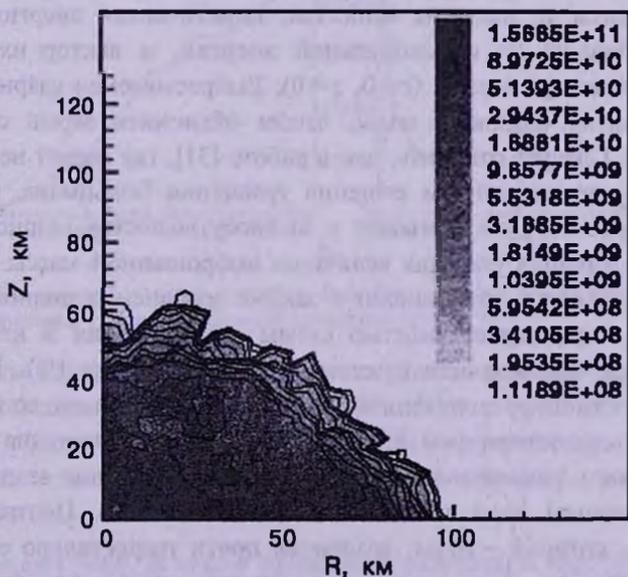
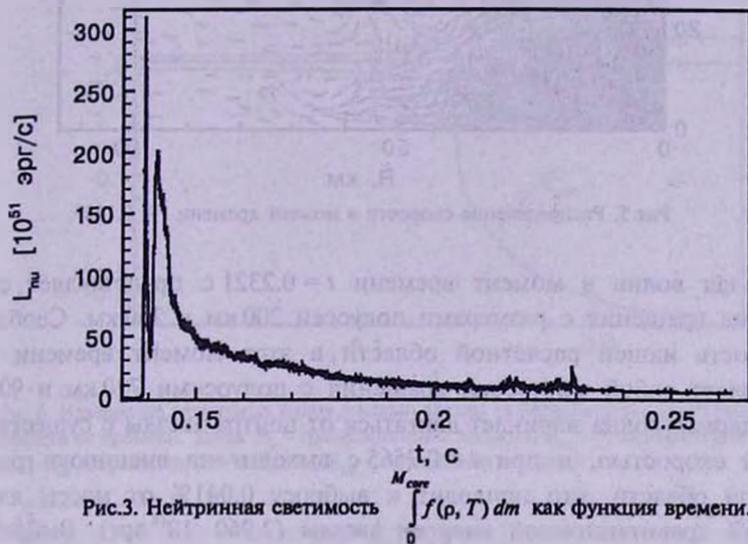


Рис.4. Распределение температуры в момент времени $t = 0.1487$.

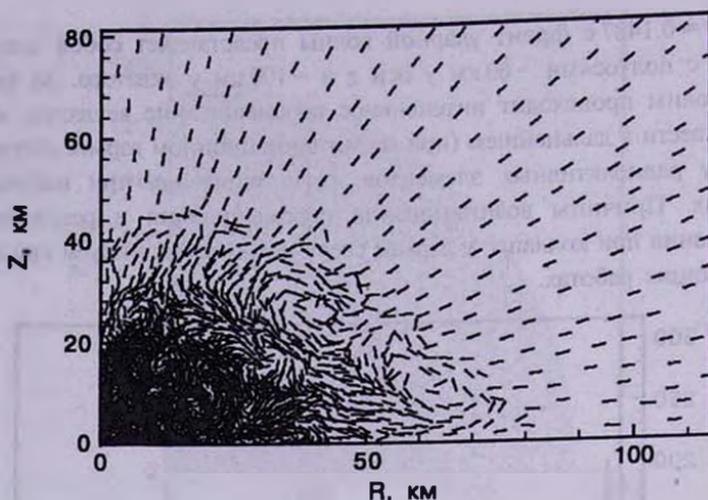


Рис.5. Распределение скорости в момент времени $t = 0.1487$.

Ударная волна в момент времени $t = 0.2321$ с представляет собой эллипсоид вращения с размерами полуосей 200 км и 260 км. Свободная поверхность нашей расчетной области в этот момент времени тоже представляет собой эллипсоид вращения с полуосями 720 км и 900 км. Затем ударная волна начинает двигаться от центра звезды с существенно большей скоростью, и при $t = 0.2565$ с выходит на внешнюю границу расчетной области, что приводит к выбросу 0.041% от массы ядра и 0.001186% гравитационной энергии звезды ($2.960 \cdot 10^{48}$ эрг). Выброшенными считаются те частицы вещества, кинетическая энергия которых становится больше их потенциальной энергии, и вектор их скорости направлен от центра звезды ($r=0, z=0$). Выбрасываемая ударной волной масса и энергия слишком малы, чтобы объяснить взрыв сверхновой второго типа. Следует отметить, что в работе [31], где расчет нейтринного излучения проводился путем решения уравнения Больцмана, результаты двумерных расчетов не приводят к выбросу вещества ударной волной. Полученные в наших расчетах величины выброшенной массы и энергии столь незначительны, что ошибки в законе сохранения полной энергии, связанные с неконсервативностью схемы при введении в нее гравитационной силы, оказываются существенно большими ($\sim 1\%$). Вследствие этого реальность цифр полученного выброса и само его существование не может считаться достоверным. На рис.6 представлено изменение различных видов энергии в зависимости от времени. На конечном этапе расчетов сколлапсировавшее ядро вращается дифференциально. Центральная его часть, радиус которой ~ 10 км, вращается почти твердотельно с периодом вращения 0.00152 с. При удалении от центра звезды угловая скорость быстро убывает. Частицы вещества, находящиеся на внешней границе,

вблизи экваториальной плоскости вращаются с периодом 0.31 с. Распределение периода вращения и угловой скорости в экваториальной плоскости приведено на рис.7. Как видно из этого рисунка, ядро после коллапса вращается сильно дифференциально. Зависимость угловой скорости от радиальной координаты $\omega(r)$, полученная в наших расчетах, довольно близка к результатам, полученным ранее в работе [32].

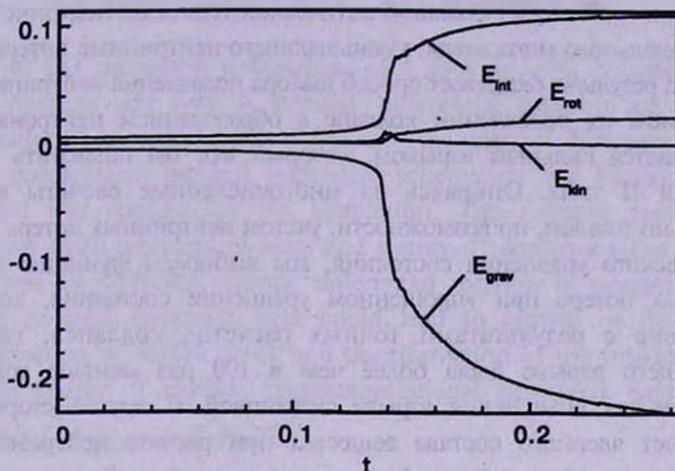


Рис.6. Изменение различных видов энергии (в безразмерном виде) при коллапсе в зависимости от времени. Здесь: E_{grav} - гравитационная энергия, E_{kin} - кинетическая полоидальная энергия, E_{rot} - вращательная энергия, E_{int} - внутренняя энергия.

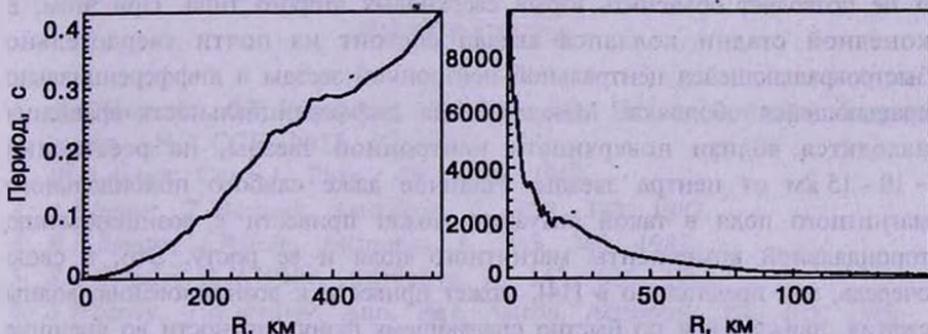


Рис.7. Зависимость периода вращения (слева) в секундах и угловой скорости (справа) в с^{-1} от координаты r , в экваториальной плоскости ($z=0$).

Расчеты задачи о коллапсе ядра с учетом релятивистских эффектов были выполнены недавно в работе [33]. Учет релятивистских эффектов приводит к большему сжатию и еще большей дифференциальности вращения в результате коллапса, чем в случае ньютоновского гравитационного потенциала.

7. Заключение. В статье приведены результаты численного моделирования задачи о коллапсе железного ядра вращающейся массивной

звезды. Показано, что как и в ряде других работ, в результате гравитационного коллапса происходит возникновение ударной волны отскока, возникает также всплеск нейтринного излучения.

В расчетах коллапса с образованием нейтронной звезды очень важны роль уравнения состояния и учет нейтринных потерь. На первых этапах расчетов был сделан приближенный учет температурных эффектов в уравнении состояния, и грубый учет большой оптической толщи по нейтринно введенным экспоненциальным множителям, уменьшающим нейтринные потери. Большое влияние на результат оказывает способ выбора подавления нейтринных потерь. При сильном их подавлении коллапс с образованием нейтронной звезды сопровождается сильным взрывом, который мог бы объяснить энергетику сверхновой II типа. Опираясь на многочисленные расчеты коллапса с максимально точным, по возможности, учетом нейтринных потерь и наиболее реалистического уравнения состояния, мы выбираем функцию подавления нейтринных потерь при упрощенном уравнении состояния, которая дает соответствие с результатами точных расчетов коллапса, где энергия последующего взрыва была более чем в 100 раз меньше той, которая необходима для объяснения взрыва сверхновой. С другой стороны, более точный учет ядерного состава вещества при расчете нейтринных потерь приводит к примерно той же функции подавления нейтринных потерь.

На развитой стадии коллапса ударная волна выходит на границу железного ядра, но уносимое ею количество массы и энергии незначительно и не позволяет объяснить взрыв сверхновых второго типа. При этом, в конечной стадии коллапса звезда состоит из почти твердотельно быстровращающейся центральной нейтронной звезды и дифференциально вращающейся оболочки. Максимальная дифференциальность вращения находится вблизи поверхности нейтронной звезды, на расстоянии ~ 10 - 15 км от центра звезды. Наличие даже слабого полоидального магнитного поля в такой ситуации может привести к возникновению тороидальной компоненты магнитного поля и ее росту. Это, в свою очередь, как предложено в [14], может привести к возникновению волны сжатия, движущейся по быстро спадающему фону плотности во внешние слои оболочки звезды. Такая волна сжатия быстро увеличивает свою скорость и превращается в ударную МГД волну, выход которой наружу и приводит к магнитоторационному взрыву сверхновой.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантом РФФИ 02-02-16900, программой РАН "Нестационарные астрономические объекты", грантом ИНТАС 00491.

¹ Факультет ВМиК МГУ, Россия

² Институт космических исследований РАН,

Россия, e-mail: gkogan@mx.iki.rssi.ru, moiseenko@mx.iki.rssi.ru

2D SIMULATION OF DYNAMICS OF THE COLLAPSE OF THE ROTATING CORE AND NEUTRON STAR FORMATION ON ADAPTIVE TRIANGULAR GRID IN LAGRANGIAN COORDINATES

N.V.ARDELJAN¹, G.S.BISNOVATYI-KOGAN²,
K.V.KOSMACHEVSKII¹, S.G.MOISEENKO²

Results of 2D numerical simulations of a rotating core collapse and formation of neutron star with a strongly differential rotation are presented. Specially developed numerical method, based on the operator-difference lagrangian completely conservative implicit numerical scheme on the triangular reconstructing grid was applied for the simulation. The collapse results in the ejection of the small amounts of mass and energy. It does not allow to explain supernova type II explosion. Strong differential rotation in presence of even weak initial poloidal magnetic field could lead to growth of the magnetic pressure, formation of MHD shock and transformation of the rotational energy to the radial energy of ejection (magnetorotational supernova explosion).

Key words: *stars:neutron:theory*

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Н.Иванова, В.С.Имшенник, Д.К.Надежин, Научн. информ. Астрон. совета АН СССР, №13, с.3, 1969.
2. W.D.Arnett, Can. J. Phys., 45, 1621, 1967.
3. A.Barrows, T.Mazurek, Astrophys. J., 259, 330, 1982.
4. R.L.Bowers, J.Wilson, Astrophys. J., 263, 366, 1982.
5. S.A.Colgate, R.H.White, Astrophys. J., 143, 626, 1966.
6. S.Woosley, T.A.Weaver, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 24, 205, 1986.
7. A.Barrows, J.Hayes, J.Fryxell, Astrophys. J., 450, 830, 1995.
8. H.-Th.Janka, E.Müller, Astron. Astrophys., 290, 496, 1994.
9. H.-Th.Janka, E.Müller, Astrophys. J., 448, L109, 1995.
10. M.Herant, W.Benz, W.R.Fix et al., Astrophys. J., 435, 339, 1994.
11. D.S.Miller, J.R.Wilson, R.W.Mayle, Astrophys. J., 415, 278, 1993.
12. C.L.Fryer, M.S.Warren, Astrophys. J., 574, L174, 2002.
13. R.Buras, M.Rampp, H.-Th.Janka, K.Kifonidis, Phys. Rev. Lett., 90, №24, p.241101, 2003.
14. Г.С.Бисноватый-Коган, Астрон. ж., 47, 813, 1970.
15. Н.В.Арделян, Г.С.Бисноватый-Коган, Ю.П.Попов, Астрон. ж., 56, 1244, 1979.

16. *G.S.Bisnovatyι-Kogan, Yu.P.Popov, A.A.Samokhin*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **41**, 321, 1976.
17. *Н.В.Арделян, К.В.Космачевский*, Неявный свободно-лагранжевый метод для расчета двумерных магнитогазодинамических течений, в кн.: "Математическое моделирование". М., МГУ, 1993. с.25.
18. *Н.В.Арделян, К.В.Космачевский, С.В.Черниговский*, Вопросы построения и исследования полностью консервативных разностных схем магнитной газовой динамики, М., МГУ, 1987, с.111.
19. *Н.В.Арделян, Г.С.Бисноватый-Коган, Ю.П.Попов, С.В.Черниговский*, *Астрон. ж.*, **64**, 495, 1987.
20. *Н.В.Арделян, Г.С.Бисноватый-Коган, Ю.П.Попов, С.В.Черниговский*, *Астрон. ж.*, **64**, 761, 1987.
21. *N.V.Ardeljan, G.S.Bisnovatyι-Kogan, K.V.Kosmachevskii, S.G.Moiseenko*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **115**, 573, 1996.
22. *N.V.Ardeljan, G.S.Bisnovatyι-Kogan, S.G.Moiseenko*, *Astron. Astrophys.*, **355**, 1181, 2000.
23. *Н.В.Арделян, А.С.Камруков, Н.П.Козлов и др.*, *ДАН СССР*, **292**, 78, 1987.
24. *H.-Th.Janka*, *Astron. Astrophys.*, **256**, 453, 1992.
25. *A.Barrows, T.A.Thompson*, astro-ph/0210212.
26. *G.Baum, C.Pethick, P.Sutherland*, *Astrophys. J.*, **170**, 197, 1971.
27. *R.Malone, M.B.Johnson, H.A.Bethe*, *Astrophys. J.*, **199**, 741, 1975.
28. *P.Schindler, D.N.Schramm, P.J.Wiita et al.*, *Astrophys. J.*, **313**, 531, 1987.
29. *О.Зенкевич, К.Морган*, Конечные элементы и аппроксимации. Мир, М., 1986, с.318.
30. *А.А.Самарский, Ю.П.Попов*, Разностные методы решения задач газовой динамики. Наука, М., 1992, с.423.
31. *H.-Th.Janka, T.Plewa*, astro-ph/0212314.
32. *H.-Th.Janka, R.Mönchmeyer*, *Astron. Astrophys.*, **226**, 69, 1989.
33. *H.Dimmelmeier, J.A.Font, E.Müller*, *Astron. Astrophys.*, **393**, 523, 2002.

УДК: 524.354.6

НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ С КВАРКОВЫМ ЯДРОМ. II. ОСНОВНЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Г.Б.АЛАВЕРДЯН, А.Р.АРУТЮНЯН, Ю.Л.ВАРТАНЯН

Поступила 27 июня 2003

Принята к печати 3 ноября 2003

На основе широкого набора рассчитанных реалистических уравнений состояния сверхплотного вещества с кварковым фазовым переходом построены серии моделей нейтронных звезд со странным кварковым ядром. Получены интегральные параметры звездных конфигураций - гравитационная масса, масса покоя, радиус, релятивистский момент инерции и красное смещение с поверхности звезды, а также масса и радиус кваркового ядра в допустимом диапазоне значений центрального давления. Приведены также параметры некоторых характерных конфигураций рассчитанных серий и проведено их подробное исследование. Для некоторых моделей уравнения состояния обнаружена возможность существования новой дополнительной области устойчивости нейтронных звезд со странным кварковым ядром.

1. *Введение.* Свойства нейтронных звезд находятся в функциональной зависимости от вида уравнения состояния (УС) вещества в чрезвычайно широкой области плотностей от 7.86 г/см^3 до порядка 10^{15} г/см^3 . При сверхядерных плотностях определенную роль могут играть кварковые степени свободы. В уже опубликованной части настоящей работы [1] был построен широкий набор реалистических УС сверхплотного вещества, приводящих к фазовому переходу первого рода из состояния, в котором кварки заключены внутри барионов, в состояние сплошной кварк-электронной плазмы.

В данной работе для рассмотренных в [1] УС вычислены серии моделей слоистых нейтронных звезд со странным кварковым ядром.

2. *Основные характеристики нейтронных звезд с кварковым ядром.* Основные параметры сферически-симметричных статических сверхплотных звезд определяются численным интегрированием системы релятивистских уравнений звездного равновесия [2,3], дополненных уравнениями для релятивистского момента инерции [4]. В зависимости от центрального давления P_c рассчитаны значения звездного радиуса R ($P(R)=0$), полной массы M ($M = 4\pi \int_0^R \rho r^2 dr$), массы покоя M_0 ($M_0 = 4\pi m_0 \int_0^R r^2 n \exp(\lambda/2) dr$), собственной массы M_p ,

($M_p = 4\pi \int_0^R r^2 \rho \exp(\lambda/2) dr$), релятивистского момента инерции I и красного смещения с поверхности звезды Z_s ($Z_s = (1 - 2GM/Rc^2)^{-1/2} - 1$). Здесь ρ - полная плотность энергии ($\rho = m_0 n(1 + \epsilon/m_0)$), $m_0 = M(^{56}\text{Fe})/56$, n - концентрация барионов, ϵ - средняя энергия, приходящаяся на барион, $\exp(\lambda)$ - радиальная компонента метрического тензора. В таблицах приведены также значения радиуса R_{core} и массы кваркового

ядра $M_{\text{core}} = 4\pi \int_0^{R_{\text{core}}} \rho r^2 dr$, а также радиуса R_{Aen} и накопленной массы

$M_{\text{Aen}} = 4\pi \int_0^{R_{\text{Aen}}} \rho r^2 dr$, соответствующих исчезновению вырожденных нейтронов - $\rho(R_{\text{Aen}}) = \rho_{\text{drip}} = 4.3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$.

Результаты расчета сгруппированы по вариантам УС барионной компоненты, описываемым цифрой в обозначениях УС на рисунках и в таблицах (1 соответствует "HEA", 2 - "Вопп", 3 - "BJ-V", см. [1]). Кварковым компонентам соответствуют буквенные обозначения табл.1 работы [1]. Отметим, что зависимость средней энергии на барион ϵ от сжимаемости $1/n$ в случае барионной компоненты имеет монотонный характер, и для одного и того же $1/n$ энергия оказывается наибольшей для варианта 3 (жесткое УС) и наименьшей для варианта 1 (мягкое УС). Вариант 2 близок к 1 и находится между ними (УС средней жесткости). Для кварковой же компоненты эта зависимость имеет минимум, и самым мягким вариантом, имеющим наименьшее значение ϵ_{min} , является вариант a ; затем следуют b , c , ..., самые же жесткие варианты - варианты g , h с наибольшими значениями ϵ_{min} .

Известно [5,6], что значениями релятивистского параметра скачка плотности $\lambda = \rho_Q / (\rho_N + P_0/c^2)$ (ρ_N и ρ_Q - плотности энергии нуклонной и кварковой фаз соответственно, P_0 - давление перехода) определяется

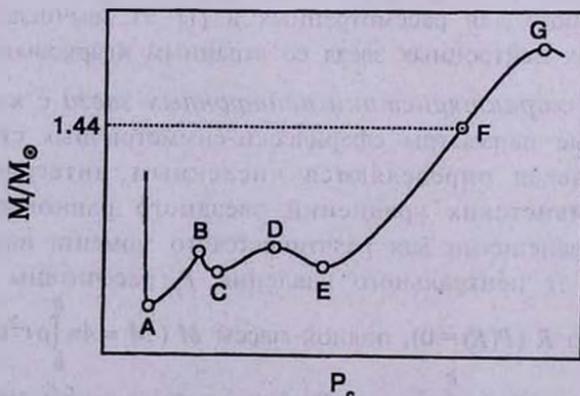


Рис.1. Схематическое изображение характерных конфигураций, параметры которых протабулированы в настоящей работе.

ход кривой зависимости массы звезды от центрального давления - $M(P_c)$. Так, при $\lambda < 3/2$ началу образования ядра кварковой фазы в центре звезды соответствует излом на кривой $M(P_c)$ без изменения знака производной. В случае же $\lambda > 3/2$ излом характеризуется локальным зубцеобразным максимумом на восходящей ветви $M(P_c)$, т.е. у порога образования ядра кварковой фазы появляется нисходящая ветвь, все конфигурации которой нестабильны (так называемая нестабильность конфигураций с ядрами малых масс).

Результаты расчетов для одиннадцати УС разбиты на две группы в соответствии с вышеуказанными двумя альтернативами для значений параметра λ . В табл.1 для семи УС, которым соответствует $\lambda < 3/2$, приведены значения основных интегральных параметров для четырех характерных конфигураций А, В, F, G (см. рис.1). Сверху указан вариант УС, значения давления фазового перехода P_0 , плотности энергии нуклонной фазы ρ_N и кварковой фазы ρ_Q на границе раздела фаз, а также значение параметра скачка плотности λ . Самое мягкое кварковое УС (вариант а) не дает такого перехода ни для одного из рассмотренных нуклонных УС. Для всех семи вариантов фазовый переход происходит при относительно высоких давлениях. Так, наименьшее из них - давление перехода для УС 3d (переход от жесткого нуклонного УС к кварковому УС d), - равно 5.29 МэВ/фм^3 , и наибольшее для 2f- $P_0 = 20.27 \text{ МэВ/фм}^3$. Для всех семи вариантов плотность нуклонной фазы ρ_N выше ядерной.

Конфигурации А относятся к точке потери устойчивости на кривой зависимости массы от центрального давления $M(P_c)$ в области малых масс. Эти конфигурации не имеют кваркового ядра. Большая часть их массы представляет собой "Ае" вещество, т.е. состоит из вырожденных электронов и нейтронов, а также нейтроноизбыточных атомных ядер. Радиус этой области порядка 10-11 км. Лишь 5% массы находится в "Ае" состоянии, т.е. имеет такой же состав, как вещество белых карликов. Однако радиус таких конфигураций, который изменяется от 200 до 250 км, в основном определяется "Ае" веществом. Коэффициент гравитационной упаковки $\alpha = (M_0 - M)/M$ у этих конфигураций оказывается в интервале $(3 + 6) \cdot 10^{-3}$, т.е. того же порядка, что у белых карликов.

Конфигурации В относятся к моделям нейтронных звезд, у которых давление в центре соответствует порогу образования кваркового ядра. Все параметры таких моделей также определяются соответствующим нуклонным УС. Их массы изменяются в пределах $(0.29 + 0.93)M_\odot$, а радиусы - $(12.1 + 13.5)$ км, причем они почти целиком состоят из "Ае" вещества. Для этих моделей значения коэффициента гравитационной упаковки α изменяются в пределах $(1.8 + 7.5) \cdot 10^{-2}$, а гравитационного красного смещения с поверхности Z_s - $(3.3 + 13) \cdot 10^{-2}$.

ОСНОВНЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ
ХАРАКТЕРНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ ДЛЯ УС СО СКАЧКОМ
ПЛОТНОСТИ С $\lambda < 3/2$

| | P_c МэВ/фм ³ | ρ_c 10 ¹⁴ г/см ³ | $R_{снв}$ км | $M_{снв}$ M _⊙ | $R_{ан}$ км | $m_{ан}$ M _⊙ | R км | M M _⊙ | M ₀ M _⊙ | I M _⊙ км ² | ζ |
|--|------------------------------|--|-----------------|-----------------------------|----------------|----------------------------|---------|---------------------|----------------------------------|-------------------------------------|---------------------|
| УС 1b $P_0 = 5.979$ МэВ/фм ³ $\rho_N = 3.488 \cdot 10^{14}$ г/см ³ $\rho_Q = 4.859 \cdot 10^{14}$ г/см ³ $\lambda = 1.352$ | | | | | | | | | | | |
| A | 0.741 | 2.050 | 0 | 0 | 11.353 | 0.0762 | 245.007 | 0.0806 | 0.0811 | 9.439 | $4.9 \cdot 10^{-2}$ |
| B | 5.979 | 4.859 | 0 | 0 | 9.912 | 0.3183 | 12.221 | 0.3184 | 0.3273 | 8.776 | $4.1 \cdot 10^{-2}$ |
| F | 77.531 | 9.066 | 9.751 | 1.2091 | 11.345 | 1.4411 | 11.732 | 1.4411 | 1.6245 | 74.628 | $2.5 \cdot 10^{-1}$ |
| G | 321.975 | 22.801 | 9.775 | 1.7072 | 10.667 | 1.8315 | 10.876 | 1.8315 | 2.1431 | 90.304 | $4.1 \cdot 10^{-1}$ |
| УС 2b $P_0 = 5.674$ МэВ/фм ³ $\rho_N = 3.523 \cdot 10^{14}$ г/см ³ $\rho_Q = 4.840 \cdot 10^{14}$ г/см ³ $\lambda = 1.336$ | | | | | | | | | | | |
| A | 0.741 | 2.014 | 0 | 0 | 11.265 | 0.0754 | 259.075 | 0.0798 | 0.0803 | 10.351 | $4.5 \cdot 10^{-2}$ |
| B | 5.674 | 4.840 | 0 | 0 | 9.933 | 0.3047 | 12.396 | 0.3048 | 0.3129 | 8.317 | $3.8 \cdot 10^{-2}$ |
| F | 77.531 | 9.066 | 9.786 | 1.2193 | 11.339 | 1.4400 | 11.726 | 1.4400 | 1.6230 | 74.466 | $2.5 \cdot 10^{-1}$ |
| G | 322.568 | 22.833 | 9.793 | 1.7130 | 10.662 | 1.8311 | 10.871 | 1.8311 | 2.1425 | 90.213 | $4.1 \cdot 10^{-1}$ |
| УС 2c $P_0 = 14.109$ МэВ/фм ³ $\rho_N = 4.132 \cdot 10^{14}$ г/см ³ $\rho_Q = 5.263 \cdot 10^{14}$ г/см ³ $\lambda = 1.201$ | | | | | | | | | | | |
| A | 0.7407 | 2.014 | 0 | 0 | 11.265 | 0.0754 | 259.075 | 0.0798 | 0.0803 | 10.351 | $4.5 \cdot 10^{-2}$ |
| B | 14.109 | 4.132 | 0 | 0 | 11.130 | 0.6864 | 12.216 | 0.6864 | 0.7252 | 28.894 | $9.5 \cdot 10^{-2}$ |
| F | 67.284 | 8.308 | 8.723 | 0.8788 | 11.838 | 1.4400 | 12.272 | 1.4400 | 1.6119 | 79.270 | $2.4 \cdot 10^{-1}$ |
| G | 170.518 | 14.067 | 9.611 | 1.4377 | 11.577 | 1.8200 | 11.847 | 1.8200 | 2.1075 | 103.11 | $3.5 \cdot 10^{-1}$ |
| УС 3c $P_0 = 6.015$ МэВ/фм ³ $\rho_N = 4.081 \cdot 10^{14}$ г/см ³ $\rho_Q = 4.790 \cdot 10^{14}$ г/см ³ $\lambda = 1.144$ | | | | | | | | | | | |
| A | 0.494 | 1.505 | 0 | 0 | 12.866 | 0.0877 | 197.845 | 0.0931 | 0.0934 | 9.379 | $6.9 \cdot 10^{-2}$ |
| B | 6.015 | 4.790 | 0 | 0 | 10.457 | 0.3070 | 13.211 | 0.3072 | 0.3133 | 8.676 | $3.6 \cdot 10^{-2}$ |
| F | 73.086 | 8.635 | 9.818 | 1.2003 | 11.537 | 1.4418 | 11.941 | 1.4419 | 1.6106 | 76.082 | $2.5 \cdot 10^{-1}$ |
| G | 170.518 | 14.067 | 10.225 | 1.6287 | 11.383 | 1.7989 | 11.646 | 1.7989 | 2.0760 | 99.515 | $3.5 \cdot 10^{-1}$ |
| УС 2d $P_0 = 11.220$ МэВ/фм ³ $\rho_N = 3.970 \cdot 10^{14}$ г/см ³ $\rho_Q = 5.463 \cdot 10^{14}$ г/см ³ $\lambda = 1.310$ | | | | | | | | | | | |
| A | 0.741 | 2.008 | 0 | 0 | 11.264 | 0.0798 | 257.430 | 0.0798 | 0.0803 | 10.211 | $4.6 \cdot 10^{-2}$ |
| B | 11.220 | 3.970 | 0 | 0 | 10.759 | 0.5612 | 12.072 | 0.5612 | 0.5875 | 21.040 | $7.7 \cdot 10^{-2}$ |
| F | 82.864 | 9.566 | 9.004 | 1.0443 | 11.390 | 1.4400 | 11.782 | 1.4400 | 1.6181 | 73.480 | $2.5 \cdot 10^{-1}$ |
| G | 335.802 | 23.586 | 9.281 | 1.5942 | 10.599 | 1.8059 | 10.810 | 1.8059 | 2.1029 | 86.368 | $4.0 \cdot 10^{-1}$ |
| УС 3d $P_0 = 5.291$ МэВ/фм ³ $\rho_N = 3.870 \cdot 10^{14}$ г/см ³ $\rho_Q = 5.117 \cdot 10^{14}$ г/см ³ $\lambda = 1.291$ | | | | | | | | | | | |
| A | 0.494 | 1.505 | 0 | 0 | 12.866 | 0.0877 | 197.845 | 0.0931 | 0.0934 | 9.379 | $6.9 \cdot 10^{-2}$ |
| B | 5.291 | 5.117 | 0 | 0 | 10.474 | 0.2850 | 13.542 | 0.2852 | 0.2903 | 7.937 | $3.3 \cdot 10^{-2}$ |
| F | 87.7037 | 9.83888 | 9.667 | 1.2542 | 11.143 | 1.4402 | 11.512 | 1.4402 | 1.6158 | 71.301 | $2.6 \cdot 10^{-1}$ |
| G | 345.679 | 24.127 | 9.592 | 1.6946 | 10.440 | 1.7960 | 10.644 | 1.7960 | 2.0873 | 84.363 | $4.1 \cdot 10^{-1}$ |
| УС 2f $P_0 = 20.272$ МэВ/фм ³ $\rho_N = 4.485 \cdot 10^{14}$ г/см ³ $\rho_Q = 6.103 \cdot 10^{14}$ г/см ³ $\lambda = 1.259$ | | | | | | | | | | | |
| A | 0.741 | 2.014 | 0 | 0 | 11.265 | 0.0754 | 259.075 | 0.0798 | 0.0803 | 10.351 | $4.5 \cdot 10^{-2}$ |
| B | 20.272 | 6.103 | 0 | 0 | 11.75 | 0.9255 | 12.571 | 0.9256 | 0.9947 | 46.547 | $1.3 \cdot 10^{-1}$ |
| F | 76.889 | 9.407 | 7.854 | 0.7372 | 11.759 | 1.4400 | 12.185 | 1.4401 | 1.6101 | 77.138 | $2.4 \cdot 10^{-1}$ |
| G | 148.148 | 13.465 | 8.708 | 1.1548 | 11.471 | 1.6871 | 11.775 | 1.6871 | 1.9289 | 90.158 | $3.2 \cdot 10^{-1}$ |

Во всех семи вариантах УС для наиболее точно определенной из наблюдений массы нейтронной звезды $M = 1.44 M_{\odot}$ [7] приведены результаты расчета остальных параметров (конфигурации F). Для этих моделей значение коэффициента гравитационной упаковки α доходит до 0.1, отношение массы кваркового ядра ко всей массе звезды $M_{\text{кв}}/M$ изменяется в пределах (0.51+0.87), а отношение радиуса кваркового ядра к радиусу звезды $R_{\text{кв}}/R$ - в пределах (0.64+0.84); гравитационное красное смещение с поверхности Z_s - (0.24+0.26).

Таблица 2

ОСНОВНЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ
ХАРАКТЕРНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ ДЛЯ УС СО СКАЧКОМ
ПЛОТНОСТИ С $\lambda > 3/2$

| | P_c МэВ/фм ³ | ρ_c 10 ¹⁴ г/см ³ | $R_{\text{кв}}$ км | $M_{\text{кв}}$ M_{\odot} | $R_{\text{кв}}$ км | $m_{\text{кв}}$ M_{\odot} | R км | M M_{\odot} | M_0 M_{\odot} | I M_{\odot} км ² | z |
|---|------------------------------|--|-----------------------|--------------------------------|-----------------------|--------------------------------|-----------|--------------------|----------------------|------------------------------------|---------------------|
| УС 1а $P_0 = 0.761$ МэВ/фм ³ $\rho_N = 2.078 \cdot 10^{14}$ г/см ³ $\rho_Q = 4.467 \cdot 10^{14}$ г/см ³ $\lambda = 2.135$ | | | | | | | | | | | |
| A | 0.741 | 2.060 | 0 | 0 | 11.355 | 0.0762 | 248.331 | 0.0806 | 0.0811 | 9.704 | $4.8 \cdot 10^{-4}$ |
| B | 0.761 | 4.467 | 0 | 0 | 11.294 | 0.0768 | 197.209 | 0.0807 | 0.0812 | 6.25 | $6.0 \cdot 10^{-4}$ |
| C | 1.086 | 4.487 | 1.355 | 0.0023 | 11.255 | 0.0734 | 515.512 | 0.0798 | 0.0803 | 58.496 | $2.3 \cdot 10^{-4}$ |
| D | 1.195 | 4.493 | 1.562 | 0.0036 | 11.169 | 0.0723 | 702.629 | 0.0799 | 0.0804 | 145.042 | $1.7 \cdot 10^{-4}$ |
| E | 1.975 | 4.539 | 2.582 | 0.0162 | 10.016 | 0.0700 | 131.065 | 0.0723 | 0.0727 | 2.37 | $8.1 \cdot 10^{-4}$ |
| F | 74.469 | 8.719 | 10.494 | 1.4079 | 11.414 | 1.4391 | 11.053 | 1.4392 | 1.6359 | 74.795 | $2.6 \cdot 10^{-4}$ |
| G | 296.296 | 21.054 | 10.332 | 1.8453 | 10.854 | 1.8626 | 10.653 | 1.8626 | 2.2039 | 95.491 | $4.2 \cdot 10^{-4}$ |
| УС 2а $P_0 = 0.758$ МэВ/фм ³ $\rho_N = 2.028 \cdot 10^{14}$ г/см ³ $\rho_Q = 4.466 \cdot 10^{14}$ г/см ³ $\lambda = 2.188$ | | | | | | | | | | | |
| A | 0.741 | 2.014 | 0 | 0 | 11.265 | 0.0754 | 259.075 | 0.0798 | 0.0803 | 10.351 | $4.5 \cdot 10^{-4}$ |
| B | 0.758 | 4.466 | 0 | 0 | 11.213 | 0.0760 | 207.209 | 0.0799 | 0.0804 | 6.652 | $5.7 \cdot 10^{-4}$ |
| C | 0.938 | 4.478 | 1.012 | 0.0030 | 11.246 | 0.0740 | 386.021 | 0.0795 | 0.0800 | 26.41 | $3.0 \cdot 10^{-4}$ |
| D | 1.294 | 4.498 | 1.734 | 0.0049 | 10.995 | 0.0705 | 1304.496 | 0.0820 | 0.0825 | 1062.998 | $9.3 \cdot 10^{-5}$ |
| E | 1.975 | 4.539 | 2.586 | 0.0163 | 9.948 | 0.0694 | 133.876 | 0.0717 | 0.0721 | 2.376 | $7.9 \cdot 10^{-4}$ |
| F | 74.568 | 8.724 | 10.496 | 1.4089 | 11.05 | 1.4399 | 11.411 | 1.4400 | 1.6369 | 74.853 | $2.6 \cdot 10^{-4}$ |
| G | 320.988 | 22.410 | 10.264 | 1.8470 | 10.575 | 1.8635 | 10.772 | 1.8635 | 2.2052 | 94.121 | $4.3 \cdot 10^{-4}$ |
| УС 3а $P_0 = 0.199$ МэВ/фм ³ $\rho_N = 0.864 \cdot 10^{14}$ г/см ³ $\rho_Q = 4.433 \cdot 10^{14}$ г/см ³ $\lambda = 5.112$ | | | | | | | | | | | |
| A | 0.035 | 0.277 | 0 | 0 | 18.168 | 0.0523 | 893.565 | 0.6101 | 0.6157 | $2.449 \cdot 10^4$ | $1.0 \cdot 10^{-3}$ |
| B | 0.199 | 4.433 | 0 | 0 | 14.583 | 0.0723 | 2214.655 | 0.6386 | 0.6444 | $2.363 \cdot 10^4$ | $4.3 \cdot 10^{-4}$ |
| C | 0.395 | 4.445 | 1.066 | 0.0011 | 14.897 | 0.0665 | 1708.299 | 0.6360 | 0.6418 | $1.210 \cdot 10^5$ | $5.5 \cdot 10^{-4}$ |
| D | 2.123 | 4.547 | 3.253 | 0.0324 | 8.286 | 0.0459 | 2696.469 | 0.8200 | 0.8277 | $6.315 \cdot 10^4$ | $4.5 \cdot 10^{-4}$ |
| E | 2.395 | 4.563 | 3.461 | 0.0390 | 7.755 | 0.0514 | 361.656 | 0.0534 | 0.0535 | 9.204 | $2.2 \cdot 10^{-4}$ |
| F | 74.568 | 8.724 | 10.567 | 1.4309 | 10.935 | 1.4390 | 11.286 | 1.4390 | 1.6356 | 74.715 | $2.7 \cdot 10^{-4}$ |
| G | 316.049 | 22.139 | 10.318 | 1.9000 | 10.527 | 1.8632 | 10.72 | 1.8632 | 2.2047 | 94.352 | $4.3 \cdot 10^{-4}$ |
| УС 3б $P_0 = 0.796$ МэВ/фм ³ $\rho_N = 1.729 \cdot 10^{14}$ г/см ³ $\rho_Q = 4.543 \cdot 10^{14}$ г/см ³ $\lambda = 2.606$ | | | | | | | | | | | |
| A | 0.494 | 1.505 | 0 | 0 | 12.866 | 0.0877 | 197.845 | 0.0931 | 0.0934 | 9.379 | $6.9 \cdot 10^{-4}$ |
| B | 0.796 | 4.543 | 0 | 0 | 11.952 | 0.1025 | 48.493 | 0.1042 | 0.1047 | 3.173 | $3.2 \cdot 10^{-3}$ |
| C | 2.222 | 4.631 | 2.742 | 0.0198 | 10.751 | 0.0870 | 53.782 | 0.0885 | 0.0887 | 1.935 | $2.4 \cdot 10^{-3}$ |
| F | 79.506 | 9.180 | 10.386 | 1.4079 | 11.003 | 1.4393 | 11.360 | 1.4393 | 1.6209 | 73.282 | $2.6 \cdot 10^{-4}$ |
| G | 325.926 | 23.019 | 10.113 | 1.8093 | 10.467 | 1.8262 | 10.666 | 1.8262 | 2.1348 | 89.237 | $4.2 \cdot 10^{-4}$ |

Конфигурации G относятся к сверхплотным звездам с максимальной массой, у которых теряется устойчивость. Значения максимальной массы M_{\max} находятся в пределах $(1.69 + 1.83)M_{\odot}$, коэффициенту гравитационной упаковки α соответствуют значения $0.14 + 0.17$, отношению массы кваркового ядра к массе звезды $M_{\text{кв}}/M$ - значения $0.68 + 0.94$, а отношению радиусов $R_{\text{кв}}/R$ - $0.74 + 0.9$. Гравитационное красное смещение с поверхности таких моделей Z_s принимает значения $(0.32 + 0.41)$.

В табл.2 для четырех УС 1а, 2а, 3а и 3б с $\lambda > 3/2$ приведены интегральные параметры характерных конфигураций. Такой фазовый переход получается для всех нуклонных УС в случае самого мягкого кваркового УС (вариант а), для которого средняя энергия на барион в точке минимума наименьшая: $\varepsilon_{\min} = 10.44$ МэВ [1]. Для второго по мягкости кваркового УС б с $\varepsilon_{\min} = 20.71$ МэВ такой переход осуществляется только в случае жесткого нуклонного УС 3. Для всех четырех УС давление фазового перехода намного ниже, чем в рассмотренных выше случаях с $\lambda < 3/2$. Плотность нуклонной фазы в точке перехода ниже ядерной. В этом отношении особо выделяется вариант 3а, для которого значения давления перехода и плотность нуклонной фазы наименьшие и соответственно равны: $P_0 = 0.199$ МэВ/фм³, $\rho_N = 0.861 \cdot 10^{14}$ г/см³. Значение параметра λ у этого УС наибольшее: $\lambda = 5.112$.

Как уже было отмечено, в случае $\lambda > 3/2$ на восходящей ветви кривой $M(P)$ у точки фазового перехода образуется зубцеобразный излом. В отличие от [8], в наших моделях этот переход в случае УС 1а, 2а и 3б происходит в области малых масс. И только при УС 3б, у которого наибольшее из четырех УС с $\lambda > 3/2$ давление перехода, имеется лишь характерный зубцеобразный излом. В случае же УС 1а и 2а после этого излома возникает также небольшой дополнительный максимум. Такие модели, соответствующие УС 2а, впервые были рассмотрены в [9,10]. Эти модели интересны тем, что наличие второго локального максимума обеспечивает возможность существования новой ветви устойчивых равновесных конфигураций - нейтронных звезд со странным кварковым ядром, радиус которых превосходит 1000 км.

В этом отношении особый интерес представляет УС 3а. Так, если при УС 1а и 2а фазовый переход с дополнительным максимумом массы находится в области малых масс, то для модели УС 3а фазовый переход перемещается в область белых карликов средних масс ($M \sim 0.6 M_{\odot}$), находящихся за пределом Чандрасекара. Отметим, что нуклонное УС 3, в основе которого в отмеченной области изменения плотности лежат данные работы [11], дает небольшой максимум за пределом Чандрасекара и в том случае, когда переход к кварковой фазе не рассматривается (сплошная кривая на рис.2с). Это хорошо видно и из рис.1 работы [11].

К сожалению, в этой работе нет табличных данных, относящихся к этой области. Поэтому мы детально исследовали эту область и без перехода к кварковой фазе. Результаты приведены в табл.3. Для кривой зависимости массы от центральной плотности $M(\rho_c)$ характерным является условие $dM/d\rho_c < 0$ за пределом Чандрасекара, что соответствует неустойчивым белым карликам. Этот знак производной не меняется и

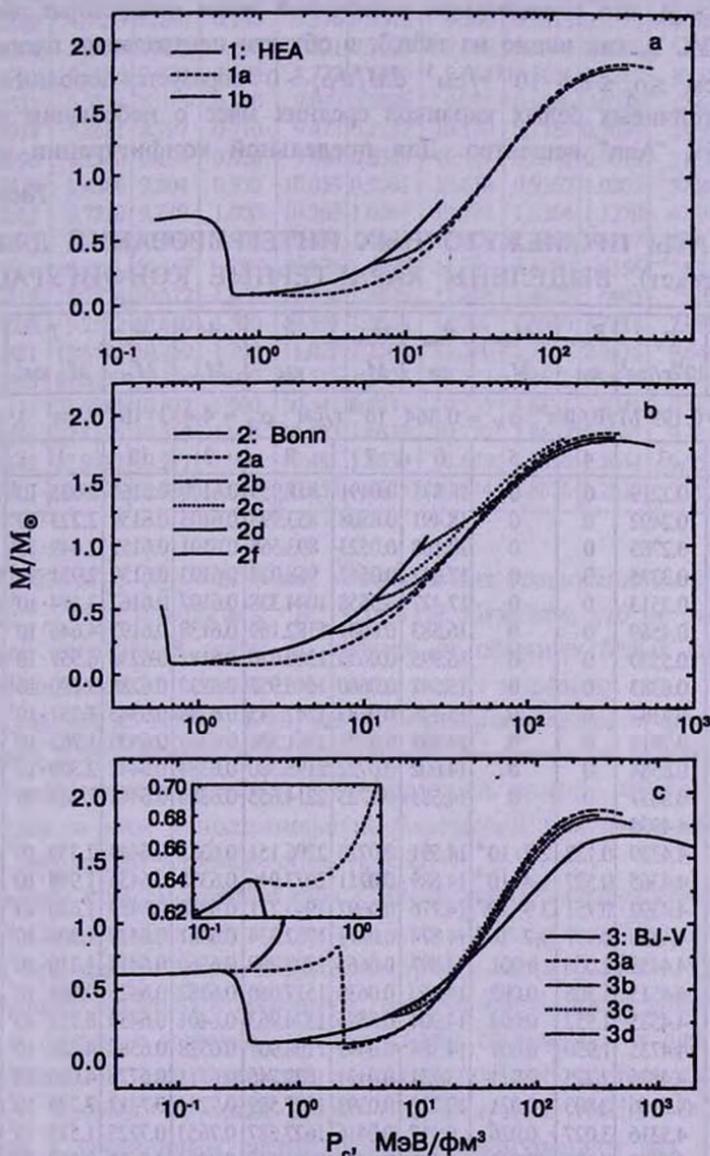


Рис.2. Зависимости гравитационной массы M от центрального давления P_c для наборов УС с вариантами "HEA" (2a), "Бонн" (2b) и "BJ-V" (2c). Сплошные кривые соответствуют моделям нейтронных звезд без кваркового ядра с указанным вариантом нуклонного вещества. В укрупненном масштабе показана область фазового перехода в случае УС 3a.

Таблица 3 (окончание)

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 |
|---|----------|---------|--------|--------|--------|--------|---------|--------|--------|-------|---------------------|
| E | 2.395 | 4.563 | 3.461 | 0.039 | 7.755 | 0.0514 | 361.656 | 0.0534 | 0.0535 | 9.204 | $2.2 \cdot 10^{-4}$ |
| | 2.4691 | 4.5677 | 3.515 | 0.041 | 7.650 | 0.0530 | 122.953 | 0.0541 | 0.0543 | 0.918 | $6.5 \cdot 10^{-4}$ |
| | 3.4568 | 4.6267 | 4.149 | 0.068 | 6.972 | 0.0782 | 16.482 | 0.0784 | 0.0789 | 0.664 | 0.007 |
| | 5.9259 | 4.7720 | 5.308 | 0.140 | 7.055 | 0.1535 | 9.911 | 0.1536 | 0.1560 | 1.903 | 0.024 |
| | 7.4074 | 4.8591 | 5.834 | 0.190 | 7.310 | 0.2020 | 9.405 | 0.2021 | 0.2063 | 2.986 | 0.033 |
| | 8.8889 | 4.9463 | 6.280 | 0.240 | 7.576 | 0.2512 | 9.266 | 0.2513 | 0.2579 | 4.280 | 0.043 |
| | 10.3704 | 5.0335 | 6.665 | 0.290 | 7.831 | 0.3003 | 9.268 | 0.3004 | 0.3098 | 5.756 | 0.052 |
| | 16.7901 | 5.4085 | 7.877 | 0.490 | 8.732 | 0.5030 | 9.665 | 0.5031 | 0.5287 | 13.57 | 0.087 |
| | 19.7531 | 5.5811 | 8.275 | 0.580 | 9.049 | 0.5886 | 9.871 | 0.5886 | 0.6232 | 17.61 | 0.10 |
| | 24.6914 | 5.8681 | 8.797 | 0.710 | 9.473 | 0.7187 | 10.170 | 0.7188 | 0.7694 | 24.52 | 0.12 |
| | 29.6296 | 6.1543 | 9.194 | 0.820 | 9.803 | 0.8341 | 10.417 | 0.8341 | 0.9015 | 31.34 | 0.14 |
| | 34.5679 | 6.4386 | 9.504 | 0.930 | 10.059 | 0.9361 | 10.614 | 0.9362 | 1.0203 | 37.86 | 0.16 |
| | 39.5062 | 6.7230 | 9.749 | 1.000 | 10.265 | 1.0264 | 10.774 | 1.0264 | 1.1270 | 43.97 | 0.18 |
| | 64.1975 | 8.1352 | 10.430 | 1.300 | 10.827 | 1.3483 | 11.208 | 1.3483 | 1.5207 | 67.73 | 0.24 |
| F | 74.568 | 8.724 | 10.567 | 1.4309 | 10.935 | 1.4390 | 11.286 | 1.4390 | 1.6356 | 74.71 | 0.27 |
| | 75.0617 | 8.7524 | 10.572 | 1.400 | 10.938 | 1.4429 | 11.288 | 1.4429 | 1.6405 | 75.01 | 0.27 |
| | 83.9506 | 9.2552 | 10.650 | 1.500 | 10.997 | 1.5060 | 11.327 | 1.5060 | 1.7218 | 7.983 | 0.28 |
| | 148.1481 | 12.8588 | 10.759 | 1.700 | 11.027 | 1.7508 | 11.280 | 1.7508 | 2.0475 | 9.641 | 0.36 |
| | 296.2963 | 21.0539 | 10.374 | 1.900 | 10.586 | 1.8623 | 10.783 | 1.8623 | 2.2034 | 9.544 | 0.43 |
| G | 311.1111 | 21.8674 | 10.332 | 1.900 | 10.541 | 1.8631 | 10.735 | 1.8631 | 2.2045 | 9.463 | 0.43 |
| | 316.0494 | 22.1386 | 10.318 | 1.900 | 10.527 | 1.8632 | 10.720 | 1.8632 | 2.2047 | 9.435 | 0.43 |
| | 330.8642 | 22.9512 | 10.277 | 1.900 | 10.482 | 1.8630 | 10.673 | 1.8630 | 2.2044 | 9.351 | 0.44 |
| | 340.7407 | 23.4927 | 10.250 | 1.900 | 10.454 | 1.8625 | 10.644 | 1.8626 | 2.2037 | 9.293 | 0.44 |

$M_{max} = 0.638 M_{\odot}$, $R_{max} = 2195$ км, коэффициент гравитационной упаковки $\alpha = 9 \cdot 10^{-3}$, $M_{Aen} = 0.072 M_{\odot}$, $R_{Aen} = 14.6$ км. Отметим, что на этой дополнительной устойчивой ветви, в отличие от обычных белых карликов и нейтронных звезд, с ростом плотности растет и радиус.

Как следует из табл.2, в случае образования кварковой фазы при УС За именно в эту область дополнительной устойчивости белых карликов средних масс перемещается и зубцеобразный излом - область АВ, - и следующий за ним дополнительный локальный максимум нейтронных звезд с кварковым ядром - область CD.

Перейдем к рассмотрению табл.2. Здесь, кроме четырех конфигураций А, В, F, G, имеющих тот же смысл, что и в случае табл.1, для УС 1а, 2а и 3а приведены также параметры трех конфигураций - С, D и Е, описывающих локальный максимум, возникающий после зубцеобразного излома у фазового перехода к кварковому состоянию, а для УС 3б - конфигурация С, описывающая минимум, образующийся после зубцеобразного излома, который также отсутствует в табл.1. Область АВ относится к устойчивым сверхплотным конфигурациям без кваркового ядра, а CD - к конфигурациям, имеющим малое кварковое ядро.

Конфигурации А, В, С, D весьма близки по массе, что может

вызвать сомнение в регулярности их данных. Поэтому для каждого УС более чем для ста промежуточных конфигураций были произведены интегрирования, результаты которых для массы и радиусов отдельно для этого участка приведены на рис.2с, 3а, 3б и 3с (в укрупненном масштабе).

На участке АВ, который соответствует стабильным нейтронным звездам малых масс без кваркового ядра ($dM/d\rho_c > 0$), для УС 1а, 2а

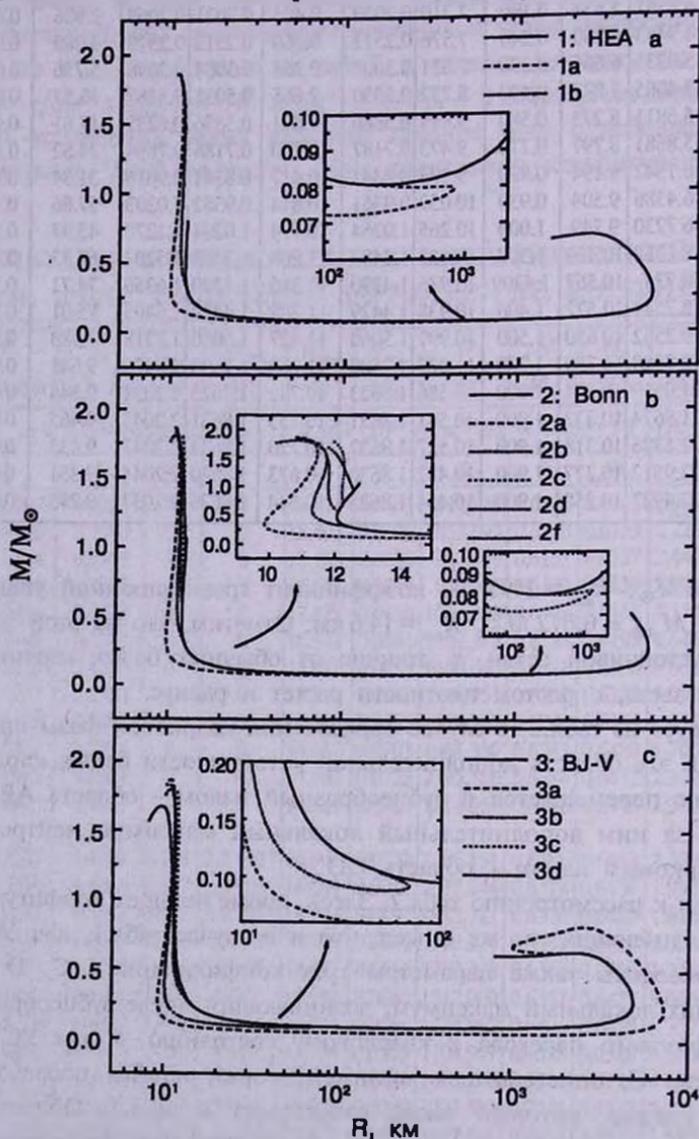


Рис.3. Зависимости массы M от радиуса R . В укрупненном масштабе показаны области дополнительного локального максимума массы нейтронных звезд со странным кварковым ядром (см. текст), а на рис.3б отдельно в верхнем левом углу приведена также область фазового перехода для всего набора УС.

и $3b$ радиус уменьшается с увеличением массы - как и должно быть для обычных устойчивых нейтронных звезд. Такое поведение не наблюдается только при УС $3a$, для которого на этой ветви с увеличением массы радиус также растет. В случае УС $3a$, в отличие от первых трех, отношения M_{lim}/M и R_{lim}/R для конфигурации В принимают значения 0.11 и $6.6 \cdot 10^{-3}$ соответственно, т.е. подавляющая часть вещества находится в "Ае" состоянии - так же, как в белых карликах.

Участок CD соответствует устойчивым нейтронным звездам с малым

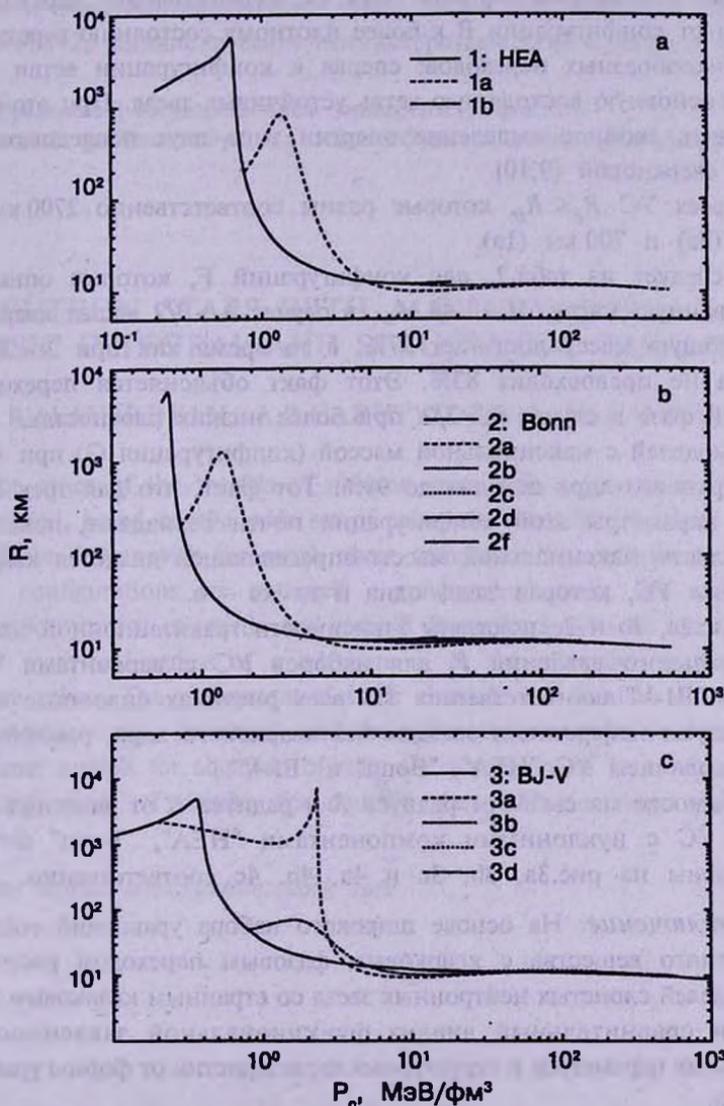


Рис.4. Зависимости радиуса R от центрального давления P_c (обозначения те же, что на рис.2, 3).

кварковым ядром, масса которого достигает нескольких процентов от массы всей звезды. На этой ветви для всех трех УС 1а, 2а и 3а, для которых такая область имеется, с ростом массы растет также радиус. Как и на АВ, коэффициент гравитационной упаковки α на участке CD имеет такие же значения, как для массивных белых карликов. Мы планируем в дальнейшем исследовать стабильность этих участков и стандартным вариационным методом Чандрасекара [12].

Если для УС 1а $M_p > M_D$, то для УС 2а и 3а - наоборот, $M_D > M_p$. Это делает возможным для этих двух УС осуществление перехода при аккреции от конфигурации В к более плотному состоянию в результате двух скачкообразных переходов: сперва к конфигурации ветви CD, а затем на основную восходящую ветвь устойчивых звезд. При этом будет происходить двойное выделение энергии типа двух последовательных взрывов сверхновой [9,10].

Для всех УС $R_p < R_D$, которые равны соответственно 2700 км (3а), 1300 км (2а) и 700 км (1а).

Как следует из табл.2, для конфигураций F, которые описывают фиксированную массу $M = 1.44 M_\odot$, в случае $\lambda > 3/2$ вклад кваркового ядра в общую массу достигает 97%, в то время как при $\lambda < 3/2$ эта величина не превосходит 83%. Этот факт объясняется переходом к кварковой фазе в случае $\lambda > 3/2$ при более низких плотностях.

Для моделей с максимальной массой (конфигурация G) при $\lambda > 3/2$ доля кваркового ядра доходит до 99%. Тот факт, что для трех УС 1а, 2а и 3а параметры этой конфигурации почти совпадают, показывает, что в области максимальной массы определяющей является кварковая компонента УС, которая здесь одна и та же - а.

На рис.2а, 2б и 2с показаны зависимости гравитационной массы M от центрального давления P_c для наборов УС с вариантами "HEA", "Boпп" и "BJ-V" соответственно. На всех рисунках сплошные кривые соответствуют нейтронным звездам без кваркового ядра, рассчитанным с использованием УС "HEA", "Boпп" и "BJ-V".

Зависимости массы M от радиуса R и радиуса R от давления P_c для наборов УС с нуклонными компонентами "HEA", "Boпп" и "BJ-V" представлены на рис.3а, 3б, 3с и 4а, 4б, 4с соответственно.

3. Заключение. На основе широкого набора уравнений состояния сверхплотного вещества с кварковым фазовым переходом рассчитаны серии моделей слоистых нейтронных звезд со странным кварковым ядром. Проведен сравнительный анализ функциональной зависимости их интегральных параметров и структурных характеристик от формы уравнения состояния.

Для некоторых моделей с параметром перехода $\lambda > 3/2$ на кривой

зависимости массы от центрального давления обнаружена новая ветвь стабильных конфигураций с малым кварковым ядром ($M_{core} \sim 0.004 + 0.03 M_{\odot}$), для которых в максимуме $M_{max} \sim 0.08 M_{\odot}$ для одних моделей и $M_{max} \sim 0.82 M_{\odot}$ - для других. Расположенные на этой ветви слоистые нейтронные звезды характеризуются также необычно большими значениями радиуса (от $R \sim 1200$ км до $R \sim 2500$ км для различных моделей).

Данная работа поддержана Армянским Национальным Фондом по Науке и Образованию (ANSEF Grant No.PS 140) и выполнена в рамках темы #0842, финансируемой Министерством образования и науки РА.

Ереванский государственный университет, Армения,
e-mail: galaverdyan@ysu.am, anharutr@ysu.am, yuvartanyan@ysu.am

NEUTRON STARS WITH A QUARK CORE. II. THE BASIC INTEGRAL AND STRUCTURAL PARAMETERS

G.B.ALAVERDYAN, A.R.HARUTYUNYAN, Yu.L.VARTANYAN

The series of the models of neutron stars with a strange quark core are constructed, based on the wide set of calculated realistic equations of state of superdense matter with the quark phase transition. The integral parameters of stellar configurations are obtained - gravitational mass, rest mass, radius, relativistic moment of inertia and redshift from the surface of the star, as well as the mass and radius of quark core, - in the allowable range of central pressure values. The parameters of some characteristic configurations of calculated series are also presented, and their thorough investigation is carried out. For some models for equation of state the possibility of existence of the new additional range of stability for neutron stars with a strange quark core is revealed.

Key words: *stars:neutron:quark core*

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян, *Астрофизика*, **46**, 445, 2003.
2. R.C.Tolman, *Phys. Rev.*, **55**, 364, 1939.
3. J.R.Oppenheimer, G.M.Volkoff, *Phys. Rev.*, **55**, 374, 1939.
4. J.V.Hartle, *Astrophys. J.*, **150**, 1005, 1967.
5. M.J.Lighthill, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **110**, 339, 1950.
6. З.Ф.Сеидов, *Астрон. ж.*, **15**, 347, 1971.
7. J.H.Taylor, J.M.Weisberg, *Astrophys. J.*, **345**, 434, 1989.
8. P.Haensel, M.Proszynski, *Astrophys. J.*, **258**, 306, 1982.
9. Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян, *Астрофизика*, **44**, 323, 2001.
10. Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян, *Письма в Астрон. ж.*, **28**, 29, 2002.
11. G.Baum, C.Pethick, P.Sutherland, *Astrophys. J.*, **170**, 299, 1971.
12. S.Chandrasekhar, *Astrophys. J.*, **140**, 417, 1964.

УДК: 524.74:520.44

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ГАЛАКТИК С УФ-ИЗБЫТКОМ

М.А.КАЗАРЯН, Э.Л.КАРАПЕТЯН

Поступила 26 мая 2003

Принята к печати 3 ноября 2003

В работе приводятся результаты спектрофотометрического исследования 21 галактики с УФ-избытком. Определены полуширины (FWHM) и эквивалентные ширины линий, наблюдавшихся в спектрах этих галактик, а также относительные интенсивности эмиссионных линий, наблюдавшихся в спектре галактики Kaz243. Сделано предположение, что она имеет особенности галактик типа Sy2. Найдены электронные плотности и массы газовых составляющих для 15 галактик, а также массы 8 галактик для которых вычислены отношения \mathcal{M}/L . Показано, что спектральные структуры изученных галактик не зависят от того, являются ли они членами физических систем или одиночные.

1. *Введение.* В работе [1] приведены предварительные результаты спектрального наблюдения 23 галактик с УФ-избытком из списков Казаряна [2-4]. Спектры были получены на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории с камерой Вуи FOSC-2. При наблюдении были использованы две гризмы - "красная" и "зеленая". В спектрах 22 галактик наблюдались эмиссионные линии. Настоящая работа посвящается спектральному исследованию 21 галактики из 23. Данные о наблюдениях приведены в [1].

2. *Полуширины, эквивалентные ширины и относительные интенсивности эмиссионных линий.* Спектры галактик, изученные в настоящей работе, кроме Kaz56, были получены с "красной" гризмой, охватывающей интервал $\lambda\lambda 7500 - 5400 \text{ \AA}$. В эту область в основном попадали эмиссионные линии [SII] $\lambda\lambda 6731, 6717$; [NII] $\lambda\lambda 6584, 6548$ и H α . В спектрах галактик Kaz52, Kaz56, Kaz248, Kaz255 наблюдаются также линии поглощения NaI $\lambda\lambda 5896, 5890$, которые сливаются и наблюдаются как одна линия с эффективной длиной волны 5893 \AA . В спектре галактики Kaz248, кроме этой линии, наблюдается также линия поглощения FeI $\lambda 5589$. Что касается спектров галактики Kaz243, то они получены как с "красной" гризмой, так и с "зеленой". Эти спектры охватывают область $\lambda\lambda 7500 - 4500 \text{ \AA}$, т.е. кроме вышеотмеченных эмиссионных линий в спектре этой галактики наблюдались также эмиссионные линии [OIII] $\lambda\lambda 5007, 4959$ и H β .

Данные о полуширинах и эквивалентных ширинах эмиссионных линий, наблюдавшихся в спектрах 19 галактик, приведены в табл.1.

ПОЛУШИРИНЫ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ ГАЛАКТИК

| Ион | $\lambda_0(\text{Å})$ | Kaz51 | | Kaz52 | | Kaz53 | | Kaz54 | | Kaz60 | |
|-------|-----------------------|----------------|-----------------------|----------------|-----------------------|----------------|-----------------------|----------------|-----------------------|----------------|-----------------------|
| | | FWHM (км/с) | $W_\lambda(\text{Å})$ |
| [SII] | 6731 | - | 5.4 | - | 2.1 | 280 | 3.2 | - | 6.9 | 120 | 2.4 |
| [SII] | 6717 | - | | 300 | 2.8 | 380 | 2.9 | 400 | 8.8 | - | 11.7 |
| [NII] | 6584 | 370 | 3.1 | 430 | 12.2 | 300 | 11.0 | 440 | 11.8 | 380 | 8.5 |
| HI | 6563 | 390 | 6.5 | 450 | 20.6 | 390 | 21.2 | 330 | 38.4 | 410 | 22.5 |
| [NII] | 6548 | 400 | 1.0 | 420 | | 320 | 4.2 | 390 | 4.1 | 300 | 2.5 |
| Ион | $\lambda_0(\text{Å})$ | Kaz61 | | Kaz244 | | Kaz247 | | Kaz248 | | Kaz251 | |
| | | FWHM (км/с) | $W_\lambda(\text{Å})$ |
| [SII] | 6731 | 370 | 2.1 | 380 | 7.0 | 400 | 1.2 | 520 | 0.8 | - | 2.4 |
| [SII] | 6717 | - | 2.7 | - | | 450 | 1.7 | 420 | 0.6 | 470 | 3.1 |
| [NII] | 6584 | 360 | 4.4 | 550 | 6.8 | 370 | 3.8 | 500 | 2.7 | 430 | 6.2 |
| HI | 6563 | 270 | 4.5 | 480 | 11.4 | 320 | 5.6 | 560 | 3.6 | 420 | 12.0 |
| [NII] | 6548 | | | - | 2.3 | | | | | - | 2.0 |
| Ион | $\lambda_0(\text{Å})$ | Kaz255 | | Kaz379 | | Kaz380 | | Kaz387(I) | | Kaz387(II) | |
| | | FWHM (км/с) | $W_\lambda(\text{Å})$ |
| [SII] | 6731 | - | - | 270 | 3.8 | - | 4.1 | 0.5 | - | 380 | 0.2 |
| [SII] | 6717 | - | - | 340 | 4.0 | 250 | 3.2 | | - | 330 | 0.3 |
| [NII] | 6584 | 370 | 3.2 | 290 | 15.6 | - | - | 440 | 0.7 | 360 | 1.2 |
| HI | 6563 | 410 | 5.2 | 360 | 32.6 | 280 | 28.9 | 370 | 1.5 | 360 | 2.4 |
| [NII] | 6548 | - | 1.1 | - | 4.6 | - | - | - | 0.2 | 420 | 0.4 |
| Ион | $\lambda_0(\text{Å})$ | Kaz395 | | Kaz396 | | Kaz399 | | Kaz404 | | Kaz418 | |
| | | FWHM (км/с) | $W_\lambda(\text{Å})$ |
| [SII] | 6731 | 350 | 6.4 | 300 | 7.5 | 420 | 2.1 | 340 | 3.1 | 360 | 3.3 |
| [SII] | 6717 | 380 | 8.3 | 330 | 9.6 | 350 | 2.1 | - | 4.1 | - | 8.5 |
| [NII] | 6584 | 460 | 8.9 | 360 | 9.4 | - | - | - | 6.2 | 460 | 6.9 |
| HI | 6563 | 370 | 67.7 | 360 | 59.1 | 360 | 10.1 | 360 | 19.7 | 420 | 25.8 |
| [NII] | 6548 | - | | 380 | 3.3 | - | - | 360 | 3.1 | 430 | 2.6 |

Спектр галактики Kaz387 разделяется на две части - южная (I) и северная (II). Эмиссионные линии [SII] $\lambda\lambda$ 6731, 6717 в южной части сливаются, а в северной - разделяются друг от друга, поэтому в табл.1 они приведены отдельно, Kaz387(I) и Kaz387(II). В табл.2 приведены полуширины, эквивалентные ширины и относительные интенсивности эмиссионных линий, наблюдавшихся в спектре галактики Kaz243. В табл.3 приведены полуширины и эквивалентные ширины линий поглощения, наблюдавшихся в спектрах четырех галактик. В таблицу входит также Kaz56, в спектре которой наблюдается только линия поглощения NaI λ 5893 Å.

Таблица 2

ПОЛУШИРИНЫ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ГАЛАКТИКИ KAZ243

| Ион | λ_0 Å | FWHM (км/с) | W_λ Å | I_{HD}/I_{HP} |
|--------|---------------|-------------|---------------|-----------------|
| [SII] | 6731 | 450 | 4.6 | 1.20 |
| [SII] | 6717 | 450 | 4.3 | 1.04 |
| [NII] | 6584 | 430 | 10.8 | 2.64 |
| HI | 6563 | 440 | 22.0 | 8.25 |
| [NII] | 6548 | 440 | 3.6 | 0.91 |
| [OIII] | 5007 | 560 | 7.7 | 1.85 |
| [OIII] | 4959 | 570 | 2.5 | 0.64 |
| HI | 4861 | 590 | 3.6 | 1.00 |

Таблица 3

ПОЛУШИРИНЫ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ В СПЕКТРАХ ГАЛАКТИК

| Галактика | NaI 15893 | | FeI 15589 | |
|-----------|-------------|---------------|-------------|---------------|
| | FWHM (км/с) | W_λ Å | FWHM (км/с) | W_λ Å |
| Kaz52 | 600 | 4.4 | 650 | 1.3 |
| Kaz56 | 260 | 4.8 | | |
| Kaz248 | 610 | 3.9 | | |
| Kaz255 | 560 | 3.3 | | |

3. *Электронная плотность и масса газовой составляющей галактик. Масса галактик.* Как было отмечено выше, в спектрах 20 изученных галактик наблюдаются эмиссионные линии, указывающие на наличие в них ионизованного газа. Для определения электронной плотности n_e в галактиках было использовано отношение интенсивностей эмиссионных линий [SII] $\lambda\lambda$ 6731, 6717, $R = I_{6717}/I_{6731}$. В работе [5] приведены кривые зависимости R от n_e при разных T_e . Используя кривую при $T_e = 10000^\circ \text{K}$, была определена n_e для газовой составляющей каждой из этих галактик. В табл.4 даны значения R и n_e . Масса газовой составляющей каждой галактики $M_{\text{gas}} = n_e m_H V_{\text{eff}}$, где m_H - масса атома водорода, а V_{eff} - эффективный объем газа. V_{eff} вычисляется обычным методом [6], используя эквивалентную ширину линии $H\alpha$. Данные M_{gas} и r_{eff} - радиус эффективного объема газа указаны в табл.4, в которой даются также массы 8 галактик, определенные по наклонам эмиссионных линий, наблюдавшихся в их спектрах. Для этих галактик были определены также светимость, L и отношение M/L , которые также даны в табл.4. При определении светимости галактик были использованы их абсолютные величины, взятые из работы [1].

НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЛАКТИК

| Галактики | r (Мпк) | R | n_c | r_g (пк) | $M (M_\odot)$ | $\bar{\mu} (\bar{\mu}_\odot)$ | $L (L_\odot)$ | \mathcal{M}/L |
|-----------|-----------|------|-------|------------|------------------|-------------------------------|---------------------|-----------------|
| Kaz52 | 55.0 | 1.26 | 230 | 42.4 | $2.3 \cdot 10^6$ | $0.7 \cdot 10^{10}$ | $3.7 \cdot 10^9$ | 1.88 |
| Kaz53 | 46.4 | 1.00 | 725 | 19.3 | $6.2 \cdot 10^5$ | - | - | - |
| Kaz54 | 57.5 | 1.27 | 210 | 58.3 | $5.0 \cdot 10^6$ | $0.2 \cdot 10^{10}$ | $3.1 \cdot 10^9$ | 0.65 |
| Kaz60 | 118.6 | 1.13 | 420 | 50.8 | $6.7 \cdot 10^6$ | $0.7 \cdot 10^{10}$ | $1.6 \cdot 10^{10}$ | 0.44 |
| Kaz61 | 124.4 | 1.18 | 350 | 29.7 | $1.1 \cdot 10^6$ | - | - | - |
| Kaz243 | 115.4 | 0.86 | 1260 | 19.4 | $1.1 \cdot 10^6$ | $0.6 \cdot 10^{10}$ | $8.6 \cdot 10^9$ | 0.71 |
| Kaz244 | 140.0 | - | - | - | - | $1.6 \cdot 10^{10}$ | $9.5 \cdot 10^9$ | 1.69 |
| Kaz247 | 22.0 | 1.33 | 130 | - | - | - | - | - |
| Kaz248 | 124.0 | 0.76 | 1820 | 9.3 | $1.8 \cdot 10^5$ | - | - | - |
| Kaz251 | 120.0 | 1.27 | 210 | 40.1 | $1.7 \cdot 10^6$ | $1.0 \cdot 10^{10}$ | $4.5 \cdot 10^9$ | 2.22 |
| Kaz379 | 180.0 | 1.02 | 660 | 34.4 | $3.2 \cdot 10^6$ | - | - | - |
| Kaz380 | 22.0 | 0.78 | 1660 | 3.4 | $8.3 \cdot 10^3$ | - | - | - |
| Kaz387 | 144.4 | 1.44 | 10 | 225.5 | $1.4 \cdot 10^7$ | $1.0 \cdot 10^{10}$ | $8.6 \cdot 10^9$ | 1.16 |
| Kaz395 | 142.0 | 1.28 | 170 | 90.5 | $1.6 \cdot 10^7$ | - | - | - |
| Kaz396 | 18.4 | 1.26 | 230 | 20.8 | $2.5 \cdot 10^5$ | - | - | - |
| Kaz399 | 24.0 | 0.92 | 830 | 5.2 | $1.4 \cdot 10^4$ | - | - | - |
| Kaz404 | 153.0 | 1.28 | 170 | 47.5 | $2.2 \cdot 10^6$ | - | - | - |
| Kaz418 | 153.0 | 2.56 | - | - | - | $0.9 \cdot 10^9$ | $1.1 \cdot 10^{10}$ | 0.08 |

4. *Обсуждение результатов.* В табл.5 приведены морфологические классы изученных галактик, взятые из [7]. В таблице дается также информация о том, к каким физическим системам: скоплениям (Cl), группам (Gr) и парам (P) принадлежат эти галактики или одиночные (Sin) [8]. Из табл.5 видно, что морфологический класс этих галактик очень разнообразен: компактные (C), сферические (Sph), эллиптические (E), спиральные (S) и линзообразные (L). Внутри галактик наблюдаются разные образования: ядро (n), сгущения (k), яркие центральные области (r), отросток (j). Вокруг галактик часто наблюдается гало (h). Kaz396 состоит из двух частей, каждая из которых напоминает отдельную

Таблица 5

МОРФОЛОГИЧЕСКИЕ КЛАССЫ И ПРИНАДЛЕЖНОСТЬ ГАЛАКТИК ФИЗИЧЕСКИМ СИСТЕМАМ

| Галактики | Морфологические классы | Физ. система | Галактики | Морфологические классы | Физ. система | Галактики | Морфологические классы | Физ. система |
|-----------|------------------------|--------------|-----------|------------------------|--------------|-----------|------------------------|--------------|
| Kaz51 | Sph | Cl | Kaz243 | E+H | Cl | Kaz380 | E | Cl |
| Kaz52 | Sn | p | Kaz244 | E | sin | Kaz387 | E | Cl |
| Kaz53 | Ln | p | Kaz247 | Ir(r) | sin | Kaz395 | N | Cl |
| Kaz54 | E | p | Kaz248 | E+H | gr | Kaz396 | gr | Cl |
| Kaz56 | Lr | sin | Kaz251 | En | sin | Kaz399 | L | Cl |
| Kaz60 | E | sin | Kaz255 | E+j | sin | Kaz404 | Sph+4K | sin |
| Kaz61 | E | Cl | Kaz379 | E | sin | Kaz418 | Sn | Gr |

центральную область (r). Морфологический класс такой галактики в [7] обозначен через rr . Kaz404 является сферической галактикой, в которой наблюдаются четыре сгущения, поэтому к ее морфологическому классу добавляется символ $4k$.

Все упомянутые образования представляют большой интерес. Было бы желательно получить их спектры. Из табл.5 видно, что такими образованиями обладают галактики Kaz 52, Kaz53, Kaz56, Kaz243, Kaz247, Kaz248, Kaz251, Kaz387 и Kaz418. Из них Kaz243 и Kaz248 имеют гало, однако из-за слабости гало их спектры не получились. В центральной яркой части галактики Kaz56 наблюдается только линия поглощения NaI λ 5893. В спектрах остальных галактик наблюдаются сильные и сравнительно широкие эмиссионные линии [SII] $\lambda\lambda$ 6731, 6717; [NII] $\lambda\lambda$ 6584, 6548 и H α .

Область спектров, полученная с "красной" гризмой, $\lambda\lambda$ 7500 – 5400 Å, богата линиями неба (N.S.). Они часто сливаются с одним из компонентов эмиссионных линий [SII]. При определении FWHM трудно учитывать долю N.S., поэтому для линий, которые сливаются с N.S., полуширины не определялись. В спектре галактики Kaz404 N.S. сливалась также с [NII] λ 6584. Что касается эквивалентной ширины такой линии, то для них легко учесть долю N.S., поэтому для такой линии определялась эквивалентная ширина. Полуширины линий, приведенные в табл.1-3, не исправлены за инструментальную полуширину. По всей вероятности она не превосходит 200 км/с.

Из табл.1 и 2 видно, что для каждой эмиссионной линии полуширины меняются в довольно широком интервале: для линии H α от 500 км/с до 270 км/с, а для [NII] λ 6584 от 550 км/с до 300 км/с. Самые широкие эмиссионные линии наблюдаются в спектре Kaz243, значения полуширины линий [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 и H β равны 560 км/с, 570 км/с и 590 км/с, соответственно. Имея в виду критерии, приведенные в [9], а также полуширины и относительные интенсивности линий [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, можно сказать, что галактика Kaz243 имеет особенности галактик типа Sy2. На рис.1 приведена коротковолновая часть спектра галактики Kaz243, где хорошо видны эмиссионные линии [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 и H β , которые довольно интенсивные и широкие.

Из табл.2 видно, что значение отношения $I_{H\alpha}/I_{H\beta}$ галактики Kaz 243 больше, чем для газовых туманностей модели "B". Поэтому можно считать, что одной из причин такого отношения $I_{H\alpha}/I_{H\beta}$ является наличие пыли, поглощение со стороны которой, по всей вероятности, имеет место в галактике Kaz 243.

Из табл.3 видно, что полуширина линий поглощения в спектрах галактик, кроме Kaz56, довольно большая. Что касается Kaz56, то в ее

спектре наблюдаются только линии поглощения. В [10] подробно были обсуждены физические особенности 13 галактик с УФ-избытком, в спектрах которых наблюдаются только линии поглощения. К ним теперь можно добавить еще Kaz56.

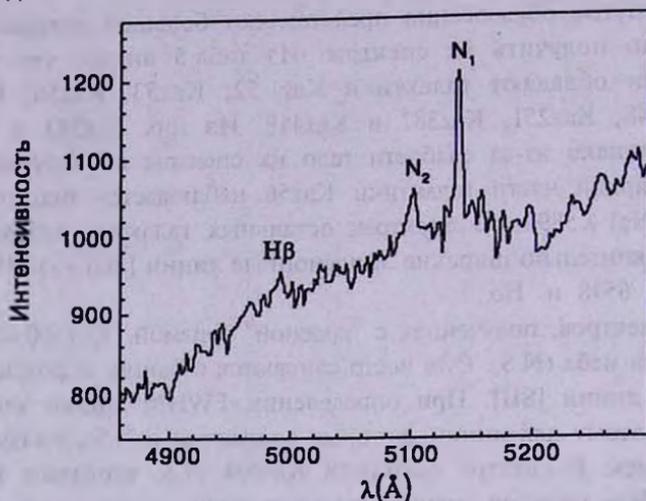


Рис.1. Спектр галактики Kaz243.

Из табл.5 видно, что 13 галактик связаны с физическими системами. Kaz52 и Kaz53 составляют между собой пару [1], а Kaz54 составляет пару с ближайшей нормальной галактикой. Восемь галактик являются членами скоплений, две — членами групп, а восемь галактик — одиночные.

Однако спектральные структуры не зависят от того — принадлежат ли галактики к разным физическим системам или одиночные. Например, сравнительно высокие возбужденности наблюдаются у галактик Kaz61, Kaz243, Kaz247 и Kaz248, которые принадлежат к разным системам: Kaz61 и Kaz243 являются членами скоплений, Kaz248 принадлежит группе, а Kaz247 — одиночная. Причем две галактики, Kaz61 и Kaz243, обладают сильным УФ-избытком, а Kaz247 и Kaz248 — умеренным или слабым УФ-избытком. См характеристики исследованных галактик, кроме Kaz52 и Kaz56, имеют тип "d", а Kaz52 и Kaz56 — тип "sd". 10 из них обладают сильным (баллы 1 и 2), а остальные 11 — слабым или умеренным УФ-избытком (балл 3). 20 из них или примерно 95% являются эмиссионными галактиками. В спектре одной галактики, как было отмечено выше, наблюдаются только линии поглощения. Из 20 эмиссионных галактик для 15 удалось определить массу газовых составляющих. Из табл.4 видно, что они меняются от $8.3 \cdot 10^3 M_{\odot}$ у галактики Kaz380 до $1.6 \cdot 10^7 M_{\odot}$ у Kaz395, т.е. меняются в довольно широком интервале. Массы восьми галактик определялись по наклонам спектральных линий, причем четыре

из них имеют яркие ядра. Только у галактики Kaz53 линии не наклонены. Эти массы меняются от $0.9 \cdot 10^9 M_{\odot}$ у галактики Kaz418 до $1.6 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ у Kaz244. В отличие от масс газовых составляющих, массы этих восьми галактик отличаются друг от друга незначительно - всего 17.8 раза.

В табл.4 для этих 8 галактик приведены отношения M/L , которые меняются от 0.08 у галактики Kaz418 до 2.22 у Kaz251.

Резюмируя результаты, полученные в настоящей работе, можно заключить:

1) Определены значения полуширины и эквивалентные ширины линий, наблюдавшихся в спектрах 21 галактики. Определены также относительные интенсивности эмиссионных линий, наблюдавшихся в спектре галактики Kaz 243. Сделано предположение, что эта галактика имеет особенности галактик типа Sy2.

2) Расчитаны электронные плотности и массы газовых составляющих для 15 галактик. Определены также массы 8 галактик. Для этих же галактик вычислены значения M/L , которые характерны для галактик с УФ-избытком.

3) Показано, что спектральные структуры изученных галактик не зависят от того, являются ли они членами физических систем или же одиночные.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: astro@ysu.am

SPECTROPHOTOMETRY OF THE GALAXIES WITH UV-EXCESS

M.A.KAZARIAN, E.L.KARAPETIAN

The results of spectrophotometry of 21 galaxies with UV-excess are presented. The FWHM and equivalent widths of the lines observed in the spectra of these galaxies, are obtained. The relative intensities of the emission lines of the galaxy Kaz243 are determined. It is shown that this galaxy have properties of Sy2 galaxies. The electron densities and masses of the gaseous components of the 15 galaxies, the masses and the M/L relations of 8 galaxies are also calculated. It is shown, that the spectral structures of the galaxies do not depend whether they are members of physical systems or are isolated.

Key words: *Galaxies: spectrophotometry*

ЛИТЕРАТУРА

1. М.А.Казарян, Э.Л.Карапетян, *Астрофизика*, **45**, 559, 2002.
2. М.А.Казарян, *Астрофизика*, **15**, 5, 1979.
3. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, *Астрофизика*, **16**, 17, 1980.
4. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, *Астрофизика*, **18**, 512, 1982.
5. И.В.Носов, *Астрон. циркуляр*, N1050, 1979.
6. М.А.Казарян, *Астрофизика*, **20**, 35, 1984.
7. М.А.Казарян, *Астрофизика*, **39**, 431, 1996.
8. М.А.Казарян, Ж.Р.Мартиросян, *Астрофизика*, **46**, 107, 2003.
9. D.E.Osterbrock, W.G.Mathews, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **24**, 171, 1986.
10. М.А.Казарян, *Астрофизика*, **38**, 227, 1995.

УДК: 524.74

ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ОН МЕГАМАЗЕРНЫХ ГАЛАКТИКАХ

Р.А.КАНДАЛЯН

Поступила 1 июля 2003

Принята к печати 27 августа 2003

Ожидаемая рентгеновская светимость мегамазерных галактик ОН занимает область между 22.5 и 24.5 эрг $\text{с}^{-1} \text{Гц}^{-1}$, со средним значением 23.6 эрг $\text{с}^{-1} \text{Гц}^{-1}$. Эта область светимостей характерна для галактик с активными ядрами и галактик с активным звездообразованием. Рентгеновский нагрев ($\Gamma_x \sim 10^{-22} - 10^{-18}$ эрг с^{-1}) и столкновительная накачка могут быть ответственными за мазерное излучение в мегамазерных галактиках.

1. *Введение.* Мегамазерное излучение гидроксила обнаружено среди мощных инфракрасных галактик. Основными особенностями мегамазерных галактик являются: а) галактики с мегамазерным излучением богаты молекулярным газом ($M_{\text{H}_2} \sim 5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$) и имеют высокую инфракрасную светимость ($L_{\text{fir}} \sim 10^{10} - 10^{13} L_{\odot}$), б) галактики с мегамазерным излучением имеют либо активное ядро, либо высокую степень активности звездообразования в центральной части галактики. Активное ядро и активное звездообразование могут производить радио, инфракрасное и рентгеновское излучения. Оба источника энергии могут существовать в одной и той же галактике. Однако только на основе качественного анализа можно заключить, какой источник энергии является основным в той или иной галактике [1]. Согласно [1] активное звездообразование может обеспечить болометрическую светимость галактики *Агп 220*, в то время как, согласно [2,3], рентгеновское излучение галактик *Агп 220* и *Мкп 273* предполагает наличие активного ядра в этих галактиках. Ньюфелд и др. [4] показали, что рентгеновское излучение активного ядра может увеличить рентгеновский нагрев молекулярного облака в центре галактики, что в свою очередь может стимулировать столкновительную накачку мазерных уровней молекулы воды. Тот же механизм может инвертировать мазерные уровни молекулы гидроксила.

Недавно авторы работ [5-7] предположили, что слабое ненасыщенное усиление и ИК-накачка могут объяснить излучение гидроксила диффузного компонента мазерного источника, в то время как насыщенное усиление и столкновительная накачка могут быть ответственными за мазерное излучение компактного компонента [6-9]. Диффузный компонент может иметь слабое ненасыщенное усиление при определенных условиях [9]. Однако большинство

диффузных компонентов имеет насыщенное усиление и может быть инвертировано столкновительной накачкой [9]. Более того, наблюдения мегамазерных галактик методом глобальной радиоинтерферометрии показали, что в галактиках III Zw35 [6,10,11], Aгр220 [5,12], IRAS17208-0014 [6], Mkn273 [13,14] и Mkn231 [14] мазерное излучение не совпадает с компонентом радиоконтинуума (за исключением Mkn273 [13] и, вероятно, Aгр220 [12]), что подразумевает высокий фактор усиления мазерного излучения (>100). Результаты радиоинтерферометрических наблюдений, а также теоретический анализ физических условий в мегамазерных галактиках [9] показывают, что насыщенный механизм излучения играет существенную роль в этих галактиках. В связи с этим, основной целью данной работы является исследование физических условий в мегамазерных галактиках на основе насыщенного механизма излучения.

В разделе 2 мы обсудим рентгеновский нагрев среды в мегамазерных галактиках. В разделе 3 обсуждаются абсолютная и относительная плотности молекул гидроксила в мегамазерах. Раздел 4 посвящен вопросам насыщенного усиления и столкновительной накачки мазерного излучения. В заключение приведены основные результаты настоящей работы.

2. Рентгеновский нагрев в мегамазерных галактиках. В работе [9] была получена удивительная зависимость между рентгеновской светимостью и полушириной линии мазерного излучения для 9 галактик: $\log W = (0.65 \pm 0.18) \log L_x - (13.10 \pm 4.28)$ или $\log L_x = (1.06 \pm 0.29) \log W + (21.36 \pm 0.66)$, где L_x - рентгеновская светимость на 1кэВ в единицах эрг $\text{с}^{-1} \text{Гц}^{-1}$, а W - полуширина линии на уровне половинной интенсивности в единицах $\text{км} \text{с}^{-1}$. В литературе [7,15-18] приведены данные полуширины линии гидроксила и ее интенсивности одновременно только у 87 мегамазерных галактик, хотя до настоящего времени (середина 2003) известны более чем 110 мегамазеров. Используя последнее соотношение регрессионного анализа между L_x и W , мы можем оценить ожидаемые рентгеновские светимости мегамазерных галактик. На рис.1 представлено распределение ожидаемых рентгеновских светимостей для 87 галактик. Нетрудно заметить, что ожидаемые светимости мегамазеров занимают область между 22.5 и 24.5 эрг $\text{с}^{-1} \text{Гц}^{-1}$, со средним значением 23.6 эрг $\text{с}^{-1} \text{Гц}^{-1}$. Эта область светимостей характерна для галактик с активными ядрами (Sy1, Sy2, LINER) и галактик с активным звездообразованием [19]. Оптическая классификация мегамазерных галактик [20,21] показала, что подавляющая часть мегамазеров является либо галактиками с активным ядром, либо галактиками с активным звездообразованием. Поэтому мы считаем, что оцененные рентгеновские светимости (рис.1) являются реалистическими приближениями к рентгеновской светимости мегамазерных галактик.

Рентгеновское излучение ($E \geq 1\text{кэВ}$) может иметь существенное

воздействие на межзвездную среду в галактиках с активными ядрами и звездообразованием, так как фотоны с энергией $E \geq 1 \text{ кэВ}$ имеют малое поперечное сечение для поглощения. Ввиду высокой энергии фотона и большой поверхностной плотности ($N_H > 10^{22} \text{ см}^{-2}$) рентгеновские фотоны

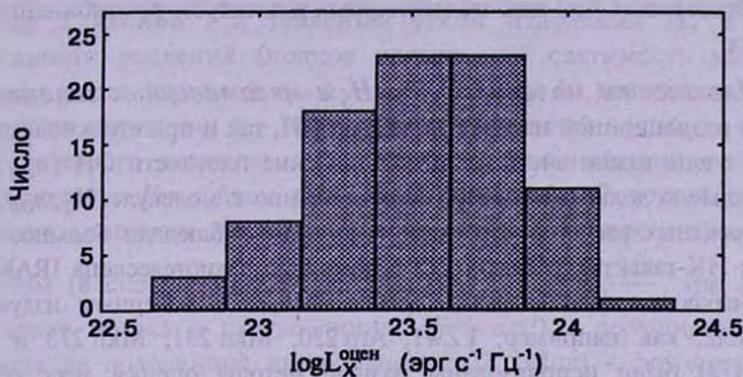


Рис.1. Распределение ожидаемых рентгеновских светимостей мегамазерных галактик ОН.

могут распространяться на большое расстояние перед тем как быть поглощенными [22]. Основная часть энергии фотонов нагревает среду, а остальная часть - расходуется на ионизацию и возбуждение атомов и молекул. Для типичного степенного спектра рентгеновского излучения темп нагрева зависит от поверхностной плотности как $N_H^{-0.9}$ [22]. Мы оценили темп рентгеновского нагрева для 9 мегамазерных галактик [9], используя формулы, приведенные в [22]. Для области наблюдений ROSAT (0.2-2.4 кэВ) темп рентгеновского нагрева на один атом водорода имеет следующий вид: $\Gamma_X \approx 2 \cdot 10^{-26} F_X$ (эрг с⁻¹), где F_X (эрг см⁻² с⁻¹) - рентгеновская плотность потока. В наших расчетах мы принимали следующие значения параметров: поверхностная плотность $N_H = 10^{24} \text{ см}^{-2}$ [4], плотность атомов водорода $n_H = 10^5 \text{ см}^{-3}$ [22] и индекс энергетического спектра рентгеновских фотонов $\alpha = 1.3$ [23]. Для 9 мегамазеров темп рентгеновского нагрева занимает область от $10^{-20.5}$ до $10^{-18.8}$ эрг с⁻¹, со средним значением $10^{-19.8}$ эрг с⁻¹. Для выборки 87 мегамазеров областью значений Γ_X является 10^{-22} - 10^{-18} эрг с⁻¹ (в этом случае рентгеновские плотности потоков были оценены с использованием соотношений между L_X и W). В этой области значения Γ_X молекулы ОН могут эффективно формироваться при температурах $T < 100 \text{ К}$ [22]. В результате химических реакций, когда формируются молекулы ОН, они могут образовываться с инвертированными мазерными уровнями, так называемая химическая накачка. Поэтому мы полагаем, что рентгеновский нагрев может стимулировать химическую накачку молекул ОН. Рентгеновское излучение может иметь существенное воздействие на химический состав

межзвездной среды в галактиках. Согласно [22] молекулы гидроксила могут эффективно образовываться как при низких температурах ($T \leq 300 \text{ K}$), так и при высоких. При высоких температурах преобладают нейтрал-нейтрал реакции. При низких температурах молекулы гидроксила могут образоваться при ион-молекулярных и электрон-рекомбинационных реакциях.

3. *Плотности молекул OH и H₂ в мегамазерных галактиках.* Как при радиационной накачке молекулы OH, так и при столкновительной накачке очень важно знать истинное значение плотности OH (n_{OH}) и ее относительную долю (например, по отношению к молекуле H₂, n_{OH}/n_{H_2}), для корректных расчетов. Соломон и др. [24] наблюдали большое число мощных ИК-галактик в линии CO с помощью радиотелескопа IRAM 30 м. Среди наблюдавшихся галактик есть галактики с мазерным излучением гидроксила, как например, I Zw1, Agr 220, Mkn 231, Mkn 273 и др. В работе [24] были использованы разные методы оценки масс облаков молекулы H₂ и было показано, что масса газа H₂ составляет большую долю динамической массы галактики (более 30%). В работе [24] приведены также плотности молекулы H₂ в этих галактиках, определенные из динамической массы и радиуса области излучения CO. В мощных ИК-галактиках плотность молекулы водорода меняется от 265 см^{-3} (VII Zw 31) до 7862 см^{-3} (IRAS 08572+3915), со средним значением 1325 см^{-3} . В наших дальнейших расчетах для простоты мы примем среднее значение $n_{H_2} = 1000 \text{ см}^{-3}$.

Недавно некоторые мегамазерные галактики наблюдались в линии гидроксила и радиоконтинууме с помощью сверхдальной интерферометрии [11-14, 25-27]. Были определены следующие значения динамической массы и радиуса мазерного облака: Mkn 273 ($M \sim 1.5 \cdot 10^8 M_{\odot}$, $r \sim 35 \text{ пк}$) [13], III Zw 35 ($M \sim 7 \cdot 10^6 M_{\odot}$, $r \sim 22 \text{ пк}$) [11], Mkn 231 ($M \sim 9 \cdot 10^8 M_{\odot}$, $r \sim 90 \text{ пк}$) [14] и Agr 220 ($M \sim 12 \cdot 10^6 M_{\odot}$, $r \sim 79 \text{ пк}$) [12]. Используя эти данные, мы получили следующие значения плотности гидроксила: 1854 см^{-3} (Mkn 273), 654 см^{-3} (Mkn 231), 348 см^{-3} (III Zw 35), и 13 см^{-3} (Agr 220). Ввиду того что соотношение между динамической массой и массой газа гидроксила неизвестно, а также, учитывая, что содержание молекулы гидроксила существенно меньше, чем водорода, мы принимаем $n_{OH} \sim 0.1 - 1 \text{ см}^{-3}$ в мегамазерных галактиках. В этом случае относительное содержание гидроксила $n_{OH}/n_{H_2} \sim 10^{-4} - 10^{-3}$. В нашем дальнейшем анализе мы воспользуемся этими значениями n_{OH} и n_{OH}/n_{H_2} .

4. *Насыщенный мазер и столкновительная накачка.* Кандалян [9] показал, что большинство компонентов излучения мегамазерных галактик является насыщенным. Диффузный компонент может иметь

слабое ненасыщенное излучение только при определенных условиях. Поэтому в настоящей работе мы рассмотрим только механизм насыщенного усиления мазерного излучения.

Предположим простую геометрию мазерной конденсации, а именно, цилиндр с длиной l и телесным углом излучения Ω . В случае насыщенного усиления (полное насыщение) светимость мазерного источника дается формулой $L = h\nu n \Delta P V$ [28], где h - постоянная Планка; ν - частота излучения; n - плотность населенностей частиц на нижнем уровне мазерного перехода; ΔP - дифференциальный темп накачки на одну молекулу; V - объем мазерного источника. С другой стороны, светимость мазерного источника можно определить через наблюдаемые параметры (в системе покоя галактики): $L = \frac{FW\nu D_L^2 \Omega}{(1+z)c}$, где F (МЯн) - плотность потока в центре линии; W (км с⁻¹) - полуширина линии излучения на половинной интенсивности; D_L (Мпк) - фотометрическое расстояние до галактики; c - скорость света; z - красное смещение. Красные смещения галактик были отобраны из электронного каталога NED¹. Для цилиндрического мазера $V/\Omega = l^3/2$. Следовательно, используя формулы для светимости, коэффициент объемной накачки имеет следующий вид:

$$n \Delta P = \frac{2 F W D_L^2}{h l^3 (1+z) c} = \frac{8 F W c [(1+z) - (1+z)^{0.5}]^2}{h l^3 H_0^2 (1+z)},$$

где $D_L = \frac{2c}{H_0} [(1+z) - (1+z)^{0.5}]$, параметр замедления $q_0 = 0.5$ и постоянная Хаббла $H_0 = 75$ км с⁻¹ Мпк⁻¹. После постановки численных значений, коэффициент объемной накачки имеет следующий вид:

$$n \Delta P = 2.1 \cdot 10^{-4} \frac{F W [(1+z) - (1+z)^{0.5}]^2}{l^3 (1+z)} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}.$$

При данной светимости L необходимый темп объемной накачки пропорционален l^{-3} . Мы вычисляли $n \Delta P$ для 87 мегамазеров. Исследование переменности излучения линии гидроксила в галактике IRAS 21272+2514 [29] показало, что размеры переменных компонентов излучения не могут быть больше 2 пк, а размеры спокойных компонентов могут составлять несколько парсек. Поэтому в наших расчетах мы принимали $l = 1$ пк, что, по нашему мнению, является реальной оценкой для размера мазерной конденсации. Для выборки мегамазерных галактик темп объемной накачки меняется от $5 \cdot 10^{-6}$ (IRAS 12243-0036) до 0.06 (IRAS 14070+0525), со средним значением $0.002 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Следовательно, любой механизм накачки

¹ The NASA-IPAC Extra-galactic Database (NED) which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, Caltech under contract with the National Aeronautics and Space Administration (USA).

должен обеспечить вычисленные темпы объемной накачки.

До сих пор для ОН мегамазеров обсуждался только радиационный механизм накачки на основе слабого, ненасыщенного усиления [30-32]. В работах [30,32] были приняты $n_{ОН} \sim 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ и $n_{ОН}/n_{H_2} \sim 10^{-6}$, а в работе [31] относительная доля ОН молекул принималась $n_{ОН}/n_{H_2} \sim 10^{-7}$. Авторы этих работ полагали, что мазерное облако усиливает нетепловое радиоизлучение источника, находящегося за облаком. Мы полагаем, что принятые в этих работах значения параметров $n_{ОН}$ и $n_{ОН}/n_{H_2}$ (см. раздел 3), а также наличие нетеплового радиоисточника (см. раздел 1), в целом, нехарактерны для мегамазеров гидроксила. Чисто радиационный механизм накачки возможен только при относительно низких плотностях ($n_{ОН} \sim 10^{-4} \text{ см}^{-3}$). При относительно высоких плотностях ОН столкновительные процессы могут доминировать. Более того, при высоких плотностях насыщенное усиление может играть важную роль [33]. Поэтому в случае мегамазерных галактик необходимо решать уравнения уровней населенности, учитывая эффекты столкновений. Так, например, столкновения, обусловленные электронами (они могут быть генерированы под действием рентгеновского излучения, см. раздел 2) и нейтральными частицами (молекулы водорода), принимая, в частности, $n_{ОН} \sim 0.1 \text{ см}^{-3}$ и $n_{ОН}/n_{H_2} \sim 10^{-4}$.

Обратимся снова к вопросу о темпе объемной накачки. Очевидно, что радиационная накачка может обеспечить только нижний предел значений $n \Delta P$, так как если $n_{ОН} \sim 10^{-4} \text{ см}^{-3}$, в свою очередь $\Delta P \leq 1$, следовательно $n \Delta P \leq 10^{-6} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, принимая, что только 1% молекул гидроксила находится на нижнем уровне. В то время как темп объемной накачки, обусловленный столкновениями, составляет $n \Delta P \leq 0.001 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ ($n_{ОН} \sim 0.1 \text{ см}^{-3}$). Это значение практически совпадает со средним значением темпа объемной накачки для мегамазеров. Механизм накачки, основанный на столкновениях между молекулами гидроксила и водорода, был рассмотрен в работах [34-38]. Однако все эти работы были посвящены областям звездообразования в нашей Галактике, принимая $n_{H_2} \sim 10^7$ и $n_{ОН}/n_{H_2} \sim 10^{-5}$. В центрах мегамазерных галактик наблюдаются относительно низкие плотности ОН и H_2 , и вышеуказанные параметры имеют другие значения (см. раздел 3).

Механизм накачки молекул ОН на основе столкновений с двухтемпературным газом, как например, молекул H_2 и электронов [28], может инвертировать уровни Λ -дублета основного вращательного состояния [36]. Коэффициент объемной накачки, обусловленный этим механизмом, зависит от ряда факторов [28], $n \Delta P \sim \eta n_{ОН} n_e \Delta T / (T_{H_2} T_e)$, где η - доля молекул ОН на нижнем уровне мазерного перехода; n_e - плотность электронов; T_{H_2} , T_e - кинетические температуры молекул H_2 и электронов,

соответственно; ΔT - разность между этими температурами ($T_{H_2} > T_e$). Предполагается, что $n_e q_e \ll n_{H_2} q_{H_2}$ и $q_e E/k \sim 1$, где q_e и q_{H_2} - коэффициенты де-возбуждения вращательных уровней под действием электронов и молекул H_2 , соответственно; E - энергия возбужденного вращательного уровня, отличного от мазерных уровней; k - постоянная Больцмана. Согласно [22], когда уровень рентгеновской ионизации среды невелик ($\sim 10^{-22}$ эрг с^{-1}), межзвездный газ в основном является молекулярным и относительная плотность и температура электронов составляют $n_e/n_H \sim 2 \cdot 10^{-6}$ ($n_e \sim 0.2 \text{ см}^{-3}$), $T_e \sim 25 \text{ К}$, соответственно. Полагая, что $\eta = 0.01$, $n_{OH} = 0.1 \text{ см}^{-3}$, $n_e = 0.2 \text{ см}^{-3}$, $T_{H_2} = 100 \text{ К}$ и $T_e = 25 \text{ К}$, тогда $n \Delta P \approx 6 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Это значение темпа объемной накачки является его нижним пределом [28]. Следовательно, предложенный механизм накачки, в принципе, может удовлетворять наблюдаемый темп объемной накачки для мегамазерных галактик.

Целью настоящей работы явилось выявление основных физических условий, которые имеют место в мегамазерах. Мы далеки от мысли, что предложенная модель накачки ОН мегамазеров является универсальной. Необходимо детально анализировать уравнения населенности уровней и переноса излучения для мегамазерных галактик, учитывая многоэнергетические уровни молекулы ОН, чтобы выяснить роль столкновительных процессов в инвертировании наблюдаемых переходов излучения ОН.

5. *Заключение.* Ожидаемая рентгеновская светимость мегамазерных галактик ОН занимает область между 22.5 и 24.5 эрг $\text{с}^{-1} \text{ Гц}^{-1}$, со средним значением 23.6 эрг $\text{с}^{-1} \text{ Гц}^{-1}$. Эта область светимостей характерна для галактик с активными ядрами и галактик с активным звездообразованием. Рентгеновский нагрев ($\Gamma_X \sim 10^{-22} - 10^{-18}$ эрг с^{-1}) и столкновительная накачка могут быть ответственными за мазерное излучение в мегамазерных галактиках. Для выборки ОН мегамазерных галактик темп объемной накачки меняется от $5 \cdot 10^{-6}$ до 0.06, со средним значением $0.002 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Столкновительная накачка, в целом, может обеспечить наблюдаемые темпы объемной накачки.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения.
Институт астрономии и космических наук университета Ал-Бейт,
Иордания, e-mail: kandalyan@yahoo.com

THE PHYSICAL CONDITIONS IN OH MEGAMASER GALAXIES

R.A.KANDALYAN

The expected X-ray luminosity of megamaser galaxies belongs to a range of 22.5 to 24.5 $\text{erg s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$, with the average value of 23.6 $\text{erg s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$. This range of the X-ray luminosities is characteristic for starburst and AGN galaxies. The X-ray heating ($\Gamma_X - 10^{-22} - 10^{-18} \text{erg s}^{-1}$) and collisional pumping may account for the maser emission in megamaser galaxies.

Key words: *masers:galaxies:X-ray radiation - masers:physical conditions*

ЛИТЕРАТУРА

1. H.E.Smith, C.J.Lonsdale, C.J.Lonsdale, *Astrophys. J.*, **492**, 137, 1998.
2. D.L.Clements, J.C.MacDowell, S.Shaked et al., *Astrophys. J.*, **581**, 974, 2002.
3. X.Y.Xia, S.J.Xue, S.Mao et al., *Astrophys. J.*, **564**, 196, 2002.
4. D.A.Neufeld, P.R.Maloney, S.Conger, *Astrophys. J.*, **436**, L127, 1994.
5. C.J.Lonsdale, P.J.Diamond, H.E.Smith, C.J.Lonsdale, *Astrophys. J.*, **493**, L13, 1998.
6. P.J.Diamond, C.J.Lonsdale, C.J.Lonsdale, H.E.Smith, *Astrophys. J.*, **511**, 178, 1999.
7. J.Darling, R.Giovanelli, *Astron. J.*, **124**, 100, 2002.
8. R.A.Kandalyan, *Astrophysics*, **42**, 23, 1999.
9. R.A.Kandalyan, *Astron. Astrophys.*, **404**, 513, 2003.
10. A.S.Trotter, J.M.Moran, L.J.Greenhill, *Astrophys. J.*, **485**, L79, 1997.
11. Y.M.Pihlstrom, J.E.Conway, R.S.Booth, P.J.Diamond, A.G.Polatidis, *Astron. Astrophys.*, **377**, 413, 2001.
12. E.Rovilos, P.J.Diamond, C.J.Lonsdale, C.J.Lonsdale, H.E.Smith, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **342**, 373, 2003.
13. J.A.Yates, A.M.S.Richards, M.M.Wright et al., *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **317**, 28, 2000.
14. A.M.S.Richards, R.J.Cohen, G.H.Cole et al., in "Galaxies and their Constituents at the Highest Angular Resolutions", *Proceedings of IAU Symp.*, **205**, 2001, ed. R.T.Schilizzi (Manchester, UK), 212.
15. J.-M.Martin, PhD thesis, University de Paris VII, France, 1989.
16. J.-M.Martin, L.Bottinelli, M.Dennefeld et al., *C.R. Acad. Sci., Paris*, **308** (II), 287, 1989.
17. J.Darling, R.Giovanelli, *Astron. J.*, **119**, 3003, 2000.
18. J.Darling, R.Giovanelli, *Astron. J.*, **121**, 1278, 2001.

19. *P.J.Green, S.F.Anderson, M.J.Ward*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **254**, 30, 1992.
20. *W.A.Baan, J.J.Salzer, R.D.LeWinter*, Astrophys. J., **509**, 633, 1998.
21. *J.Darling*, PhD thesis, Cornell University, USA, 2002.
22. *P.R.Maloney, D.J.Hollenbach, A.G.G.M.Tielens*, Astrophys. J., **466**, 561, 1996.
23. *Th.Boller, F.Bertoldi, M.Dennefeld, W.Voges*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **129**, 87, 1998.
24. *P.M.Solomon, D.Downes, S.J.E.Radford, J.W.Barrett*, Astrophys. J., **478**, 144, 1997.
25. *H.R.Klockner, W.A.Baan*, in "The 6th European VLBI Network Symposium", Proceedings, 2002, eds. E.Ros, R.W.Porcias, A.P.Lobanov, J.A.Zensus, (Bonn, Germany), 175.
26. *H.R.Klockner, W.A.Baan, M.A.Garrett*, Nature, **421**, 821, 2003.
27. *C.J.Lonsdale, C.J.Lonsdale, H.E.Smith, P.J.Diamond*, in press, astro-ph/0304335.
28. *V.S.Strel'nitskij*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **207**, 339, 1984.
29. *J.Darling, R.Giovanelli*, Astrophys. J., **569**, L87, 2002.
30. *V.V.Burdyuzha, K.A.Vikalov*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **244**, 86, 1990.
31. *C.Henkel, T.L.Wilson*, Astron. Astrophys., **229**, 431, 1990.
32. *J.Randell, D.Field, K.N.Jones, J.A.Yates, M.D.Gray*, Astron. Astrophys., **300**, 659, 1995.
33. *D.Field, M.D.Gray, P. de St.Paer*, Astron. Astrophys., **282**, 213, 1994.
34. *R.N.Dixon, D.Field*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **189**, 583, 1979.
35. *P.Andresen, D.Hausler, H.W.Lulf, W.H.Kegel*, Astron. Astrophys., **138**, L17, 1984.
36. *N.D.Kylafis, C.Norman*, Astrophys. J., **323**, 346, 1987.
37. *D.Field, M.D.Gray*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **234**, 353, 1988.
38. *K.G.Pavlakis, N.D.Kylafis*, Astrophys. J., **467**, 300, 1996.

УДК: 524.7

СВОЙСТВА ГАЛАКТИК ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА. I. ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ ДИАГРАММЫ

Л.К.ЕРАСТОВА

Поступила 15 января 2003

Принята к печати 25 октября 2003

У ряда галактик Второго Бюраканского Обзора, основные данные о которых были опубликованы ранее, определены относительные интенсивности и эквивалентные ширины эмиссионных линий. Построены диагностические диаграммы. Обсуждаются свойства данной подвыборки обзорных галактик.

1. *Введение.* В ходе работы над Вторым Бюраканским Обзором несколько раз менялась стратегия его выполнения. Для выяснения физической природы отобранных объектов часть щелевых спектров была получена в спектральном диапазоне $\lambda\lambda 3500 - 5400 \text{ \AA}$. Некоторые из них не были исправлены за спектральную чувствительность аппаратуры или имели малое отношение сигнал/шум. Именно поэтому использование традиционных классических методов диагностики [1] не представляется возможным. Качественное описание спектров приведено в ряде наших работ [2-5]. Тем не менее, было бы желательно получить некоторые количественные характеристики галактик Обзора.

Для этой цели мы решили использовать новые классификационные диаграммы, разработанные в [6] для физической классификации галактик с большими красными смещениями, когда в щелевых спектрах отсутствуют линии красной области спектра - $\text{H}\alpha$, $[\text{NII}]\lambda\lambda 6548 - 83$ и другие. Галактики Второго Обзора расположены в локальной Вселенной и в большинстве случаев имеют красные смещения $z < 0.1$, как в пробной выборке из работы [6].

2. *Выборки.* Для целей диагностики мы выделили 3 выборки объектов из Второго Обзора.

Основная выборка галактик - "выборка 1" - содержит слабые галактики, максимум распределения видимых звездных величин которых приходится на интервал $17^m.5 - 18^m.5$. Они отбирались из общей выборки обнаруженных галактик SBS обзора по наличию в низкодисперсионных спектрах уверенных или подозреваемых эмиссионных линий $\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta + \text{N1} + \text{N2}$ и $[\text{OII}]\lambda 3727$. Обычно спектры имели слабый континуум.

Методика наблюдений и обработка полученного материала описаны в серии работ [2-5].

Основные данные об этой выборке галактик представлены в табл.1, где приведены имена SBS-галактик, согласно обозначениям IAU по [7], абсолютная звездная величина, диаметр галактики в килопарсеках, морфология объектов, относительные интенсивности эмиссионных линий по отношению к H β и эквивалентные ширины, величина цвета голубого континуума и наличие абсорбционных деталей.

Таблица 1

ГАЛАКТИКИ ВЫБОРКИ 1 И ПАРАМЕТРЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

| Название SBS | M | Разм. кпк | Морф. | [OII] 3727 | [NeIII] 3869 | N1 5007 | EW H β | EW [OII] | Cont | Abs |
|--------------|-------|-----------|---------|---------------|-----------------|------------|-----------------|-------------|--------|---------------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 |
| 0743+591B | -16.6 | 2.07 | SW | 1.633 | 0.471 | 3.968 | 171 | 221 | -0.254 | |
| 0745+601A | -18.1 | 6.36 | double | 2.915 | | 5.536 | 31 | 190 | 0.807 | |
| 0749+553 | -17.9 | 3.85 | oval | 1.956 | | 2.101 | 13 | 64 | 1.002 | abs? |
| 0749+582 | -17.0 | 1.86 | stellar | 0.766 | 0.369 | 5.893 | 779 | 593 | -0.007 | |
| 0750+559 | -19.0 | 6.45 | | 2.046 | | 0.829 | 12 | 43 | 0.608 | Hg-H10 |
| 0751+603A | -18.3 | 7.00 | | 2.297 | | 2.489 | 46 | 123 | 0.165 | |
| 0751+603B | -18.3 | 6.98 | double? | 1.336 | | 3.067 | 73 | 150 | 0.467 | |
| 0752+560B | -18.2 | 6.56 | stellar | 2.511 | 0.193 | 2.637 | 20 | 82 | 0.532 | Hd-H8 |
| 0753+581 | -17.4 | 2.22 | | 1.537 | | 2.082 | 7 | 32 | 1.183 | |
| 0755+536 | -20.2 | 6.85 | | 1.323 | | 0.266 | 10 | 19 | 0.393 | Hd-H10, Hk |
| 0756+553 | -18.2 | 4.17 | stellar | 0.927 | | 0.613 | 17 | 45 | 1.139 | |
| 0756+588 | -18.3 | 5.41 | | 2.211 | | 1.448 | 24 | 76 | 0.390 | |
| 0805+577 | -18.1 | 3.68 | nucl. | 2.019 | | 1.879 | 31 | 83 | 0.306 | |
| 0811+583 | -18.2 | 3.25 | nucl. | 3.228 | | 2.812 | 16 | 86 | 0.554 | |
| 0814+579A | -18.2 | 6.45 | SAs | 1.952 | 0.289 | 1.490 | 20 | 88 | 0.882 | |
| 0814+579B | -17.7 | 6.52 | oval | 2.979 | | 5.553 | 18 | 137 | 1.018 | |
| 0823+550 | -19.9 | 8.31 | oval | 2.292 | 0.277 | 0.937 | 8 | 30 | 0.535 | abs |
| 0830+563N | -18.5 | 8.13 | double | 1.182 | | 1.937 | 18 | 42 | 0.738 | abs |
| 0847+612 | -17.4 | 2.52 | oval | 4.227 | | 3.760 | 11 | 59 | 0.259 | |
| 0907+593 | -16.8 | 2.35 | | 1.530 | | 4.411 | 713 | 1057 | -0.034 | |
| 0916+543N | -18.1 | 4.48 | double | 1.273 | 0.277 | 4.090 | 69 | 119 | 0.330 | |
| 0935+585 | -17.3 | 3.77 | | 2.673 | 0.391 | 2.768 | 19 | 131 | 1.029 | |
| 0936+531 | -17.4 | 4.43 | | 1.977 | | 1.857 | 15 | 67 | 0.885 | |
| 0938+611 | -18.5 | 4.13 | | 1.287 | 0.201 | 0.776 | 11 | 44 | 1.231 | Hd-H12 |
| 0939+592 | -16.1 | 1.57 | | 8.821 | | 4.333 | 5 | 62 | 0.370 | |
| 0940+508 | -19.4 | 10.13 | stellar | 1.581 | 0.334 | 4.740 | 239 | 160 | -0.933 | |
| 0942+573 | -15.1 | 1.71 | | 2.635 | 0.668 | 4.918 | 27 | 63 | -0.132 | |
| 0944+579 | -19.2 | 8.12 | oval | 0.961 | | 2.625 | 6 | 21 | 1.403 | |
| 0945+595 | -17.3 | 3.87 | | 1.624 | | 0.813 | 16 | | | |
| 0946+495 | -18.7 | 7.25 | | 1.447 | 0.118 | 2.028 | 51 | 268 | 1.400 | abs |
| 0951+518 | -20.9 | 20.11 | stellar | | | 3.136 | 20 | | | Hg-H9 |
| 1002+539 | -20.5 | 5.84 | | 3.952 | | 1.342 | 15 | 59 | -0.005 | |
| 1006+578A | -15.0 | 1.57 | | 2.391 | | 3.626 | 8 | 26 | 0.333 | |

Таблица 1 (продолжение)

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 |
|------------|-------|-------|----------|-------|--------|-------|-----|-----|--------|-------|
| 1009+586 | -18.8 | 4.72 | | 2.714 | | 3.331 | 23 | 67 | 0.077 | |
| 1016+563 | -19.4 | 9.48 | oval | 2.262 | 1.205: | 1.468 | 77 | 88 | -0.741 | abs? |
| 1021+579 | -19.6 | 9.62 | stellar | 1.354 | | 1.468 | 9 | 19 | 0.482 | |
| 1028+566 | -18.8 | 6.25 | | 4.674 | | 2.881 | 11 | 78 | 0.453 | Hg-He |
| 1028+566S | | | | 1.922 | 0.257 | 2.994 | 122 | 224 | -0.050 | |
| 1032+496 | -18.6 | 3.95 | stellar? | 2.444 | 0.167 | 2.250 | 50 | 251 | 0.782 | |
| 1040+560 | -19.9 | 9.18 | double? | 2.443 | | 1.872 | 12 | 38 | 0.282 | |
| 1054+504 | -14.8 | 1.36 | oval | 1.528 | 0.508 | 3.850 | 16 | 300 | 2.722 | |
| 1054+596 | -17.5 | 3.92 | | 2.095 | | 3.151 | 61 | 253 | 0.742 | |
| 1057+511A | -18.8 | 6.72 | oval | 0.236 | | | 16 | 29 | 2.213 | abs |
| 1057+511B | -15.7 | 1.28 | SA | 0.768 | | 2.758 | 281 | 468 | 0.840 | |
| 1103+526 | -18.0 | 3.84 | | 1.789 | | 2.104 | 36 | 182 | 1.128 | |
| 1109+569 | -19.7 | 8.34 | nucl. | 1.498 | | | 9 | 10 | -0.324 | abs! |
| 1113+560NW | -19.0 | 5.32 | double | 2.880 | | 1.112 | 21 | 60 | -0.009 | |
| 1113+560SE | | | | 2.916 | 0.276 | 3.857 | 94 | 206 | -0.310 | |
| 1113+593 | -19.1 | 8.42 | oval | 1.947 | | 2.394 | 22 | 57 | 0.310 | |
| 1114+517 | -16.6 | 2.19 | | 1.410 | 0.354 | 4.108 | 31 | 80 | 0.656 | |
| 1115+551 | -16.3 | 2.04 | | 6.867 | | 5.000 | 4 | 37 | 0.323 | abs |
| 1119+586 | -12.8 | 0.50 | nucl. | 0.928 | | 4.362 | 66 | 69 | 0.129 | |
| 1120+540 | -16.6 | 2.16 | nucl. | 4.528 | | 1.602 | 6 | 22 | -0.229 | abs |
| 1120+586A | -17.7 | 3.66 | stellar | 1.360 | | 2.857 | 62 | 189 | 0.876 | |
| 1122+590B | -18.7 | 10.58 | double? | 1.796 | | 4.588 | 642 | 362 | -1.258 | |
| 1124+541 | -16.9 | 2.40 | | 1.301 | 0.671 | 4.851 | 143 | 281 | 0.448 | |
| 1124+610 | -18.9 | 4.43 | stellar | 3.645 | | 2.279 | 24 | 119 | 0.334 | |
| 1125+525 | -16.3 | 3.30 | oval | 1.212 | | 1.081 | 28 | 117 | 1.344 | |
| 1125+562 | -18.7 | 3.68 | oval | 2.300 | 0.281 | 2.754 | 33 | 121 | 0.506 | |
| 1127+527 | -18.0 | 4.76 | stellar? | 1.893 | | 2.230 | 18 | 104 | 1.212 | |
| 1128+573 | -13.5 | 0.52 | | 1.176 | 0.718 | 7.505 | 187 | 436 | 0.743 | |
| 1129+577A | -16.6 | 0.71 | double | 1.062 | | 2.431 | 95 | 76 | -0.308 | |
| 1132+503 | -18.4 | 3.07 | | 2.02 | 0.37 | 2.05 | | 164 | | |
| 1132+578 | -17.7 | 2.96 | stellar? | 2.696 | | 3.592 | 15 | 112 | 1.106 | |
| 1133+558 | -19.5 | 10.97 | oval | 0.799 | | 0.554 | 7 | 14 | 0.996 | abs |
| 1135+598 | -16.8 | 2.51 | nucl. | 1.855 | 0.441 | 4.482 | 41 | 87 | 0.146 | |
| 1136+607 | -15.7 | 1.36 | stellar | 3.166 | | 3.358 | 34 | 189 | 0.611 | |
| 1137+589 | -14.3 | 0.74 | | 2.218 | | 5.225 | 28 | 89 | 0.391 | |
| 1140+537 | -19.1 | 4.42 | | 2.560 | 0.440 | 2.480 | 65 | 132 | -0.251 | |
| 1142+558 | -20.9 | 14.39 | | 1.806 | | 0.967 | 20 | 46 | 0.262 | |
| 1152+579 | -18.1 | 2.44 | nucl. | 1.08 | 0.64 | 1.50 | 188 | 124 | -0.535 | |
| 1154+534 | -17.3 | 5.43 | double | 6.229 | | 3.952 | 8 | 72 | 0.400 | |
| 1155+588 | -19.9 | 10.08 | stellar | 2.894 | 0.556 | 4.556 | 29 | 96 | 0.146 | |
| 1159+517B | -16.6 | 1.68 | double | 1.784 | 0.322 | 4.781 | 117 | 251 | 0.200 | |
| 1200+589BE | -16.9 | 4.41 | | 1.495 | 0.629 | 4.777 | 210 | 299 | -0.053 | |
| 1200+589C | -17.4 | 3.15 | | 1.907 | | 4.153 | 22 | 44 | 0.052 | |
| 1203+592 | -16.6 | 1.82 | | 2.097 | 0.506 | 3.798 | 145 | 163 | -0.677 | |
| 1212+493 | -16.3 | 1.71 | stellar | 1.460 | | 3.373 | 61 | 231 | 1.035 | |
| 1213+597 | -18.6 | 7.85 | | 2.71 | 0.61 | 2.57 | 22 | 84 | 0.372 | |
| 1214+558 | -18.3 | 8.52 | double? | 2.894 | | 1.608 | 31 | 187 | 0.797 | |
| 1214+564 | -19.4 | 12.12 | nucl. | 1.182 | 0.099 | 1.063 | 31 | 58 | 0.499 | |
| 1217+551 | -16.5 | 1.74 | stellar | 2.053 | | 3.223 | 9 | 31 | 0.562 | |

Таблица 1 (продолжение)

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 |
|-----------|-------|-------|----------|-------|-------|-------|-----|------|--------|---------------|
| 1221+585 | -16.1 | 3.44 | | 0.556 | 0.348 | 5.032 | 9 | 20 | 1.504 | |
| 1221+602 | -16.1 | 3.73 | oval | 1.993 | | 1.907 | 37 | 165 | 0.874 | |
| 1222+614 | -13.3 | 0.79 | | 1.358 | 0.765 | 1.053 | 59 | 59 | -0.332 | |
| 1223+536 | -17.5 | 4.12 | stellar | 3.556 | | 2.622 | 18 | 82 | 0.269 | |
| 1223+537A | -18.4 | 7.05 | stellar | 1.219 | 0.489 | 7.113 | 168 | 123 | -0.554 | |
| 1223+537B | -18.9 | 12.24 | double | 0.850 | 0.559 | 5.634 | 768 | 126 | -1.786 | |
| 1224+560 | -19.8 | 14.04 | | 2.504 | | 4.521 | 5 | 30 | 0.949 | Hg-H11, HK |
| 1225+571 | -18.0 | 4.83 | oval | | | 1.644 | 9 | | | |
| 1226+542 | -16.9 | 6.41 | oval | 1.814 | 0.367 | 6.227 | 213 | 774 | 0.754 | |
| 1227+568A | -19.4 | 8.32 | | | | | | 25 | | |
| 1227+568B | -18.9 | 7.25 | double | 3.568 | | 1.923 | 13 | 67 | 0.399 | |
| 1229+578 | -19.5 | 5.41 | nucl. | 1.915 | | | 7 | 30 | 0.875 | |
| 1230+560 | -18.9 | 7.06 | | 2.960 | | 1.480 | 26 | 91 | 0.182 | |
| 1235+559 | -17.2 | 4.10 | | 0.780 | | 4.717 | 40 | 49 | 0.490 | |
| 1240+554A | -19.3 | 16.34 | spiral | 1.897 | | 2.228 | 11 | 46 | 0.869 | |
| 1240+554B | -17.9 | 6.68 | | 0.969 | | 0.942 | 16 | 53 | 1.335 | |
| 1241+549 | -17.4 | 2.59 | nucl. | 2.230 | | 3.986 | 20 | 68 | 0.458 | |
| 1242+549 | -18.4 | 6.40 | | 1.358 | | 3.156 | 79 | 134 | 0.241 | |
| 1250+594 | -18.5 | 6.07 | | 3.610 | 0.641 | 2.755 | 27 | 109 | 0.121 | |
| 1312+564 | -18.8 | 6.96 | oval | 1.289 | | 3.152 | 45 | 152 | 1.046 | |
| 1312+566 | -20.4 | 13.13 | oval | 0.411 | | 0.677 | 30 | 15 | 0.213 | abs |
| 1314+605 | -15.2 | 1.49 | | 6.388 | 0.826 | 5.992 | 15 | 85 | -0.130 | |
| 1315+593 | -18.1 | 7.87 | | 4.014 | | 3.523 | 8 | 54 | 0.565 | Hd-H10 |
| 1317+523A | -18.9 | 9.13 | double | 1.857 | | 2.911 | 18 | 57 | 0.579 | |
| 1317+523B | -18.3 | 2.44 | | 2.20 | 0.40 | 5.59 | 13 | 70 | 0.972 | |
| 1318+520 | -18.4 | 6.59 | double | 3.100 | | 3.249 | 25 | 86 | 0.113 | |
| 1319+539A | -17.4 | 3.91 | | 2.198 | 0.405 | 5.591 | 567 | 366 | -1.330 | |
| 1319+539E | | | | 1.613 | | 1.710 | 20 | 49 | 0.454 | |
| 1319+593 | -21.0 | 10.94 | | 3.740 | | 2.121 | 18 | 92 | 0.339 | |
| 1323+575 | -19.9 | 6.17 | | 4.311 | | 3.381 | 11 | 60 | 0.255 | |
| 1331+493 | -15.3 | 1.12 | | 0.952 | 0.591 | 3.934 | 369 | 1406 | 1.506 | |
| 1332+545 | -18.8 | 5.91 | | 3.452 | | 2.882 | 20 | 53 | -0.287 | |
| 1332+599 | -18.5 | 5.46 | | 3.094 | | 4.760 | 19 | 49 | -0.198 | |
| 1334+573 | -17.8 | 4.83 | oval | 2.103 | | 1.300 | 17 | 93 | 1.038 | |
| 1340+529 | -15.8 | 1.26 | | 2.48 | 0.67 | 2.96 | 72 | 150 | -0.189 | |
| 1341+594B | -16.0 | 1.47 | | 3.237 | 0.296 | 3.270 | 37 | 98 | -0.218 | |
| 1352+589 | -17.4 | 4.56 | oval | 1.210 | | 3.968 | 30 | 66 | 0.649 | |
| 1353+597A | -17.6 | 7.96 | | | | | | 47 | | |
| 1353+597B | -15.5 | 2.09 | | 2.114 | | 0.844 | 15 | 62 | 0.728 | |
| 1354+579W | -18.1 | 4.96 | | 3.393 | 0.592 | 4.003 | 25 | 126 | 0.430 | |
| 1357+562 | -19.0 | 9.39 | | 0.735 | | | 11 | 8 | -0.011 | He-H11 |
| 1358+554N | -16.4 | 2.08 | | 1.474 | | 2.294 | 25 | 23 | -0.512 | abs? |
| 1401+490 | -14.2 | 0.41 | | 2.266 | 0.297 | 3.552 | 76 | 214 | 0.236 | |
| 1401+564B | -20.7 | 15.09 | stellar | 1.625 | | 0.773 | 12 | 32 | 0.538 | |
| 1404+571E | -19.8 | 16.49 | double | 2.026 | | 1.109 | 24 | 49 | 0.008 | abs? |
| 1408+558 | -18.9 | 7.17 | oval | 1.849 | | 1.936 | 8 | 32 | 0.838 | |
| 1411+557 | -19.9 | 12.07 | double | 4.000 | | 2.086 | 4 | 33 | 0.786 | |
| 1411+584 | -19.6 | 10.14 | stellar? | 1.149 | | 1.221 | 11 | 20 | 0.498 | Hg-H8, HK |

Таблица 1 (окончание)

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 |
|-----------|-------|-------|---------|-------|-------|-------|-----|-----|--------|--------------|
| 1420+544 | -16.5 | 2.52 | | 0.400 | 0.453 | 3.744 | 589 | 96 | -0.975 | |
| 1422+573 | -18.5 | 2.35 | | 4.314 | | 2.438 | 9 | 45 | 0.160 | |
| 1425+507 | -19.1 | 5.59 | stellar | 4.243 | | 2.640 | 50 | 159 | -0.313 | abs? |
| 1429+554A | -18.5 | 4.41 | oval | 2.174 | | 0.716 | 12 | 24 | -0.091 | |
| 1430+526A | -16.5 | 3.17 | oval | 1.821 | | 4.722 | 40 | 65 | -0.158 | |
| 1445+491 | -17.1 | 2.09 | | 1.770 | | 1.948 | 9 | 14 | -0.140 | |
| 1446+512 | -21.5 | 21.01 | | 1.401 | | 2.162 | 50 | 55 | -0.263 | |
| 1446+596 | -14.8 | 1.66 | | 1.846 | | 5.014 | 42 | 88 | 0.138 | |
| 1453+526 | -16.7 | 2.52 | oval | 2.889 | 0.124 | 3.438 | 76 | 147 | -0.436 | |
| 1458+497 | -19.7 | 8.45 | stellar | 2.686 | 0.099 | 1.923 | 21 | 60 | 0.067 | abs? |
| 1503+530 | -17.7 | 2.54 | nucl. | 1.575 | | 0.736 | 20 | 41 | 0.286 | |
| 1504+514 | -17.1 | 5.08 | SA | 2.532 | 0.378 | 3.659 | 110 | 285 | 0.025 | |
| 1509+527 | -18.1 | 4.15 | oval | 5.284 | | 4.705 | 7 | 43 | 0.164 | abs? |
| 1519+508 | -21.6 | 15.31 | nucl. | 0.981 | | 0.386 | 25 | 18 | -0.336 | abs |
| 1523+519 | -16.3 | 3.20 | oval | 2.873 | 0.792 | 5.457 | 27 | 77 | -0.008 | |
| 1524+554 | -16.7 | 3.23 | double? | 2.167 | | 3.167 | 29 | 62 | -0.015 | |
| 1528+529 | -20.7 | 7.33 | stellar | 1.858 | 0.674 | 3.901 | 138 | 113 | -0.890 | |
| 1528+577B | -20.2 | 17.83 | stellar | 1.357 | | | 10 | 15 | 0.109 | |
| 1533+574B | -15.8 | 2.44 | double | 1.17 | 0.37 | 4.13 | 167 | 210 | 0.078 | |
| 1536+588 | -19.6 | 12.36 | oval | 0.867 | 0.213 | 4.109 | 146 | 311 | 0.976 | |
| 1538+574A | -20.4 | 12.55 | double? | 0.879 | | 0.975 | 36 | 38 | 0.199 | |
| 1539+584 | -17.1 | 3.42 | stellar | 1.361 | 0.436 | 4.520 | 100 | 134 | -0.017 | |
| 1541+516 | -18.1 | 6.98 | double? | 0.963 | | 4.454 | 55 | 42 | -0.252 | |
| 1541+590 | -17.0 | 3.27 | | 0.774 | | 5.229 | 591 | 91 | -1.753 | |
| 1552+602B | -14.9 | 1.41 | double | 1.785 | 0.340 | 4.209 | 118 | 760 | 1.393 | |
| 1558+585 | -15.7 | 2.51 | nucl. | 2.181 | | 1.976 | 6 | 20 | 0.461 | He-H9, HK |
| 1559+604 | -15.3 | 1.36 | oval | 1.215 | | 2.656 | 72 | 217 | 0.986 | |
| 1609+581 | -20.0 | 14.49 | | 1.320 | | 0.970 | 21 | 54 | 0.724 | |
| 1610+586 | -19.7 | 12.33 | | 1.554 | | 1.760 | 17 | 37 | 0.366 | abs? |
| 1614+600 | -17.3 | 3.61 | stellar | 1.332 | | 1.529 | 33 | 100 | 0.892 | |
| 1616+594A | -19.4 | 14.06 | | 0.764 | | 0.660 | 46 | 31 | -0.136 | |
| 1620+577 | -15.8 | 2.30 | double? | 1.907 | | 1.853 | 61 | 65 | -0.632 | |
| 1632+579 | -15.7 | 1.76 | | 1.329 | 0.460 | 5.656 | 155 | 185 | -0.117 | |
| 1646+551 | -18.2 | 3.19 | double | 1.599 | | 0.577 | 11 | 19 | 0.083 | abs |
| 1707+565 | -16.9 | 3.34 | oval | 2.449 | 0.260 | 3.188 | 104 | 305 | 0.196 | |

Распределение галактик по красным смещениям показывает, что это в основном близкие галактики - максимум распределения приходится на $z=0.02-0.04$. Галактики, имеющие красные смещения $z>0.05$, составляют не более 15 % всей выборки.

Распределение галактик по абсолютной звездной величине показывает, что в выборке много абсолютно слабых галактик, до $M=-17^m$ включительно их около 40% всей выборки.

Линейные диаметры, приведенные в таблице, относятся к наибольшему измеренному размеру галактики. Видно, что это в основном небольшие

галактики. Правда, заранее надо сказать, что иногда это только размеры активных областей, а не всей галактики. Размеры более 10 кпк составляют небольшую часть выборки - около 20%.

В седьмом столбце приведены некоторые морфологические свойства изучаемых галактик по низкодисперсионным обзорным снимкам галактик и картам РА. Обращалось внимание или на кратность галактик - количество компонентов, конденсаций в теле галактики и их компактность или звездообразность. Звездообразность оценивалась глазомерно по сравнению с видом звезды той же звездной величины на обзорных пластинках 40" - 52" телескопа системы Шмидта. Напомним, что масштаб снимка 97"/мм.

В статье всюду используется значение постоянной Хаббла $75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$.

Параметры эмиссионных линий - потоки в линиях [OII] $\lambda 3727$, [NeIII] $\lambda 3869$, H β и [OIII] $\lambda 5007$, а также эквивалентные ширины эмиссионных линий H β и [OII] $\lambda 3727$ были измерены с помощью программ [8,9], где площади линий приближались гауссианой. Ошибка измеренных величин не превосходит 40% от самой величины.

Выборка изучаемых галактик содержит 165 объектов.

Для анализа была выделена также выборка 2 сейфертовских галактик второго типа, которые были ранее классифицированы по ширинам и глазомерной оценке относительных интенсивностей эмиссионных линий, и которая включает 9 галактик [11].

Для сравнения использовалась выборка 3 кандидатов в голубые компактные карликовые галактики, которая была создана по результатам низкодисперсионной спектроскопии. В нее вошли галактики, имеющие на обзорных снимках сильные контрастные эмиссионные линии и почти полное отсутствие континуума. Морфология - неправильные галактики с компактными образованиями. Результаты щелевой спектроскопии были опубликованы в [10]. В ней приведены относительные интенсивности необходимых эмиссионных линий и эквивалентная ширина эмиссионной линии H β . Нами были измерены эквивалентные ширины эмиссионной линии [OII] $\lambda 3727$. Для ряда спектров мы повторили измерения параметров эмиссионных линий с целью проследить, насколько хорошо наши измерения совпадают с данными из [10]. Оказалось, что только для очень недокопленных спектров и спектров, где полностью отсутствует континуум, мы получили большие расхождения. В большинстве случаев же согласие удовлетворительное. В выборку вошло 65 галактик. Две последние выборки использованы только при построении диагностических диаграмм.

3. *Диагностические диаграммы.* Кратко остановимся на предложенных методах диагностики, приведенных в цитируемой литературе. Новые Диагностические диаграммы [6] используют относительные

интенсивности самых сильных и уверенных эмиссионных линий синей области шелевого спектра $[OII]\lambda 3727$, $[NeIII]\lambda 3869$, $H\beta$ и $[OIII]\lambda 5007$, а также эквивалентные ширины эмиссионных линий $H\beta$ и $[OII]\lambda 3727$. Все эти данные на новых диаграммах не исправлены ни за покраснение, ни за поглощение света в галактике.

3.1. *Отношения интенсивностей эмиссионных линий:* Первые две диаграммы, приведенные на рис.1 и 2, достаточно эффективны при отделении активных галактик от HII-областей для объектов локальной Вселенной. Фактически имеется верхний предел на $\log([NeIII]/H\beta)/\log([OII]/H\beta) \sim -0.2$, выше которого HII галактики практически

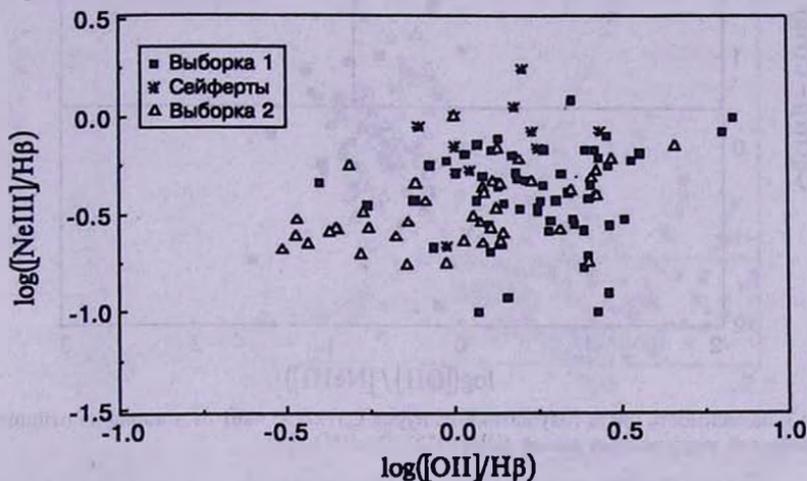


Рис.1. Зависимость логарифма отношения интенсивностей эмиссионных линий $[NeIII]\lambda 3869/H\beta$ от логарифма отношения интенсивностей $[OII]\lambda 3727/H\beta$.

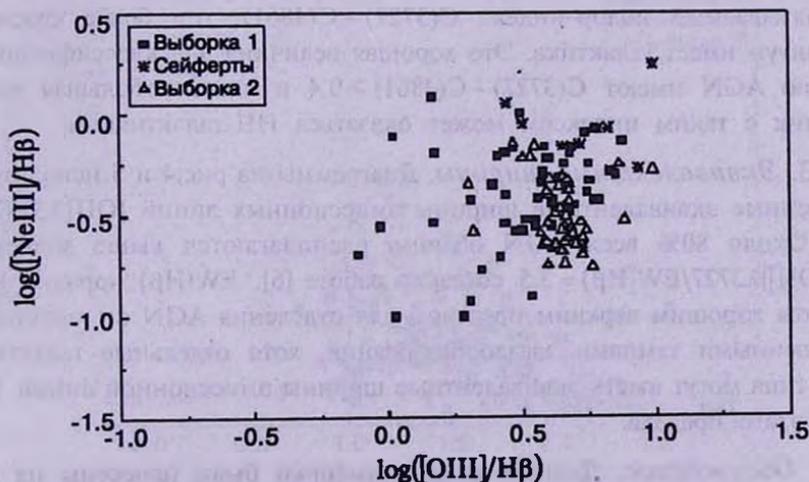


Рис.2. Зависимость логарифма отношения интенсивностей эмиссионных линий $[NeIII]\lambda 3869/H\beta$ от логарифма отношения интенсивностей $[OIII]\lambda 5007/H\beta$.

не наблюдаются. При этом лайнеры довольно трудно отделить от сейфертовских галактик второго типа. Отношение интенсивностей эмиссионных линий $[OII] \lambda 5007/H\beta$ позволяет получить некоторый уровень разделения между лайнерами, для которых $\log(I[OII] \lambda 5007/I(H\beta)) < 0.5$ и сейфертовскими галактиками второго типа, для которых $\log(I[OII] \lambda 5007/I(H\beta)) > 0.5$.

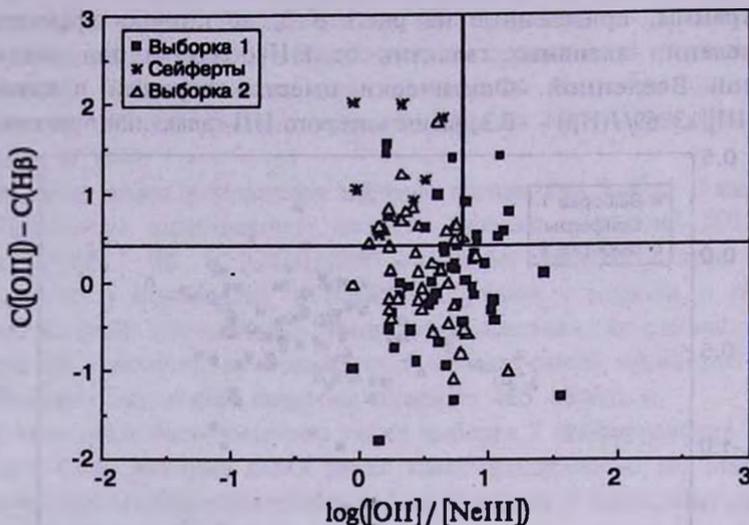


Рис.3. Зависимость цвета голубого континуума $C(3727) - C(4861)$ от логарифма отношения интенсивностей эмиссионных линий $[OII] \lambda 3727/[NeIII] \lambda 3869$.

3.2. Цвет голубого континуума. Вводится определение цвета голубого континуума. Соответственно этому определению, чем больше так называемый колор-индекс $C(3727) - C(4861)$, тем более красный континуум имеет галактика. Это хорошая величина для классификации. Обычно AGN имеют $C(3727) - C(4861) > 0.4$ и лишь небольшая часть галактик с таким индексом может оказаться НII-галактиками.

3.3. Эквивалентные ширины. Диаграммы на рис.4 и 5 используют измеренные эквивалентные ширины эмиссионных линий $[OII] \lambda 3727$ и $H\beta$. Около 80% всех AGN обычно располагаются выше значения $EW([OII] \lambda 3727)/EW(H\beta) = 3.5$ согласно работе [6]. $EW(H\beta)$ порядка 10 \AA является хорошим верхним пределом для отделения AGN от галактик с повышенными темпами звездообразования, хотя отдельные галактики этого типа могут иметь эквивалентные ширины эмиссионной линии $H\beta$ ниже этого предела.

4. Обсуждение. Данные каждой выборки были нанесены на все пять классификационных диаграмм согласно работе [6]. Необходимо

отметить, что во многих спектрах линия $[\text{NeIII}]\lambda 3869$ была слишком слабой и терялась в шумах. Поэтому реальное количество галактик на первых трех диаграммах меньше.

Обзорные галактики заполняют все пространство диагностических диаграмм. При этом "выборка 2" сдвинута относительно основной - "выборка 1" - на первых двух диаграммах в сторону объектов более высокого возбуждения. Большая часть галактик на первых двух диаграммах

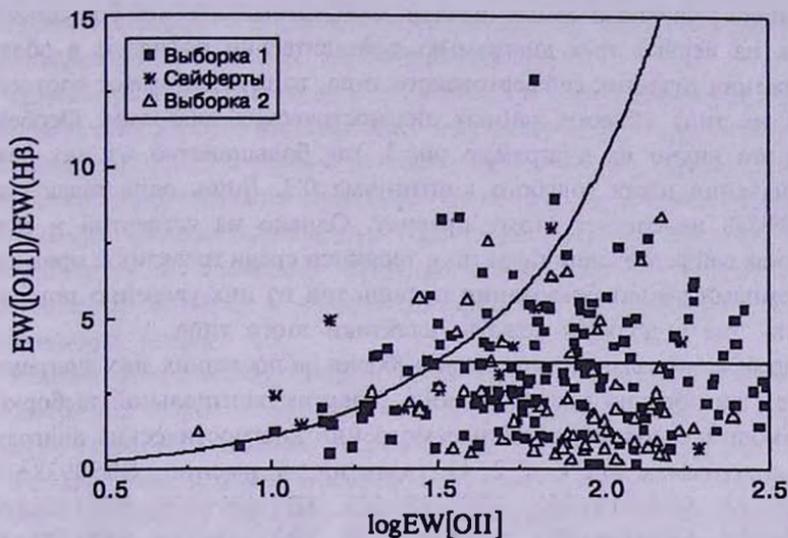


Рис.4. Зависимость отношения эквивалентных ширин эмиссионных линий $\text{EW}([\text{OII}]\lambda 3727)/\text{EW}(\text{H}\beta)$ от логарифма эквивалентной ширины $\log \text{EW}[\text{OII}]\lambda 3727$.

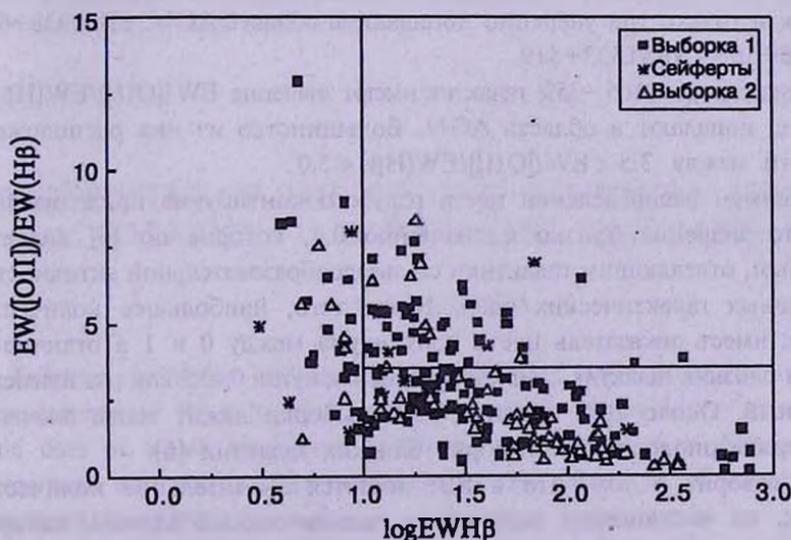


Рис.5. Зависимость отношения эквивалентных ширин эмиссионных линий $\text{EW}([\text{OII}]\lambda 3727)/\text{EW}(\text{H}\beta)$ от логарифма эквивалентной ширины $\log \text{EW}(\text{H}\beta)$.

лежит ниже значения $\log([\text{NeIII}]/\text{H}\beta) < -0.2$, то есть реально попадает в область расположения галактик, имеющих повышенный уровень звездообразования. Эквивалентные ширины эмиссионной линии $\text{H}\beta$ обзорных галактик большей частью имеют значения больше 10\AA . Очень большие значения эквивалентных ширин (более нескольких сот ангстрем) имеют галактики без заметного континуума и/или спектр получен с недостаточным отношением сигнал/шум.

В выборке предполагаемых галактик сейфертовского типа большинство галактик на первых трех диаграммах действительно попадают в область расположения галактик сейфертовского типа, то есть занимают соответствующие их типу области данных диагностических диаграмм. Особенно хорошо это видно на диаграмме рис.3, где большинство из них лежит выше значения цвета голубого континуума 0.3. Лишь одна галактика - SBS1150+583 не следует этому правилу. Однако на четвертой и пятой диаграммах сейфертовские галактики теряются среди галактик с повышенными темпами звездообразования и лишь три из них уверенно попадают в область, где и должны лежать галактики этого типа.

Распределение галактик основной выборки на последних двух диаграммах в среднем аналогично распределению галактик контрольной выборки.

Остановимся подробнее на рассмотрении диагностических диаграмм.

На диаграммах рис.1 и 2 11 галактик, а именно, SBS0938+611, SBS0942+573, SBS1016+563, SBS1128+573, SBS1151+579, SBS1222+614, SBS1250+594, SBS1314+605, SBS1340+529, SBS1523+519, SBS1528+529, что составляет около 15% выборки, лежат в области AGN. Однако большая часть из них располагается вблизи границы между двумя типами галактик и только три уверенно попадают в область AGN: SBS0938+611, SBS1016+563, SBS1523+519.

На диаграммах 4 и 5 ~35% галактик имеют значение $\text{EW}([\text{OII}])/\text{EW}(\text{H}\beta) > 3.5$, т.е. попадают в область AGN. Большинство из них расположено в области между $3.5 < \text{EW}([\text{OII}])/\text{EW}(\text{H}\beta) < 5.0$.

Максимум распределения цвета голубого континуума приходится на 0.35. Это значение близко к значению 0.4, которое по [6] является граничным, отделяющим галактики со звездообразовательной активностью от активных галактических ядер. Более того, наибольшее количество галактик имеет показатель цвета континуума между 0 и 1 в отличие от выборки близких галактик, для которых промежутки 0-0.5 как раз наименее населенный. Около 20% галактик всей выборки лежит выше значения 0.4, в противоположность выборке близких галактик [6].

Это говорит о том, что в SBS имеется значительное количество галактик, не являющихся активными галактическими ядрами, которые возможно диагностировать с помощью новых диаграмм, только привлекая

дополнительные данные об этих галактиках, как-то: размеры, светимость, морфологический тип.

5. Заключение. Для подвыборок галактик Второго Бюраканского Обзора были измерены относительные интенсивности и эквивалентные ширины эмиссионных линий, наблюдаемых в их спектрах. На основании этих данных построены диагностические диаграммы.

Большинство исследованных галактик на всех классификационных диаграммах попадает в область преимущественного расположения галактик с повышенными темпами звездообразования.

Другим результатом следует считать то, что сейфертовские галактики действительно хорошо выделяются с помощью данных диаграмм. Данные диаграмм рис.4 и 5 в общем не противоречат этому выводу, поскольку отдельные сейфертовские галактики могут попадать в область галактик с активным звездообразованием. Однако обратное утверждение неверно - в область расположения сейфертовских галактик попадает много эмиссионных галактик с узкими эмиссионными линиями, с индексом возбуждения больше 3.0.

Можно сделать вывод, что при диагностировании галактик недостаточно рассматривать только их положение на данных диагностических диаграммах - следует обращать внимание также на светимость и морфологию галактики.

Рассмотрение отдельных объектов приводит к выводу, что на некоторые из них необходимо обратить серьезное внимание. Их расположение на диаграммах говорит, возможно, об их сложной физической природе.

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

PROPERTIES OF THE SECOND BYURAKAN SURVEY GALAXIES. I. DIAGNOSTIC DIAGRAMS

L.K.ERASTOVA

Relative intensities and equivalent widths of basic emission lines have been determined for a number of the Second Byurakan Survey galaxies, the basic data of which have been published earlier. The new diagnostic diagrams were constructed. The properties for this subsample of survey galaxies have been discussed.

Key words: *Galaxies:emission lines - galaxies:diagnostic diagrams*

ЛИТЕРАТУРА

1. *S.Veilleux, D.Osterbrock*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **63**, 295, 1987.
2. *J.A.Stepanian, V.A.Lipovetsky, L.K.Erastova et al.*, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.*, (Izv. SAO), **35**, 15, 1993.
3. *J.A.Stepanian, V.A.Lipovetsky, L.K.Erastova et al.*, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.*, (Izv. SAO), **35**, 24, 1993.
4. *J.A.Stepanian, V.A.Lipovetsky, L.K.Erastova et al.*, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.*, (Izv. SAO), **35**, 32, 1993.
5. *J.A.Stepanian, V.A.Lipovetsky, L.K.Erastova et al.*, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.*, (Izv. SAO), **35**, 38, 1993.
6. *C.S.Rola, E.Terlevich, R.Terlevich*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **289**, 419, 1997.
7. *M.D.Bicay, J.A.Stepanian, V.H.Chavushyan et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **147**, 169, 2000.
8. *V.V.Vlasyuk*, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.*, (Izv. SAO), **36**, 107, 1993.
9. *V.V.Vlasyuk*, частное сообщение.
10. *Yu.I.Izotov, V.A.Lipovetsky, N.G.Guseva et al.*, *Astron. Astrophys. Trans.*, **3**, 179, 1993.
11. *Дж.А.Степанян и др.*, (не опубликовано).

УДК: 524.74

ОПТИЧЕСКИЕ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ IRAS. ГАЛАКТИКИ. IX

А.М.МИКАЕЛЯН, Л.А.САРГСЯН

Поступила 17 марта 2003

Принята к печати 20 ноября 2003

Приводится девятый список объектов выборки BIG (Byurakan-IRAS Galaxies) - 87 галактик, отождествленных с 60 точечными источниками каталога IRAS PSC в области $+69^\circ \leq \delta \leq +73^\circ$ и $03^h 50^m \leq \alpha \leq 09^h 50^m$ с площадью в 117 кв. гр. Большинство отождествленных галактик имеет компактную форму с ярким балджем и слабыми перифериями. Среди отождествленных объектов имеется 7 кандидатов в Су, 8 взаимодействующих пар (из них 1 кандидат в "мерджеры") и 6 LSB галактик. Приводятся оптические координаты, их отклонения от ИК координат, звездные величины V , морфологические типы, угловые размеры и позиционные углы. Отождествленные галактики имеют морфологические типы Sa-Sc, оптические звездные величины в пределах 15.5^m - 21.5^m и угловые размеры в пределах $3''$ - $26''$. Приводятся карты отождествления для этих объектов из DSS2.

1. *Введение.* Оптические отождествления точечных источников IRAS PSC (Point Source Catalog) [1] и FSC (Faint Source Catalog) [2] проводятся с целью выявления новых AGN, галактик со вспышкой звездообразования, взаимодействующих пар, галактик с высокой ИК-светимостью и их дальнейшего изучения. Следует отметить, что до сих пор еще остались неотожествленными около половины всех источников, зарегистрированных спутником IRAS.

В области $+61^\circ \leq \delta \leq +90^\circ$ на высоких галактических широтах ($|\delta| \geq 15^\circ$), где проводился Первый Бюраканский спектральный обзор неба (FBS) [3], осуществляется программа систематических оптических отождествлений точечных IRAS источников (всего 1577 источников) [4].

2. *Отождествления источников IRAS.* Отождествления проводятся с помощью низкодисперсионных спектров FBS, изображений Первого и Второго Оцифрованного обзора неба (DSS1 [5] и DSS2 [6]) и инфракрасных потоков на длинах волны 12, 25, 60 и 100 мкм, приведенных в каталоге IRAS. Уже опубликовано 8 списков галактик BIG (Byurakan-IRAS Galaxies, 416 объектов, [7] и ссылки в ней) и 5 списков звезд BIS (Byurakan-IRAS Stars, 287 объектов, [8]).

Для уверенности отождествлений, отбор проводится также с помощью кросс-корреляции каталогов точечных и слабых источников IRAS (PSC и FSC) с радио каталогами (в частности, с Обзором неба NRAO/VLA - NVSS [9]) и другими каталогами [10]. Кроме того, все объекты проверены

с помощью внегалактической базы данных NED с радиусом поиска в 1'.

В случае внегалактических объектов, ИК-источниками являются в основном галактики с пекулярной морфологией и взаимодействующие группы: галактики с ярким балджем при отсутствии периферии, с признаками возмущения, со спутниками и областями HII, взаимодействующие пары и группы, "мерджеры", компактные группы и др. Наличие таких факторов является дополнительным аргументом для отождествлений.

3. *Список отождествленных объектов.* Отождествления проводились в полосе со склонением $+69^\circ \leq \delta \leq +73^\circ$. В данной работе приводятся объекты области $03^h50^m \leq \alpha \leq 09^h50^m$ с площадью в 117 кв. гр.

В табл.1 приведен список 87 галактик, отождествленных с 60 точечными источниками IRAS PSC (с некоторыми источниками отождествляется по 2 и более оптических объектов). В последовательных столбцах таблицы приведены: 1 - порядковый номер отождествленного объекта - номер BIG (с указанием компонентов *abcd*); 2 - обозначение источника IRAS; 3, 4 - оптические координаты для эпохи J2000 с точностью 0.5", определенные с DSS2; 5 - отклонения оптических координат от координат IRAS PSC (Опт-ИК); 6 - видимые звездные величины m_v с точностью около 0.5^m, определенные с DSS2 на основании калибровки "диаметр изображения - звездная величина" [11], а также с использованием базы данных APS [12] и каталога USNO-A2.0 [13]; 7 - морфологический тип объектов, определенный с прямых изображений DSS2; 8 - угловые размеры центральных областей объектов на DSS2 с точностью до 1" (1 пиксел оцифрованного обзора); 9 - позиционные углы галактик с точностью в 2°, также определенные с DSS2 (в направлении с севера на восток).

Оптические координаты определены с помощью программы FITSVIEW, где путем построения гауссиан по *x* и *y* с высокой точностью (0.01 пиксела) определяется центр тяжести изображения объекта и приводятся координаты этого центра. Отклонения оптических и ИК-координат вызваны неточностью ИК-координат, которые в случае галактик доходят до 2'-2.5'. В случае 87 объектов данного списка позиционные отклонения лежат в пределах 2.5"-106.1" (все они в пределах эллипсов неопределенностей ИК-координат), причем в пределах 10" лежит 11% отождествлений (10 объектов), в пределах 30" - 37% (32), в пределах 60" - 75% (65) и за пределами 60" - 25% (22). Среднее арифметическое отклонение составляет 41".

Для слабых галактик невозможно было исследовать низкодисперсионные спектры FBS, однако уверенность их отождествления подкрепляется отсутствием ярких звезд поздних классов в эллипсе неопределенностей ИК-координат. Оптические звездные величины лежат в пределах 15.5^m-21.5^m. Распределение по звездным величинам следующее: $m_v < 17.5$ -

13 объектов, $18 < m_v < 19.5$ - 32, $20 < m_v < 21.5$ - 42. Угловые размеры галактик лежат в пределах $3''$ - $26''$. 29 галактик имеют $D < 5''$, 45 - $6''$ - $10''$, 10 - $11''$ - $20''$ и 3 - $20''$ - $30''$.

Наряду с известными морфологическими типами Sa-Sb-Sc (и промежуточных типов), использованы обозначения "S" и "Gal". "S" обозначает спиральные галактики, для которых подтип не определяется, а "Gal" - объекты, которые имеют незвездное изображение на DSS, но не поддаются классификации. Знак "." ставился в случае неуверенности классификации. Распределение типов в списке следующее: Gal - 5, S - 20, Sa - 10, Sab - 12, Sb - 20, Sbc - 10 и Sc - 10.

После таблицы приведены комментарии для объектов, включая ассоциации с каталогом IRAS FSC [2], радиисточниками (в частности, с источниками NVSS [9]), описание морфологических peculiarностей, взаимодействия, расположений компонентов в группах, цвет и низкодисперсионные особенности из FBS и др.

В конце работы приводятся карты отождествления для всех 87 галактик табл.1 в полях DSS2 (красные карты) с центрами координат 60 источников из IRAS PSC.

Таблица 1

СПИСОК 87 ГАЛАКТИК, ОТОЖДЕСТВЛЕННЫХ С 60 IRAS ИСТОЧНИКАМИ

| BIG № | IRAS PSC Источники | Оптические координаты | | | | | | OPT-IR (") | m_v | Тип | Размеры центр. частей (") | РА (") |
|-------|--------------------|-----------------------|----|-------|-----------------|----|------|------------|-------|------|---------------------------|--------|
| | | α_{2000} | | | δ_{2000} | | | | | | | |
| | | h | m | s | ° | ' | " | | | | | |
| 1 | 2 | 3 | | | 4 | | | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 |
| 417a | 03546+6950 | 3 | 59 | 50.65 | +69 | 59 | 40.1 | 27.6 | 20.0 | Sb | 7 x 4 | 56 |
| 417b | 03546+6950 | 3 | 59 | 53.07 | +69 | 59 | 58.7 | 50.0 | 21.0 | S: | 7 x 4 | 135 |
| 418 | 03571+6913 | 4 | 02 | 12.57 | +69 | 21 | 47.4 | 10.4 | 20.0 | Sbc | 6 x 4 | 135 |
| 419 | 04014+6904 | 4 | 06 | 43.40 | +69 | 13 | 09.0 | 45.2 | 21.5 | S: | 6 x 4 | 39 |
| 420 | 04105+7003 | 4 | 15 | 39.46 | +70 | 12 | 10.3 | 73.5 | 20.5 | Sab | 8 x 6 | 130 |
| 421a | 04120+7007 | 4 | 17 | 17.00 | +70 | 14 | 18.3 | 32.8 | 21.5 | S | 6 x 3 | 45 |
| 421b | 04120+7007 | 4 | 17 | 20.51 | +70 | 14 | 08.2 | 32.8 | 21.0 | S: | 4 x 4 | --- |
| 422 | 04246+7201 | 4 | 30 | 24.10 | +72 | 08 | 22.4 | 2.5 | 21.5 | S: | 5 x 4 | 158 |
| 423 | 04288+7121 | 4 | 34 | 29.22 | +71 | 28 | 01.9 | 9.5 | 17.5 | Sb | 17 x 11 | 17 |
| 424a | 04290+7206 | 4 | 34 | 54.51 | +72 | 12 | 12.6 | 33.5 | 21.0 | Sb: | 6 x 4 | 141 |
| 424b | 04290+7206 | 4 | 34 | 57.36 | +72 | 12 | 06.5 | 47.9 | 21.0 | Sb: | 6 x 4 | 31 |
| 424c | 04290+7206 | 4 | 34 | 57.39 | +72 | 12 | 13.8 | 45.9 | 21.0 | S | 6 x 3 | 31 |
| 425 | 04309+7222 | 4 | 36 | 56.18 | +72 | 29 | 16.3 | 78.8 | 19.0 | Sab | 15 x 7 | 58 |
| 426 | 05066+7240 | 5 | 12 | 38.46 | +72 | 43 | 57.6 | 17.3 | 18.0 | Sc: | 7 x 7 | --- |
| 427 | 05466+7251 | 5 | 52 | 49.91 | +72 | 52 | 22.0 | 3.3 | 21.0 | S: | 4 x 2 | 153 |
| 428 | 06252+7201 | 6 | 31 | 13.59 | +71 | 59 | 48.2 | 9.6 | 17.0 | Sa | 14 x 13 | 42 |
| 429 | 06283+7049 | 6 | 34 | 04.31 | +70 | 46 | 52.4 | 6.7 | 17.5 | Sb | 10 x 7 | 72 |
| 430 | 06381+7152 | 6 | 44 | 00.87 | +71 | 49 | 36.1 | 10.6 | 20.5 | Gal: | 4 x 3 | 90 |

Таблица 1 (продолжение)

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 |
|------|------------|------------|-------------|-------|------|------|---------|-----|
| 431 | 06399+7112 | 6 45 41.54 | +71 09 19.9 | 11.1 | 21.5 | Gal | 5 x 2 | 0 |
| 432 | 06592+7043 | 7 04 52.38 | +70 38 45.8 | 14.3 | 21.0 | S: | 5 x 4 | 22 |
| 433 | 07376+6946 | 7 43 01.93 | +69 38 36.1 | 51.9 | 20.5 | Sa: | 6 x 4 | 39 |
| 434 | 07432+7253 | 7 49 06.11 | +72 45 33.8 | 17.8 | 18.5 | Sab | 6 x 4 | 141 |
| 435 | 08036+7211 | 8 09 01.63 | +72 02 37.9 | 26.2 | 16.0 | Sa | 21 x 20 | 87 |
| 436a | 08122+7137 | 8 17 34.34 | +71 27 57.4 | 9.3 | 16.5 | Sa | 13 x 11 | 132 |
| 436b | 08122+7137 | 8 17 35.10 | +71 27 44.0 | 19.6 | 18.0 | Sab | 9 x 6 | 148 |
| 437a | 08403+7216 | 8 45 32.66 | +72 05 44.6 | 21.1 | 20.0 | S | 6 x 4 | 45 |
| 437b | 08403+7216 | 8 45 41.79 | +72 05 56.5 | 34.5 | 17.0 | Sa: | 16 x 8 | 166 |
| 438 | 08423+7001 | 8 47 17.13 | +69 50 08.3 | 21.2 | 17.5 | Sb | 12 x 8 | 156 |
| 439 | 08423+7242 | 8 47 42.83 | +72 30 54.1 | 39.0 | 19.0 | S | 5 x 4 | 158 |
| 440a | 08424+7201 | 8 47 36.13 | +71 50 51.8 | 6.9 | 18.5 | Sab | 9 x 6 | 36 |
| 440b | 08424+7201 | 8 47 41.83 | +71 50 41.3 | 22.4 | 19.5 | S | 4 x 3 | 146 |
| 441a | 08428+7009 | 8 47 35.69 | +69 59 43.1 | 72.0 | 18.5 | Sbc | 7 x 5 | 45 |
| 441b | 08428+7009 | 8 47 36.99 | +69 59 56.3 | 78.4 | 21.0 | Sc | 5 x 2 | 22 |
| 442a | 08439+7248 | 8 49 03.74 | +72 36 40.5 | 68.1 | 20.5 | Sc | 4 x 4 | --- |
| 442b | 08439+7248 | 8 49 05.78 | +72 37 27.9 | 35.6 | 19.5 | Sc | 4 x 4 | --- |
| 443 | 08503+7234 | 8 55 22.10 | +72 24 23.2 | 72.6 | 19.0 | Sbc | 8 x 4 | 40 |
| 444 | 08513+7149 | 8 56 23.28 | +71 37 44.7 | 7.0 | 21.0 | S | 4 x 4 | --- |
| 445a | 09034+7032 | 9 08 17.24 | +70 20 21.3 | 32.9 | 19.5 | Sb: | 6 x 4 | 31 |
| 445b | 09034+7032 | 9 08 19.88 | +70 19 45.2 | 45.2 | 19.0 | Sb: | 6 x 4 | 39 |
| 446 | 09037+6937 | 9 08 26.46 | +69 25 37.8 | 21.9 | 18.0 | Sbc | 13 x 10 | 72 |
| 447a | 09042+7222 | 9 09 16.32 | +72 10 38.6 | 44.5 | 19.5 | Sb: | 6 x 4 | 121 |
| 447b | 09042+7222 | 9 09 18.95 | +72 10 39.7 | 50.2 | 19.0 | Sb: | 9 x 4 | 49 |
| 448a | 09049+7105 | 9 09 32.55 | +70 52 53.8 | 55.4 | 19.5 | S: | 5 x 5 | --- |
| 448b | 09049+7105 | 9 09 33.61 | +70 52 58.0 | 48.8 | 19.5 | S: | 4 x 3 | 0 |
| 448c | 09049+7105 | 9 09 40.54 | +70 52 50.7 | 38.8 | 19.0 | Gal: | 5 x 4 | 37 |
| 449 | 09054+7125 | 9 10 15.58 | +71 12 44.8 | 50.6 | 17.0 | Sb | 15 x 10 | 48 |
| 450 | 09059+7216 | 9 10 56.62 | +72 3 50.4 | 28.3 | 20.0 | Gal: | 5 x 3 | 0 |
| 451 | 09088+7227 | 9 13 54.16 | +72 14 38.3 | 40.5 | 21.0 | Sb: | 3 x 3 | --- |
| 452 | 09090+7147 | 9 14 01.53 | +71 34 52.1 | 62.9 | 21.0 | Sb | 6 x 5 | 45 |
| 453a | 09098+7253 | 9 15 02.61 | +72 40 59.6 | 60.7 | 20.5 | Sbc | 7 x 4 | 135 |
| 453b | 09098+7253 | 9 15 05.56 | +72 40 50.1 | 72.5 | 20.0 | Sab | 7 x 4 | 45 |
| 454a | 09103+7252 | 9 15 02.61 | +72 40 59.6 | 84.5 | 19.5 | Sc | 7 x 4 | 135 |
| 454b | 09103+7252 | 9 15 05.56 | +72 40 50.1 | 68.5 | 19.5 | Sb | 7 x 4 | 45 |
| 454c | 09103+7252 | 9 15 05.67 | +72 40 07.7 | 63.5 | 20.0 | Sb: | 4 x 2 | 166 |
| 454d | 09103+7252 | 9 15 15.60 | +72 40 11.6 | 20.4 | 21.0 | Sb: | 5 x 3 | 143 |
| 455a | 09125+6927 | 9 17 00.04 | +69 16 08.3 | 52.5 | 19.0 | Sa: | 5 x 4 | 153 |
| 455b | 09125+6927 | 9 17 07.12 | +69 15 13.5 | 15.2 | 18.0 | Sa: | 7 x 6 | 0 |
| 456 | 09135+7112 | 9 18 26.39 | +70 59 15.7 | 68.1 | 19.5 | Sc | 8 x 5 | 140 |
| 457a | 09136+7258 | 9 18 36.72 | +72 45 20.0 | 13.5 | 19.5 | Sab | 8 x 5 | 135 |
| 457b | 09136+7258 | 9 18 43.31 | +72 44 52.3 | 49.3 | 20.0 | Sab | 7 x 6 | 135 |
| 458a | 09145+6911 | 9 19 17.30 | +68 59 01.9 | 78.7 | 18.0 | Sa | 9 x 7 | 54 |
| 458b | 09145+6911 | 9 19 17.51 | +68 59 42.5 | 81.7 | 16.0 | Sb | 25 x 16 | 171 |
| 459 | 09147+7108 | 9 19 24.98 | +70 55 24.2 | 24.7 | 21.0 | Sc: | 5 x 3 | 11 |
| 460a | 09152+7019 | 9 19 26.98 | +70 06 50.7 | 103.1 | 20.5 | Sab | 11 x 4 | 10 |
| 460b | 09152+7019 | 9 19 32.66 | +70 07 24.0 | 87.6 | 19.5 | Sa: | 7 x 6 | 146 |
| 460c | 09152+7019 | 9 19 37.54 | +70 08 10.1 | 106.1 | 19.0 | Sab | 8 x 5 | 50 |
| 460d | 09152+7019 | 9 19 43.90 | +70 07 04.4 | 32.8 | 21.5 | Sbc: | 5 x 4 | 11 |
| 461 | 09165+7054 | 9 21 06.51 | +70 41 53.8 | 21.9 | 15.5 | Sab | 26 x 18 | 32 |

Таблица 1 (окончание)

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 |
|------|------------|------------|-------------|------|------|------|--------|-----|
| 462 | 09219+7115 | 9 26 28.88 | +71 02 21.3 | 31.0 | 19.5 | S: | 6 x 4 | 149 |
| 463 | 09220+7103 | 9 26 43.60 | +70 49 37.0 | 65.6 | 19.5 | S: | 6 x 4 | 45 |
| 464 | 09228+7051 | 9 27 24.12 | +70 38 48.5 | 9.5 | 17.5 | Sa | 9 x 6 | 174 |
| 465a | 09243+7202 | 9 29 00.04 | +71 49 49.4 | 6.4 | 21.5 | Sc: | 4 x 4 | --- |
| 465b | 09243+7202 | 9 29 04.13 | +71 49 50.5 | 17.0 | 20.0 | Sc: | 5 x 4 | 37 |
| 466 | 09246+6956 | 9 28 58.91 | +69 43 22.8 | 38.0 | 20.0 | Sbc | 4 x 3 | 0 |
| 467 | 09257+6949 | 9 30 14.38 | +69 36 49.9 | 26.8 | 19.5 | Sb: | 6 x 4 | 39 |
| 468 | 09259+6918 | 9 30 24.46 | +69 06 16.8 | 37.6 | 16.5 | S: | 4 x 2 | 146 |
| 469 | 09276+7031 | 9 32 11.01 | +70 16 59.8 | 79.9 | 20.5 | S: | 6 x 3 | 51 |
| 470a | 09279+7030 | 9 32 31.82 | +70 17 54.7 | 50.6 | 21.0 | Sbc | 7 x 4 | 153 |
| 470b | 09279+7030 | 9 32 33.84 | +70 17 35.7 | 44.7 | 21.5 | Sc: | 5 x 4 | 22 |
| 471 | 09288+7229 | 9 33 26.97 | +72 16 14.8 | 18.7 | 19.5 | Sbc | 6 x 4 | 121 |
| 472a | 09293+7019 | 9 33 46.34 | +70 06 29.3 | 43.4 | 20.5 | Sb | 7 x 5 | 153 |
| 472b | 09293+7019 | 9 33 47.35 | +70 05 11.5 | 35.5 | 20.5 | Sab | 8 x 4 | 166 |
| 473 | 09293+7039 | 9 33 49.05 | +70 27 16.4 | 39.7 | 21.0 | Gal: | 5 x 4 | 37 |
| 474a | 09380+7052 | 9 42 04.78 | +70 39 03.7 | 99.9 | 17.5 | Sbc | 12 x 6 | 9 |
| 474b | 09380+7052 | 9 42 08.92 | +70 38 59.9 | 79.0 | 20.0 | S: | 8 x 4 | 150 |
| 475 | 09413+6915 | 9 45 34.82 | +69 01 06.7 | 31.4 | 19.5 | Sb | 7 x 4 | 45 |
| 476 | 09474+7109 | 9 51 48.91 | +70 55 47.2 | 40.7 | 21.0 | S: | 4 x 2 | 34 |

Примечания к объектам таблицы 1:

- BIG 422 Компактная звездообразная галактика.
- BIG 423 Ассоциируется с ИК-источником F04288+7121 [2] и с радиисточником NVSS с $S_{21} = 7.9$ Jy [9] (на расстоянии 4").
- BIG 424 Судя по близости координат и звездных величин, а также наличию других более слабых образований, компоненты составляют физическую группу галактик. Компонент *a* - галактика низкой поверхностной яркости (low surface brightness - LSB).
- BIG 426 Имеет очень яркий компактный балдж со слабыми перифериями. Кандидат в Sy.
- BIG 427 Очень голубая галактика (согласно изображениям DSS2). Кандидат в Sy.
- BIG 428 Ассоциируется с ИК-источником F06252+7201 [2] и с радиисточником NVSS с $S_{21} = 5.3$ Jy [9] (на расстоянии 1.6"). Имеет яркий компактный балдж со слабыми перифериями. Голубая галактика (согласно изображениям DSS2 и низкодисперсионным спектрам FBS). Вероятный Sy.
- BIG 429 Ассоциируется с ИК-источником F06283+7049 [2] и с радиисточником NVSS с $S_{21} = 8.9$ Jy [9] (на расстоянии 1.6"). Очень голубая галактика (согласно изображениям DSS2 и низкодисперсионным спектрам FBS). Вероятный Sy.
- BIG 430 Компактная галактика или звезда.
- BIG 431 LSB галактика.
- BIG 433 Ассоциируется с ИК-источником F07377+6946 [2] и с радиисточником NVSS с $S_{21} = 3.9$ Jy [9] (на расстоянии 5.9"). Очень голубая галактика (согласно изображениям DSS2). Вероятный Sy.
- BIG 434 Ассоциируется с ИК-источником F07433+7253 [2].
- BIG 435 Галактика NPM1G+72.0045, $m = 16.41$ [15]. Ассоциируется с ИК-источником F08034+7211 [2]. Имеет очень яркий балдж со слабыми перифериями.
- BIG 436 Компонент *a* - галактика KUG 0812+716, $m = 16.13$ [16]. Ассоциируется с ИК-источником F08122+7137 [2] (находится посередине двух компонентов) и с радиисточником NVSS с $S_{21} = 3.5$ Jy [9] (на расстоянии 4.3" от компонента *b* и 9.0" от компонента *a*). Взаимодействующая пара.

- BIG 437 Ассоциируется с ИК-источником F08404+7216 [2]. Компонент *b* ближе и, по-видимому, является основным источником, имеет спутник на SE.
- BIG 438 Ассоциируется с ИК-источником F08424+7001 [2] и с радиоисточником NVSS с $S_{21} = 6.9$ Jy [9] (на расстоянии 2.2").
- BIG 439 Голубая галактика (согласно изображениям DSS2).
- BIG 440 Ассоциируется с ИК-источником F08425+7201 [2] (находится посредине двух компонентов). Вместе с несколькими другими слабыми объектами (спутниками), компоненты *a* и *b* составляют, по-видимому, физическую группу галактик.
- BIG 441 Взаимодействующая пара?
- BIG 442 Наблюдается некоторое промежуточное образование ("мост") между компонентами *a* и *b*, по-видимому, признак взаимодействия.
- BIG 443 LSB галактика. По цвету на DSS - голубая.
- BIG 445 Ассоциируется с ИК-источником F09035+7032 [2] (находится посредине двух компонентов). Компонент *b* имеет яркий балдж и слабые периферии. В соседстве наблюдаются другие слабые галактики, вместе с основными компонентами составляющие физическую группу.
- BIG 446 Ассоциируется с ИК-источником F09038+6937 [2].
- BIG 447 Взаимодействующая пара. Имеется спутник на NE.
- BIG 448 Компоненты *a* и *b* - взаимодействующая пара. Компонент *c* является компактной галактикой.
- BIG 449 Галактика NPM1G+71.0051, $m = 16.62$ [15]. Ассоциируется с ИК-источником F09052+7125 [2]. Скорее всего наблюдается слияющаяся галактика ("merger").
- BIG 450 Компактная звездообразная галактика.
- BIG 453 Прослеживаются признаки взаимодействия между компонентами *a* и *b*.
- BIG 455 Оба компонента имеют яркий балдж со слабыми перифериями.
- BIG 456 Вместе с несколькими другими слабыми объектами, по-видимому, составляет физическую группу галактик.
- BIG 457 Компонент *b* - LSB галактика. Имеет спутник на SE.
- BIG 459 Ассоциируется с ИК-источником F09149+7107 [2].
- BIG 460 Ассоциируется с радиоисточником 87GB 091539.3+701905 [17] = TXS 0915+703 [18].
- BIG 461 Галактика NPM1G+70.0059, $m = 15.62$ [15]. Ассоциируется с ИК-источником F09164+7054 [2].
- BIG 464 Имеет яркий балдж со слабыми перифериями.
- BIG 467 Имеет яркий компактный балдж со слабыми перифериями. Кандидат в Sy.
- BIG 468 Галактика KUG0925+693 [16] = NPM1G+69.0067, $m = 16.5$ [15]. Голубая галактика (согласно изображениям DSS2).
- BIG 469 LSB галактика.
- BIG 471 Ассоциируется с ИК-источником F09288+7229 [2] и с радиоисточником 87GB 092839.3+722914 [17]. Голубая галактика (согласно изображениям DSS2). Имеет яркий компактный балдж со слабыми перифериями. Кандидат в Sy.
- BIG 474 Ассоциируются с ИК-источником F09377+7052 [2] (ближе к слабому компоненту *b*). Прослеживаются признаки взаимодействия между компонентами *a* и *b*.
- BIG 475 Ассоциируется с ИК-источником F09413+6914 [2]. Имеет голубую центральную область, скорее всего - галактика с УФ избытком.
- BIG 476 Ассоциируется с ИК-источником F09474+7109 [2]. LSB галактика, имеет спутник на NW.

4. **Заключение.** В области $+69^\circ \leq \delta \leq +73^\circ$ и $03^{\text{h}}50^{\text{m}} \leq \alpha \leq 09^{\text{h}}50^{\text{m}}$ с площадью в 117 кв. гр. 60 неотожествленных источников IRAS PSC оптически отождествлены с 87 галактиками. Среди них 39 являются

изолированными, а также есть 17 пар и 4 кратные системы (2 системы с 3 членами и 2 - с 4). Кроме каталогизированных объектов, в соседстве наблюдаются также слабые галактики - возможные спутники основных галактик и компоненты кратных систем. С точки зрения ИК-излучения, особенно важны слабейшие объекты, являющиеся кандидатами в ИК-галактики высокой светимости - LIG и ULIG [14] (так как их ИК-поток примерно равен потокам ярких галактик этого же списка, а оптические звездные величины примерно на 2^m - 3^m слабее). Более того, в полосе FBS $+69^\circ \leq \delta \leq +73^\circ$ неотожествленными остались 15 источников, имеющих ИК цвета, свойственные галактикам. В этих областях, по-видимому, находятся слабые галактики, которые невозможно обнаружить даже на DSS2 ($m > 21.5$). Это так называемые "затемненные" (obscured) IRAS галактики, которые могут сыграть значительную роль в населении Локальной Вселенной.

Среди отождествленных объектов имеется 7 кандидатов в Sy, 8 радиоисточников (также вероятные AGN), 8 взаимодействующих пар (из них 1 кандидат в "мерджеры"), 5 групп (учитывая и слабые образования вокруг каталогизированных объектов), 6 LSB галактик и 4 компактных галактик. Объекты имеют звездные величины в пределах 15.5^m - 21.5^m и угловые размеры центральных областей в пределах $3''$ - $26''$. 9 галактик имеют голубой цвет и УФ избыток по низкодисперсионным спектрам FBS. По морфологии 94% галактик спиральные. 19 галактик ассоциированы также с источниками IRAS FSC.

Для более 230 объектов BIG уже проводились спектральные наблюдения. В полосе $+69^\circ \leq \delta \leq +73^\circ$ наблюдалось 37 объектов. Открыты новые галактики типа Sy, LINER, Starburst и др. [19-21], а также вычислены их ИК светимости и обнаружено несколько объектов типа LIG и ULIG. "Затемненные" галактики из наших списков планируется наблюдать в ближайшем будущем на космическом телескопе SIRTf.

В работе использовались внегалактическая база данных NASA/IPAC (NED), функционируемая Лабораторией реактивного движения (JPL, Калифорнийский технологический институт), по контракту с Национальным управлением авиации и космических исследований (NASA) и APS Каталог обзора POSS I, поддерживаемый Национальным Научным Фондом, Национальным управлением авиации и космических исследований и Университетом Миннесота (США).

OPTICAL IDENTIFICATIONS OF IRAS POINT SOURCES. GALAXIES. IX

A.M.MICKAELIAN, L.A.SARGSYAN

The ninth list of the BIG (Byurakan-IRAS Galaxies) sample objects is given - 87 galaxies identified with 60 point sources from IRAS PSC in the region $+69^\circ \leq \delta \leq +73^\circ$ and $03^h50^m \leq \alpha \leq 09^h50^m$ with a surface of 117 sq. deg. Most of the identified galaxies have compact shapes with bright bulges and faint peripheries. There are 7 candidate Sy, 8 interacting pairs (including 1 candidate merger), and 6 LSB galaxies among the identified objects. Optical coordinates, their deviations from the infrared ones, V magnitudes, morphological types, angular sizes of the central regions and position angles are given. The identified galaxies have Sa-Sc morphological types, optical magnitudes in the range 15.5^m - 21.5^m , and angular sizes of the central regions in the range $3''$ - $26''$. Finding charts for these objects are given from the DSS2.

Key words: *galaxies:identification - infrared:galaxies*

ЛИТЕРАТУРА

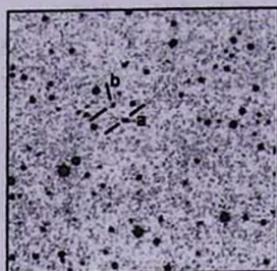
1. Joint IRAS Science Working Group. Infrared Astronomical Satellite Catalogs, The Point Source Catalog, Version 2.0, NASA RP-1190, 1988.
2. *M.Moshir, G.Kopan, T.Conrow et al.*, Infrared Astronomical Satellite Catalogs, The Faint Source Catalog, Version 2.0, 1990.
3. *B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian, L.K.Erastova, A.I.Shapovalova*, Commun. Special Astrophys. Obs., **62**, 5, 1989.
4. *A.M.Mickaelian*, Astrofizika, **38**, 625, 1995.
5. *T.McGlynn, N.E.White, K.Scollick*, ASP Conf. Ser., **61**, 34, 1994.
6. DSS2, The Second Generation Digitized Sky Survey, STScI, at http://stdatu.stsci.edu/cgi-bin/dss_form.
7. *А.М.Микаелян*, Астрофизика, **45**, 357, 2002.
8. *А.М.Микаелян, К.С.Гугоян*, Астрофизика, **44**, 222, 2001.
9. *J.J.Condon, W.D.Cotton, E.W.Greisen et al.*, Astron. J., **115**, 1693, 1998.
10. *М.П.Верон-Сетти, Ф.Верон*, частное сообщение, 1999.
11. *I.R.King, M.J.Raff*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **89**, 120, 1977.
12. *R.L.Pennington, R.M.Humphreys, S.C.Odewahn, W.Zumach, P.M.Thurmes*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **105**, 521, 1993; <http://aps.umn.edu/>.
13. *D.Monet, A.Bird, B.Canizian et al.*, USNO-SA2.0, (U.S. Naval Observatory,

Washington DC), 1996.

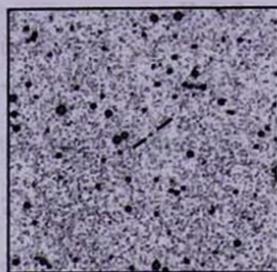
14. *D.B.Sanders, I.F.Mirabel*, Luminous Infrared Galaxies, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **34**, 749, 1996.
15. *A.R.Klemola, B.F.Jones, R.B.Hanson*, *Astron. J.*, **94**, 501, 1987.
16. *N.Miyauchi-Isobe, H.Maehara*, *Publ. Nat. Astron. Obs. Japan*, **5**, 75, 1998.
17. *P.C.Gregory, W.K.Scott, K.Douglas, J.J.Condon*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **103**, 427, 1996.
18. *J.N.Douglas, F.N.Bash, F.A.Vozyan, G.W.Torrence, C.Wolfe*, *Astron. J.*, **111**, 1945, 1996.
19. *А.М.Микаелян, С.А.Акопян, С.К.Балаян, А.Н.Буренков*, *Письма в Астрон. ж.*, **24**, 736, 1998.
20. *С.К.Балаян, С.А.Акопян, А.М.Микаелян, А.Н.Буренков*, *Письма в Астрон. ж.*, **27**, 330, 2001.
21. *А.М.Микаелян, Л.Р.Оганесян, Л.А.Саргсян*, *Астрофизика*, **46**, 221, 2003.

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS ИСТОЧНИКОВ

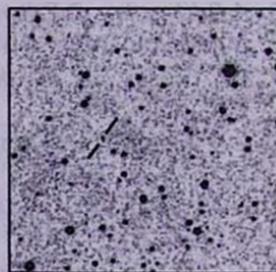
(Север сверху, восток слева, размеры 5' x 5')



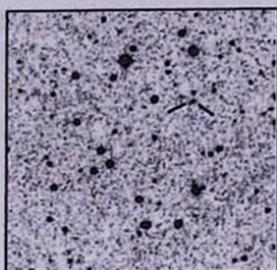
BIG 417 (03546+6950)



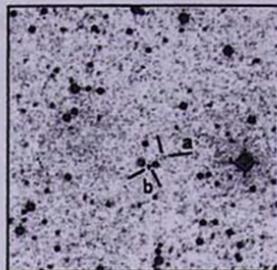
BIG 418 (03571+6913)



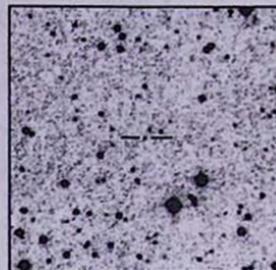
BIG 419 (04014+6904)



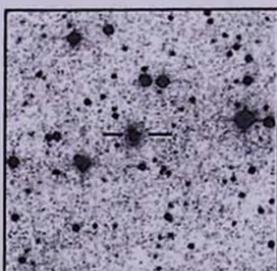
BIG 420 (04105+7003)



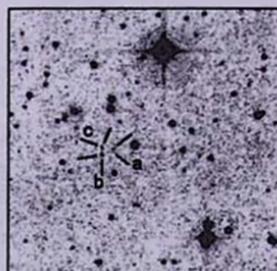
BIG 421 (04120+7007)



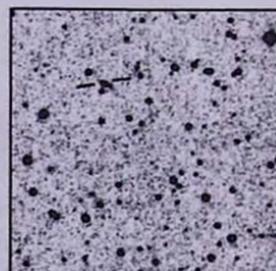
BIG 422 (04246+7201)



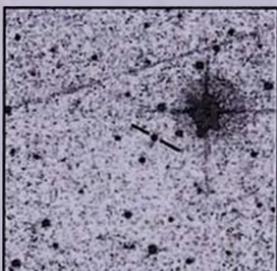
BIG 423 (04288+7121)



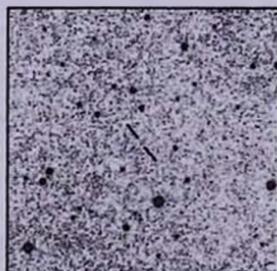
BIG 424 (04290+7206)



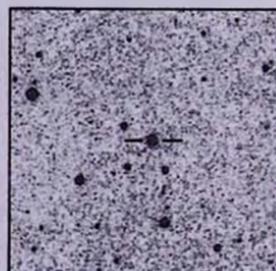
BIG 425 (04309+7222)



BIG 426 (05066+7240)



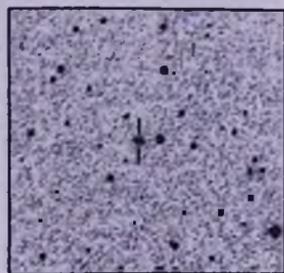
BIG 427 (05466+7251)



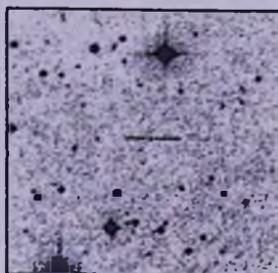
BIG 428 (06252+7201)

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS ИСТОЧНИКОВ

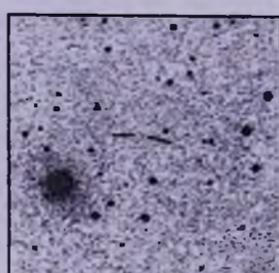
(Север сверху, восток слева, размеры 5' x 5')



BIG 429 (06283+7049)



BIG 430 (06381+7152)



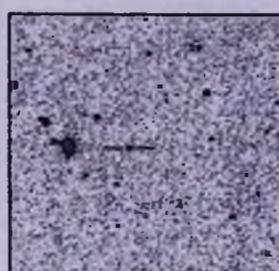
BIG 431 (06399+7112)



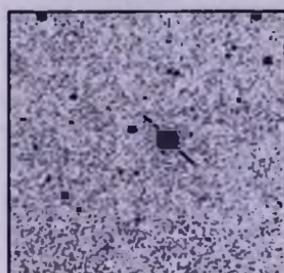
BIG 432 (06592+7043)



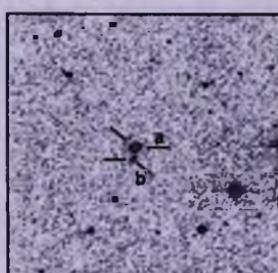
BIG 433 (07376+6946)



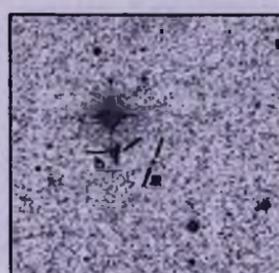
BIG 434 (07432+7253)



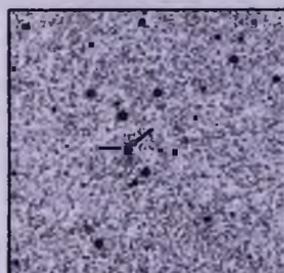
BIG 435 (08036+7211)



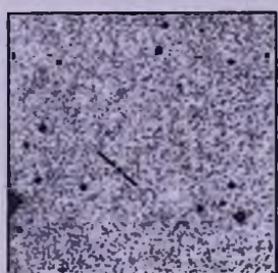
BIG 436 (08122+7137)



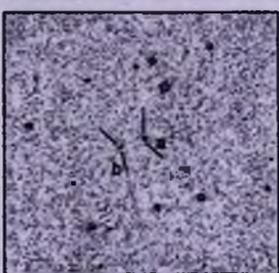
BIG 437 (08403+7218)



BIG 438 (08423+7001)



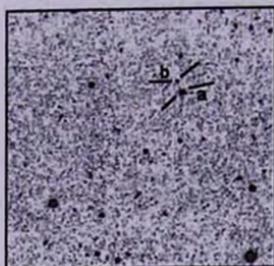
BIG 439 (08423+7242)



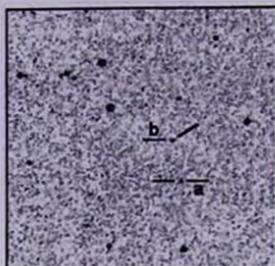
BIG 440 (08424+7201)

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS ИСТОЧНИКОВ

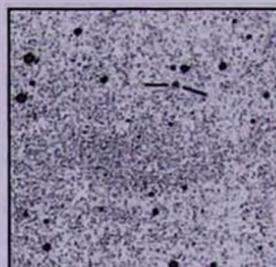
(Север сверху, восток слева, размеры 5' x 5')



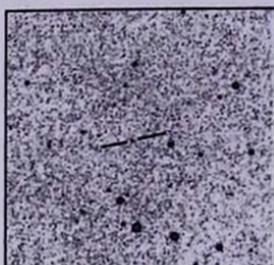
BIG 441 (08428+7009)



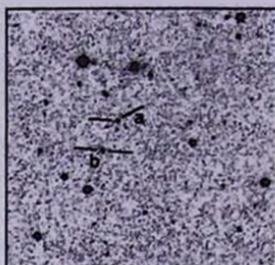
BIG 442 (08439+7248)



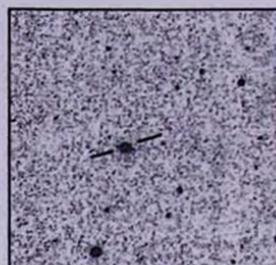
BIG 443 (08503+7234)



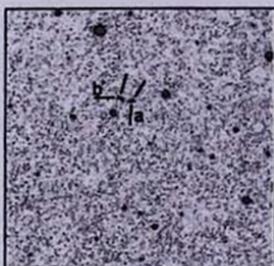
BIG 444 (08513+7149)



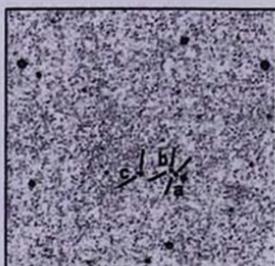
BIG 445 (09034+7032)



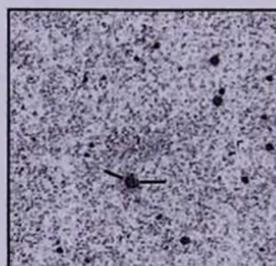
BIG 446 (09037+6937)



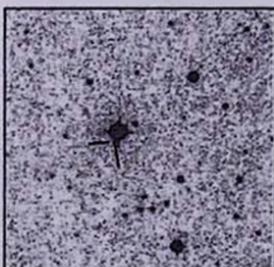
BIG 447 (09042+7222)



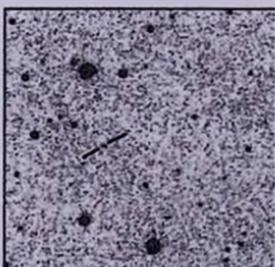
BIG 448 (09049+7105)



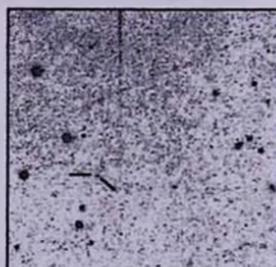
BIG 449 (09054+7125)



BIG 450 (09059+7216)



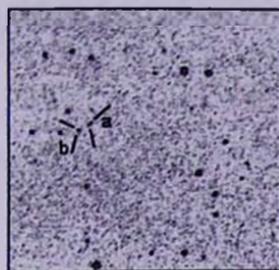
BIG 451 (09088+7227)



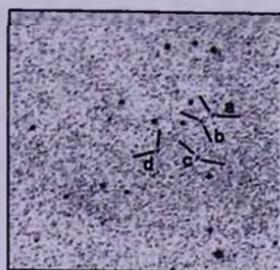
BIG 452 (09090+7148)

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS ИСТОЧНИКОВ

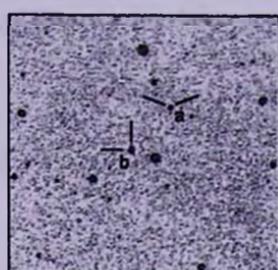
(Север сверху, восток слева, размеры 5'x5')



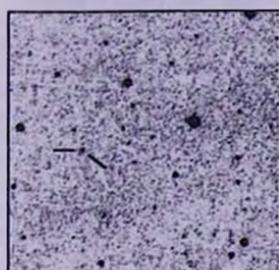
BIG 453 (09098+7253)



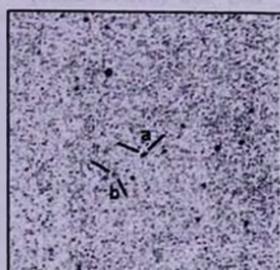
BIG 454 (09103+7252)



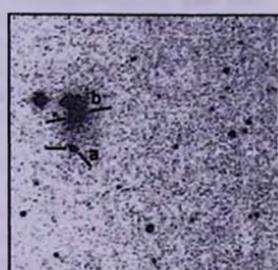
BIG 455 (09125+6927)



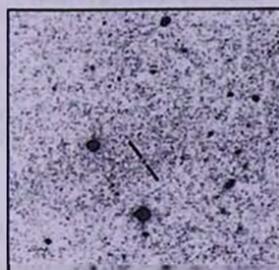
BIG 456 (09135+7112)



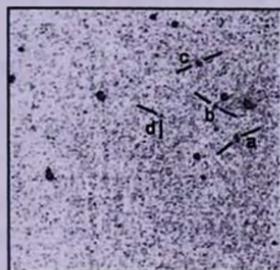
BIG 457 (09136+7258)



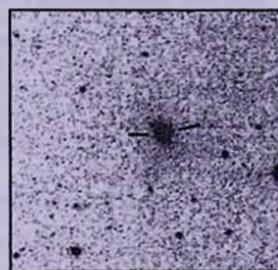
BIG 458 (09145+6911)



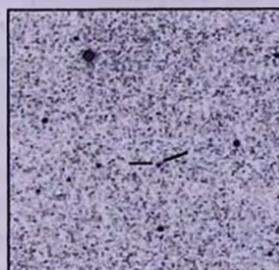
BIG 459 (09147+7108)



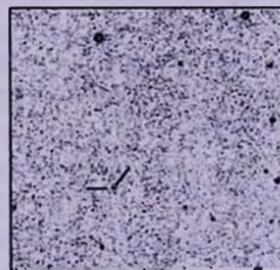
BIG 460 (09152+7019)



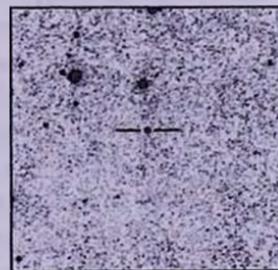
BIG 461 (09165+7054)



BIG 462 (09219+7115)



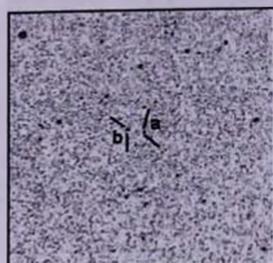
BIG 463 (09220+7103)



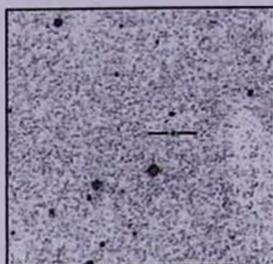
BIG 464 (09228+7051)

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS ИСТОЧНИКОВ

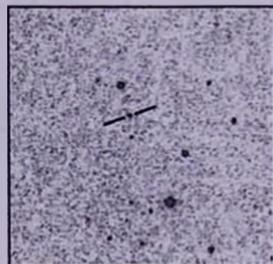
(Север сверху, восток слева, размеры 5' x 5')



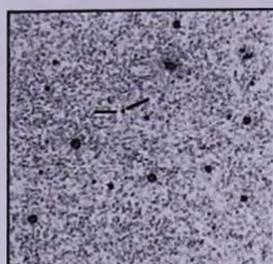
BIG 465 (09243+7202)



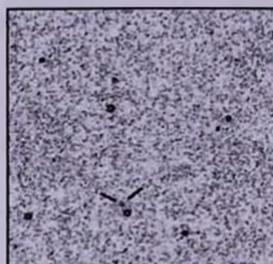
BIG 466 (09246+6956)



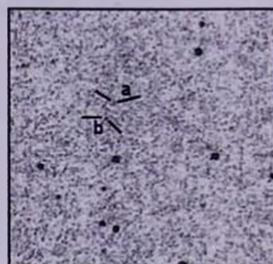
BIG 467 (09257+6949)



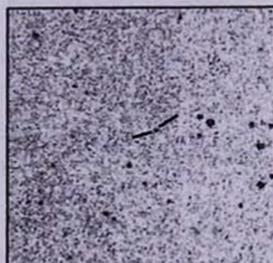
BIG 468 (09259+6918)



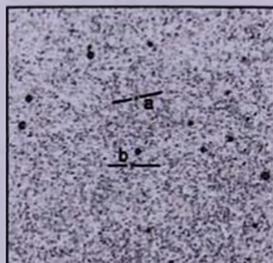
BIG 469 (09276+7031)



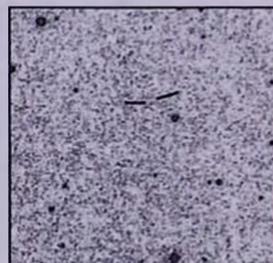
BIG 470 (09279+7030)



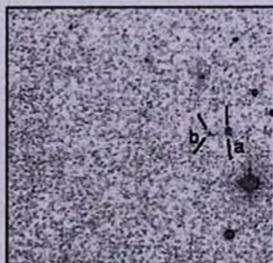
BIG 471 (09288+7229)



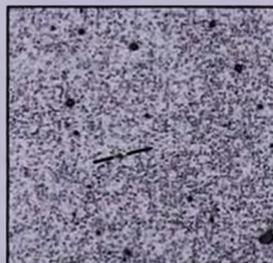
BIG 472 (09293+7019)



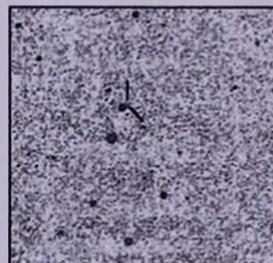
BIG 473 (09293+7039)



BIG 474 (09380+7052)



BIG 475 (09413+6915)



BIG 476 (09474+7109)

УДК: 52-64

ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ. I

А.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 4 августа 2003

Данная серия работ посвящена задачам многократного рассеяния света в плоскопараллельной неоднородной атмосфере. Предлагаемый в ней подход основывается на методе сложения слоев Амбарцумяна. Основная цель - показать, что при решении различных, в том числе стандартных, задач теории переноса излучения можно избежать трудностей, возникающих при рассмотрении задач с условиями, заданными на границах среды, путем сведения их к задачам с начальными условиями. В настоящей работе для иллюстрации обоснуется простейшая одномерная задача о диффузном отражении и пропускании для неоднородной атмосферы конечной оптической толщины. Суть применяемого при этом подхода заключается в том, что сначала определяются коэффициенты отражения и пропускания атмосферы, которые, как известно, являются решением задачи Коши для системы нелинейных дифференциальных уравнений. Показывается, в частности, что введением вспомогательных функций P и S становится возможным заменить указанную систему системой линейных уравнений. После определения отражательной и пропускательной способностей атмосферы поле излучения в ней находится непосредственно без решения каких-либо новых уравнений. Отметим, что такой подход позволяет получить искомые интенсивности одновременно для семейства атмосфер различной оптической толщины. Подробно рассматриваются два частных примера функциональной зависимости коэффициента рассеяния λ от оптической глубины, для которых решения соответствующих уравнений выражаются через элементарные функции. Приводятся результаты численных расчетов. Дается их физическое истолкование, демонстрирующее специфику переноса излучения в неоднородных атмосферах.

1. *Введение.* Обычно при интерпретации излучения тех или иных космических объектов приходится прибегать к различным упрощающим предположениям относительно их геометрии и физических свойств. Например, часто предполагается, что излучающая среда однородна и стационарна, между тем, как заведомо известно, что она обладает достаточно сложной структурой и подвержена временным изменениям. Предполагается, что решение указанных модельных задач позволяет, отвлекаясь от деталей, находить в первом приближении некоторые, возможно, наиболее существенные, характеристики исследуемых объектов. Однако появление высокоточной измерительной аппаратуры, позволяющей получить данные с большим пространственным и спектральным разрешением, дает возможность исследовать изученные ранее объекты более подробно. Ярким примером такого типа объектов могут служить солнечные протуберанцы. Внеатмосферные наблюдения в рамках программы SOHO дают богатый материал для детального изучения неоднородной структуры этих объектов и определения характеристик пространственных и временных

изменений их поверхностной яркости в линиях и непрерывном спектре. Новые наблюдательные данные настоятельно диктуют необходимость в развитии соответствующих разделов теории переноса излучения и разработке гибких вычислительных схем. Именно в этом заключается конкретная мотивация данной работы.

В наших предыдущих работах [1-4] основное внимание уделялось эффекту физических неоднородностей, связанному с распределением внутренних источников энергии, и геометрическим факторам. При рассмотрении многократного рассеяния в частотах линии коэффициент рассеяния (или, как принято часто называть, вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния) λ принимался постоянным внутри излучающего объема. Однако, очевидно, что при интерпретации излучения в оптически толстых линиях такое предположение может оказаться грубым.

В данной серии работ мы рассмотрим перенос излучения в плоскопараллельной атмосфере в предположении, что все величины, определяющие элементарный акт рассеяния и распределение первичных источников энергии, могут меняться в атмосфере произвольным образом. Предлагаемый нами подход основывается на методе сложения слоев в том виде, в котором был сформулирован Амбарцумяном (см. [5-7]).

2. Метод сложения слоев для неоднородной атмосферы. Наше исследование мы начнем с воспроизведения известных соотношений, полученных Амбарцумяном в работе [5] для однородных сред. Если однородная рассеивающая и поглощающая атмосфера с оптической толщиной τ_0 разделена на две части, каждая из которых имеет толщину соответственно τ_1 и τ_2 (см. рис.1), то для коэффициентов пропускания q и отражения r этих сред имеют место соотношения, называемые законами сложения указанных величин

$$q(\tau_1 + \tau_2) = \frac{q(\tau_1)q(\tau_2)}{1 - r(\tau_1)r(\tau_2)}, \quad (1)$$

$$r(\tau_1 + \tau_2) = r(\tau_2) + \frac{r(\tau_1)q^2(\tau_2)}{1 - r(\tau_1)r(\tau_2)}. \quad (2)$$

Заметим, что величины q и r обладают вероятностным смыслом и могут быть истолкованы, соответственно, как вероятность прохождения и отражения фотона, падающего на среду.

Если заменить τ_2 бесконечно малой величиной Δ и учесть, что

$$q(\Delta) = 1 - \left(1 - \frac{\lambda}{2}\right)\Delta, \quad r(\Delta) = \frac{\lambda}{2}\Delta, \quad (3)$$

то, переходя к пределу при $\Delta \rightarrow 0$, находим

$$\frac{dq}{d\tau_0} = -\left(1 - \frac{\lambda}{2}\right)q(\tau_0) + \frac{\lambda}{2}q(\tau_0)r(\tau_0), \quad (4)$$

$$\frac{dr}{d\tau_0} = \frac{\lambda}{2} - (2 - \lambda)r(\tau_0) + \frac{\lambda}{2}r^2(\tau_0). \quad (5)$$

Полученная система нелинейных дифференциальных уравнений удовлетворяет начальным условиям $q(0) = 1$, $r(0) = 0$.

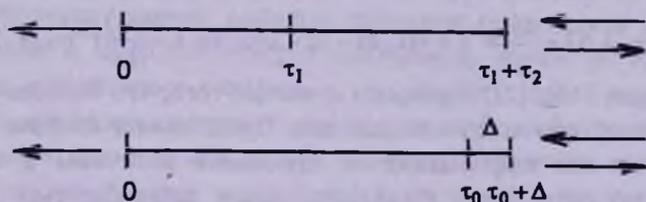


Рис.1. Перенос излучения в атмосфере, состоящей из двух компонентов.

Рассмотрим теперь неоднородную атмосферу и покажем, что уравнения (4) и (5) остаются в силе и в случае, когда величина λ меняется с глубиной. Очевидно, что оптические свойства неоднородной атмосферы зависят от направления падающего на нее излучения, поэтому можно предположить, что они будут описываться уже не двумя, а четырьмя параметрами. Для коэффициентов пропускания и отражения атмосферы, освещаемой справа на рис.1, мы сохраним прежние обозначения q и r . В то же время введем новые обозначения \bar{q} и \bar{r} для аналогичных величин, если освещается противоположная граница среды.

Обращаясь вновь к составной атмосфере, схематически изображенной на рис.1, на основе простых вероятностных соображений можно написать*

$$q(\tau_1 + \tau_2) = q(\tau_1)q(\tau_2)[1 + r(\tau_1)\bar{r}(\tau_2) + r^2(\tau_1)\bar{r}^2(\tau_2) + \dots], \quad (6)$$

$$r(\tau_1 + \tau_2) = r(\tau_2) + q(\tau_2)\bar{q}(\tau_2)r(\tau_1)[1 + r(\tau_1)\bar{r}(\tau_2) + r^2(\tau_1)\bar{r}^2(\tau_2) + \dots]. \quad (7)$$

Появление бесконечных сумм обусловлено взаимными отражениями фотона от двух составляющих среды. Производя суммирование в приведенных соотношениях, находим

$$q(\tau_1 + \tau_2) = \frac{q(\tau_1)q(\tau_2)}{1 - r(\tau_1)\bar{r}(\tau_2)}, \quad (8)$$

$$r(\tau_1 + \tau_2) = r(\tau_2) + \frac{q(\tau_2)r(\tau_1)\bar{q}(\tau_1)}{1 - r(\tau_1)\bar{r}(\tau_2)}, \quad (9)$$

причем $q(0) = 1$, $r(0) = 0$.

Дальнейшие рассуждения аналогичны проведенным при рассмотрении

* Следует отметить, что при заданной функциональной зависимости $\lambda(\tau)$ величины r , \bar{r} и q , описывающие отражательную и пропускательную способности слоя τ_2 отличаются от аналогичных величин для слоя τ_1 не только оптической толщиной, но и промежутком изменения функции $\lambda(\tau)$. Тем не менее, для краткости мы пользуемся одинаковыми обозначениями, что не должно привести к недоразумениям, поскольку в данной серии работ слой τ_2 , как правило, заменяется бесконечно тонким слоем с известными оптическими свойствами.

однородной атмосферы. Полагая $\tau_1 = \tau_0$ и заменяя τ_2 бесконечно тонким слоем Δ , для которой $\lambda = \lambda(\tau_0)$, имеем

$$q(\tau_0 + \Delta) = q(\tau_0) \left[1 - \left(1 - \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \right) \Delta \right] + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \Delta q(\tau_0) r(\tau_0), \quad (10)$$

$$r(\tau_0 + \Delta) = \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \Delta + r(\tau_0) \left[1 - (2 - \lambda(\tau_0)) \Delta \right] + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} r^2(\tau_0) \Delta. \quad (11)$$

Соотношения (10), (11) написаны с учетом того, что бесконечно тонкий слой Δ может считаться однородным. Представляет интерес то обстоятельство, что вся информация об изменении величины λ с глубиной задается, по сути дела, функциональной зависимостью $\lambda(\tau_0)$. Это является характерной особенностью применяемого подхода. Переходя к пределу при $\Delta \rightarrow 0$, приходим к уравнениям, аналогичным (4) и (5) и получаемым из последних простой заменой λ на $\lambda(\tau_0)$:

$$\frac{dq}{d\tau_0} = - \left[1 - \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \right] q(\tau_0) + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} q(\tau_0) r(\tau_0), \quad (12)$$

$$\frac{dr}{d\tau_0} = \frac{\lambda(\tau_0)}{2} - [2 - \lambda(\tau_0)] r(\tau_0) + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} r^2(\tau_0), \quad (13)$$

при условии $q(0) = 1$, $r(0) = 0$.

3. *Функции P и S .* Покажем, что решение нелинейной системы уравнений (12), (13) может быть сведено к решению линейной системы уравнений. Для этого, следуя работе [8], введем в рассмотрение функции $P(\tau_0)$ и $S(\tau_0)$, выражающиеся через коэффициенты пропускания и отражения посредством следующих простых соотношений

$$P(\tau_0) = \frac{1}{q(\tau_0)}, \quad S(\tau_0) = \frac{r(\tau_0)}{q(\tau_0)}. \quad (14)$$

Делением обеих частей уравнения (12) на q^2 приходим непосредственно к первому из искомым уравнений

$$\frac{dP}{d\tau_0} = \left[1 - \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \right] P(\tau_0) - \frac{\lambda(\tau_0)}{2} S(\tau_0). \quad (15)$$

Далее, с помощью полученного уравнения имеем

$$\frac{dr}{d\tau_0} = \frac{d}{d\tau_0} \left(\frac{S}{P} \right) = \frac{1}{P(\tau_0)} \frac{dS}{d\tau_0} - [2 - \lambda(\tau_0)] \frac{S(\tau_0)}{P(\tau_0)} + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \left(\frac{S(\tau_0)}{P(\tau_0)} \right)^2. \quad (16)$$

С другой стороны, уравнение (13) может быть переписано через функции P и S в виде

$$\frac{dr}{d\tau_0} = \frac{\lambda(\tau_0)}{2} - [2 - \lambda(\tau_0)] \frac{S(\tau_0)}{P(\tau_0)} + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \left(\frac{S(\tau_0)}{P(\tau_0)} \right)^2. \quad (17)$$

Сопоставляя уравнения (16) и (17), окончательно находим

$$\frac{dS}{d\tau_0} = \frac{\lambda(\tau_0)}{2} P(\tau_0) - \left[1 - \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \right] S(\tau_0). \quad (18)$$

Уравнения (15) и (18) представляют собой искомую систему линейных дифференциальных уравнений, связанных начальными условиями $P(0) = 1$, $S(0) = 0$. Решение данной системы позволяет определить не только отражательную и пропускательную способности семейства атмосфер с различными оптическими толщинами, но и найти, как будет показано ниже, поле излучения внутри указанных атмосфер. Другими словами, полное решение одномерной задачи переноса излучения для атмосфер разных оптических толщин, не содержащих источников энергии, сводится к определению функций $P(\tau_0)$ и $S(\tau_0)$ из системы уравнений (15), (18). Последняя может быть представлена в более компактной векторно-матричной форме

$$\frac{dY}{d\tau_0} = A(\tau_0)Y(\tau_0), \quad (19)$$

где

$$Y(\tau_0) = \begin{pmatrix} P(\tau_0) \\ S(\tau_0) \end{pmatrix}, \quad A(\tau_0) = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda(\tau_0)}{2} & -\frac{\lambda(\tau_0)}{2} \\ \frac{\lambda(\tau_0)}{2} & -\left(1 - \frac{\lambda(\tau_0)}{2}\right) \end{pmatrix}, \quad (20)$$

причем $Y(0) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$.

Существуют различные схемы для численного решения задачи с начальными условиями для систем линейных дифференциальных уравнений (см., например, [8-10]). В некоторых частных случаях система уравнений (15), (18) допускает аналитические решения, выражающиеся через элементарные и специальные функции (см. раздел 5). Эти результаты приобретают особую важность при рассмотрении стохастических задач переноса, когда величина λ подвергается случайным изменениям.

При $\lambda = \text{const}$ решение задачи записывается в виде матричной экспоненты. С учетом того, что $A^2 = [1 - \lambda(\tau_0)]I$ (I - единичная матрица), находим

$$P(\tau_0) = \frac{1}{4k} \left[(1+k)^2 e^{k\tau_0} - (1-k)^2 e^{-k\tau_0} \right], \quad S(\tau_0) = \frac{1-k^2}{2k} \text{sh}(k\tau_0), \quad (21)$$

где $k = \sqrt{1-\lambda}$. Легко проверить, что полученные формулы приводят к известным выражениям для коэффициентов отражения и пропускания однородной атмосферы (см. [7]).

В заключение настоящего раздела отметим, что при допущении о дифференцируемости $\lambda(\tau_0)$ для каждой из функций $P(\tau_0)$, $S(\tau_0)$ могут быть написаны линейные дифференциальные уравнения второго порядка

$$\frac{d^2 P}{d\tau_0^2} - \frac{\lambda'}{\lambda} \frac{dP}{d\tau_0} - \left(1 - \lambda - \frac{\lambda'}{\lambda}\right) P(\tau_0) = 0, \quad (22)$$

$$\frac{d^2 S}{d\tau_0^2} - \frac{\lambda'}{\lambda} \frac{dS}{d\tau_0} - \left(1 - \lambda + \frac{\lambda'}{\lambda}\right) S(\tau_0) = 0. \quad (23)$$

Последние получаются из уравнений (15), (18) после ряда несложных преобразований. В качестве начальных условий имеем, соответственно,

$$P(0) = 1, \quad P'(0) = 1 - \frac{\lambda(0)}{2}; \quad S(0) = 0, \quad S'(0) = \frac{\lambda(0)}{2}. \quad (24)$$

При некоторых аналитических выкладках может оказаться полезным уравнение для функции $T(\tau_0) = P(\tau_0) + S(\tau_0)$, которое имеет особенно простой вид

$$\frac{d^2 T}{d\tau_0^2} - [1 - \lambda(\tau_0)] T(\tau_0) = 0, \quad (25)$$

при начальных условиях $T(0) = 1, \quad T'(0) = 1$.

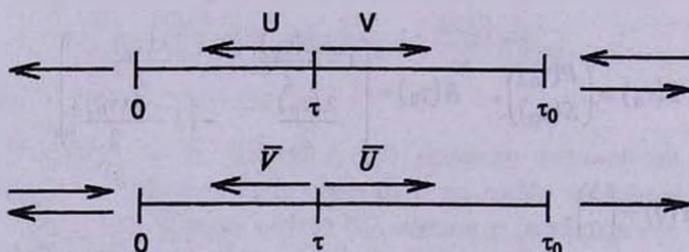


Рис.2. Поле излучения в атмосфере, состоящей из двух компонентов.

4. *Поле излучения внутри неоднородной атмосферы.* Пусть имеется одномерная атмосфера оптической толщины τ_0 , на границу τ_0 которой падает фотон (см. рис.2). Введем в рассмотрение функции $U(\tau, \tau_0)$ и $V(\tau, \tau_0)$, обозначающие вероятность того, что этот фотон окажется, вообще говоря, после многократного рассеяния, на оптической глубине τ движущимся по направлению к границам 0 и τ_0 , соответственно. Нетрудно убедиться, что указанные вероятности полностью определяют поле излучения в атмосфере. Действительно, если на атмосферу падает излучение некоторой заданной интенсивности I_0 , то переход от вероятностей к интенсивностям, очевидно, будет совершаться простым перемножением соответствующей вероятности на I_0 . Уравнения переноса излучения в терминах функций U и V записываются в виде

$$\frac{dU}{d\tau} = \left[1 - \frac{\lambda(\tau)}{2}\right] U(\tau, \tau_0) - \frac{\lambda(\tau)}{2} V(\tau, \tau_0), \quad (26)$$

$$\frac{dV}{d\tau} = \frac{\lambda(\tau)}{2} U(\tau, \tau_0) - \left[1 - \frac{\lambda(\tau)}{2}\right] V(\tau, \tau_0), \quad (27)$$

При классическом подходе к решению задачи переноса уравнения (26), (27) решаются при граничных условиях $U(\tau_0, \tau_0) = 1$, $V(0, \tau_0) = 0$. Мы рассмотрим задачу с начальными условиями, выбирая в качестве последних условия на границе τ_0 : $U(0, \tau_0) = q(\tau_0)$ и $V(0, \tau_0) = 0$.

Исходя из вероятностного смысла величин U и V , можно написать два простых соотношения

$$V(\tau, \tau_0) = r(\tau)U(\tau, \tau_0), \quad q(\tau_0) = q(\tau)U(\tau, \tau_0). \quad (28)$$

Насколько нам известно, второе из этих соотношений в литературе не приводилось. Между тем из него вытекает ряд далеко идущих следствий. Из уравнений (28), в частности, получаем

$$U(\tau, \tau_0) = \frac{q(\tau_0)}{q(\tau)} = q(\tau_0)P(\tau), \quad V(\tau, \tau_0) = r(\tau) \frac{q(\tau_0)}{q(\tau)} = q(\tau_0)S(\tau). \quad (29)$$

Таким образом, величины $U(\tau, \tau_0)$ и $V(\tau, \tau_0)$, как функции от τ , лишь постоянным множителем $q(\tau_0)$ отличаются от введенных в предыдущем параграфе функций P и S . Мы видим, что поле излучения внутри атмосферы определяется целиком отражательной и пропускательной способностями ее отдельных частей. Другими словами, знание коэффициентов отражения и пропускания для семейства атмосфер с различными оптическими толщинами, но с данным типом неоднородностей позволяет определить интенсивность излучения на произвольной оптической глубине непосредственно, не решая каких-либо новых уравнений. Более того, тот факт, что переменные U и V разделяются, в значительной мере облегчает нахождение указанных интенсивностей, поскольку удастся получить нужное решение сразу для семейства атмосфер, имеющих различные оптические толщины. Важно также, что интенсивности, определяющие поле излучения внутри среды, удовлетворяют полученным выше линейным дифференциальным уравнениям второго порядка (22), (23), которые в ряде случаев разрешимы аналитически.

Уравнения (29) позволяют выявить некоторые особенности поля излучения в атмосфере. Так, например, из них следует, что потоки излучения в обоих направлениях на некоторой глубине τ в атмосферах с различной оптической толщиной пропорциональны пропускательным способностям этих атмосфер. С другой стороны, интенсивности излучения на различных глубинах τ внутри данной атмосферы пропорциональны соответствующим непрозрачностям $q(\tau)$.

5. *Свойство поляриности.* До сих пор мы предполагали, что излучение извне падает на границу τ_0 , как это показано на рис.1 и 2 (верхний рисунок). Рассмотрим теперь случай, когда освещается противоположная граница атмосферы. Рассуждения, аналогичные

проведенным в разделе 2, приводят к следующим дифференциальным уравнениям для коэффициентов пропускания и отражения

$$\frac{d\bar{q}}{d\tau_0} = -\left[1 - \frac{\lambda(\tau_0)}{2}\right]\bar{q}(\tau_0) + \frac{\lambda(\tau_0)}{2}\bar{q}(\tau_0)r(\tau_0), \quad (30)$$

$$\frac{d\bar{r}}{d\tau_0} = \frac{\lambda(\tau_0)}{2}q(\tau_0)\bar{q}(\tau_0), \quad (31)$$

причем $\bar{q}(0) = 1$, $\bar{r}(0) = 0$. Сравнивая уравнения (12) и (30), мы заключаем, что величины $q(\tau_0)$ и $\bar{q}(\tau_0)$ являются решением одной и той же задачи Коши для линейного дифференциального уравнения. Поэтому имеем $\bar{q}(\tau_0) = q(\tau_0)$, что является выражением свойства обратимости оптических явлений. С другой стороны, в отличие от однородной атмосферы, величины $r(\tau_0)$ и $\bar{r}(\tau_0)$ определяются из различных уравнений (13) и (31). Таким образом, свойство полярности, заключающееся в различии оптических характеристик неоднородной атмосферы в зависимости от направления падающего на нее излучения, в одномерном случае относится лишь к отражательной способности атмосферы. Данный результат, как мы убедимся в дальнейшем, легко обобщается, если рассеяние излучения происходит с перераспределением по частотам или рассматривается трехмерная задача. Выводы, относящиеся к этому последнему случаю, содержатся в монографии Соболева [12]. Заметим также, что свойство полярности неоднородной атмосферы впервые отмечается в работе Прайзендорфера [13], в которой автор полагает, что указанное свойство приводит к удвоению объема вычислений. Однако, как мы убедились, это верно лишь в отношении отражательной способности атмосферы. На основе приведенных соображений можно написать

$$\bar{r}(\tau_0) = \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0} \lambda(t) q^2(t) dt. \quad (32)$$

Знание величины $\bar{r}(\tau_0)$ позволяет легко определить поле излучения внутри атмосферы, которая освещается со стороны границы 0. По аналогии с величинами $U(\tau, \tau_0)$ и $V(\tau, \tau_0)$, введем в рассмотрение для этого случая функции $\bar{U}(\tau, \tau_0)$ и $\bar{V}(\tau, \tau_0)$, представляющие собой вероятность того, что падающий на среду фотон в результате многократного рассеяния окажется на глубине τ движущимся соответственно по направлению границ τ_0 и 0. Теперь вместо соотношений (29) будем иметь

$$\bar{U}(\tau, \tau_0) = q(\tau_0)P(\tau_0 - \tau), \quad \bar{V}(\tau, \tau_0) = \bar{U}(\tau, \tau_0)\bar{r}(\tau_0 - \tau). \quad (33)$$

Таким образом, можно заключить, что после решения системы линейных дифференциальных уравнений (15), (18) для функций $P(\tau_0)$ и $S(\tau_0)$ поле излучения в неоднородной атмосфере находится непосредственно по формулам (29) и (33) в зависимости от того, с какой стороны она

освещается. Следует также отметить, что указанным способом строится решение задачи диффузного отражения и пропускания для семейства атмосфер разных оптических толщин.

6. *Два типа атмосфер.* Если явный вид функциональной зависимости λ от τ_0 известен, то система уравнений (15), (18) может быть решена с помощью одной из вычислительных схем, существующих для задачи Коши для линейных дифференциальных уравнений. Однако в некоторых случаях эта система сводится к решению обыкновенных линейных дифференциальных уравнений известных типов, решения которых выражаются через специальные и элементарные функции. Так, например, при $\lambda(\tau_0) = 1/(1 + \tau_0)$ решение уравнений (22), (23) выражается через функции Макдональда. Особый интерес представляют случаи, допускающие решения в элементарных функциях. Так, при $\lambda(\tau_0) = \exp(-m\tau_0)$ ($m > 0$) решения выражаются через функции Бесселя порядка $(m \pm 2)/m$, которые при $m=4$ дают

$$P(\tau_0) = e^{\tau_0} \cos x - \frac{1}{2} e^{-\tau_0} \sin x, \quad S(\tau_0) = \frac{1}{2} e^{-\tau_0} \sin x, \quad (34)$$

где принято обозначение $x = \left(1 - e^{-2\tau_0}\right)^{1/2}$.

Теперь более подробно рассмотрим два частных примера, когда решения уравнений (22) и (23) находятся особенно просто. Кроме того, эти примеры, на наш взгляд, наглядно иллюстрируют специфику переноса излучения в неоднородной атмосфере.

а) Пусть $\lambda(\tau_0) = 1/(1 + a e^{-\tau_0})$, где a - некоторый положительный параметр. Другими словами, рассмотрим случай, когда величина λ монотонно возрастает с глубиной в атмосфере. Такие атмосферы впредь мы будем называть атмосферами первого типа. Тогда $1 - \lambda - (\lambda'/\lambda) = 0$, и порядок уравнения (22) может быть понижен на один. Решение полученного однородного уравнения записывается в виде $P'(\tau_0) = P'(0)\lambda(\tau_0)/\lambda(0)$, которое после интегрирования дает

$$P(\tau_0) = P(0) + (1 + a)P'(0)\Lambda(\tau_0), \quad (35)$$

где

$$\Lambda(\tau_0) = \int_0^{\tau_0} \lambda(t) dt. \quad (36)$$

Далее, с помощью уравнений (35) и (15) имеем

$$S(\tau_0) = \left(1 + 2ae^{-\tau_0}\right)P(\tau_0) - 2(1 + a)P'(0). \quad (37)$$

Подставляя начальные значения функции $P(\tau_0)$ из (24), с учетом соотношений (14), окончательно получаем

$$q(\tau_0) = \left[1 + \left(a + \frac{1}{2}\right) \ln \frac{e^{\tau_0} + a}{1 + a}\right]^{-1}, \quad (38)$$

$$r(\tau_0) = 1 + 2ae^{-\tau_0} - (1 + 2a)q(\tau_0). \quad (39)$$

Рассмотрим несколько предельных случаев. Как нетрудно видеть, при $\tau_0 \rightarrow \infty$, $q(\tau_0) \rightarrow 0$ и $r(\tau_0) \rightarrow 1$. Если $a = 0$, то есть $\lambda = 1$, мы имеем чисто рассеивающую атмосферу, для которой соотношения (38) и (39) приводят к хорошо известным из теории однородных атмосфер формулам: $q(\tau_0) = 2/(2 + \tau_0)$, $r(\tau_0) = 1 - q(\tau_0)$. При $a \rightarrow \infty$ в атмосфере преобладает процесс чистого поглощения, и в пределе имеем, как и следовало ожидать, $q(\tau_0) = e^{-\tau_0}$, $r(\tau_0) = 0$. Более подробное представление о поведении коэффициентов отражения в зависимости от оптической толщины можно будет получить на основе результатов численных расчетов, которые обсуждаются ниже.

Последней характеристикой рассматриваемой атмосферы является величина $\bar{r}(\tau_0)$, которая определяется из уравнения (32). Однако, как будет показано ниже, можно предложить другой, более простой способ нахождения этой функции, при котором используются результаты следующей задачи.

б) Допустим теперь, что $\lambda(\tau_0)$ монотонно убывает с увеличением τ_0 по закону $\lambda(\tau_0) = 1/(1 + ae^{\tau_0})$, где, как и прежде, a - некоторый положительный параметр. Такую атмосферу мы будем называть атмосферой второго типа, в отличие от рассмотренной в предыдущем примере. Легко видеть, что $1 - \lambda + (\lambda'/\lambda) = 0$, и порядок уравнения (23) может быть понижен. В результате решение записывается в виде

$$S(\tau_0) = S(0) + (1 + a)S'(0)\Lambda(\tau_0). \quad (40)$$

Тогда из уравнения (15) находим

$$P(\tau_0) = (1 + 2ae^{\tau_0})S(\tau_0) + 2(1 + a)S'(0). \quad (41)$$

Далее, принимая во внимание начальные условия (24) и соотношения (14), после несложных преобразований получаем

$$q(\tau_0) = \left[1 + \left(ae^{\tau_0} + \frac{1}{2} \right) \ln \frac{1 + a}{e^{-\tau_0} + a} \right]^{-1}, \quad (42)$$

$$r(\tau_0) = \frac{1 - q(\tau_0)}{1 + 2ae^{\tau_0}}. \quad (43)$$

Мы видим, что, как и в предыдущем примере, $q(\tau_0) \rightarrow 0$ при $\tau_0 \rightarrow \infty$, в то время как $r(\tau_0) \rightarrow 0$. Физический смысл данного факта заключается в том, что с увеличением τ_0 часть атмосферы, на которую падает извне излучение, термализует кванты прежде, чем они достигнут тех слоев, где могут подвергаться рассеянию. Предельные значения величин $q(\tau_0)$ и $r(\tau_0)$ при $a \rightarrow 0$ и $a \rightarrow \infty$ такие же, как и для атмосфер первого типа.

Полученные результаты позволяют легко определить коэффициент отражения $\bar{r}(\tau_0)$, соответствующий случаю, когда атмосфера освещается

со стороны границы 0. Рассмотрим атмосферу первого типа данной оптической толщины τ_0 , для которой зависимость λ от оптической глубины τ задается формулой $\lambda(\tau) = 1/(1 + ae^{-\tau})$. Нетрудно видеть, что в результате преобразования $\tau \rightarrow \tau_0 - \tau$ получаем атмосферу, которая с точки зрения наблюдателя со стороны границы τ_0 характеризуется таким же изменением λ с глубиной, как первоначальная атмосфера для наблюдателя со стороны границы 0. После преобразования зависимость λ от глубины задается формулой $\lambda(\tau) = 1/(1 + \bar{a}e^{\tau})$, где $\bar{a} = ae^{-\tau_0}$. Такая атмосфера принадлежит ко второму типу, что позволяет применить полученную выше формулу (43), предварительно производя в ней замену $a \rightarrow \bar{a} = ae^{-\tau_0}$. В итоге получаем

$$\bar{r}(\tau_0) = \frac{1 - q(\tau_0)}{1 + 2a}, \quad (44)$$

где $q(\tau_0)$ задается формулой (38). Легко проверить, что уравнение (32) приводит к тому же результату.

Аналогичным образом для атмосфер второго типа получаем

$$\bar{r}(\tau_0) = 1 + 2a - (1 + 2ae^{\tau_0})q(\tau_0), \quad (45)$$

где $q(\tau_0)$ определяется формулой (42). Заметим, что описанная процедура "обращения" среды может быть также использована при выводе доказанного выше равенства $\bar{q}(\tau_0) = q(\tau_0)$.

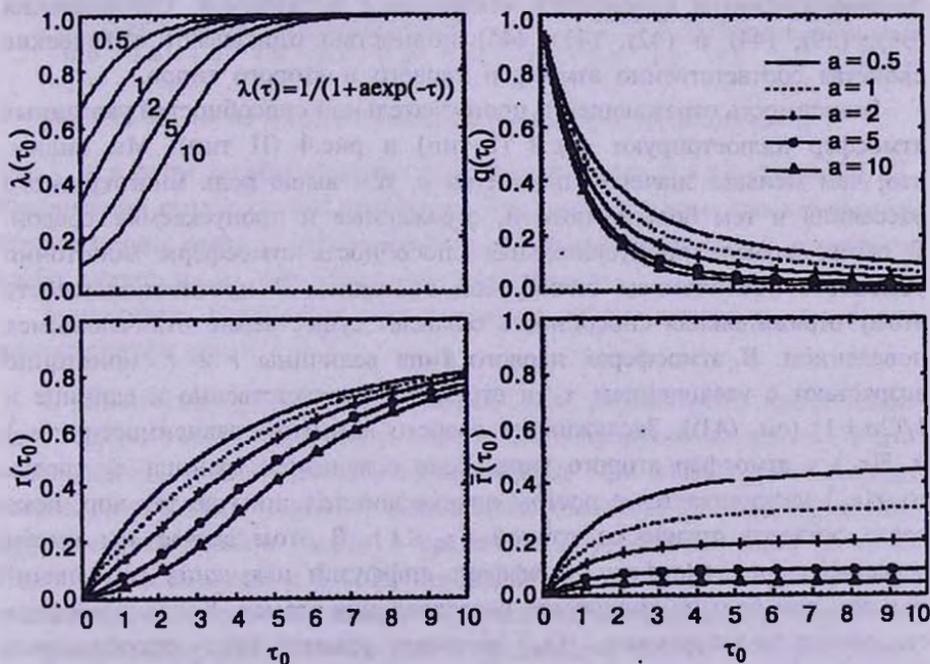


Рис.3. Зависимость коэффициентов отражения и пропускания от оптической толщины и значений параметра a для атмосферы первого типа ($\lambda(\tau_0) = 1/(1 + ae^{-\tau_0})$).

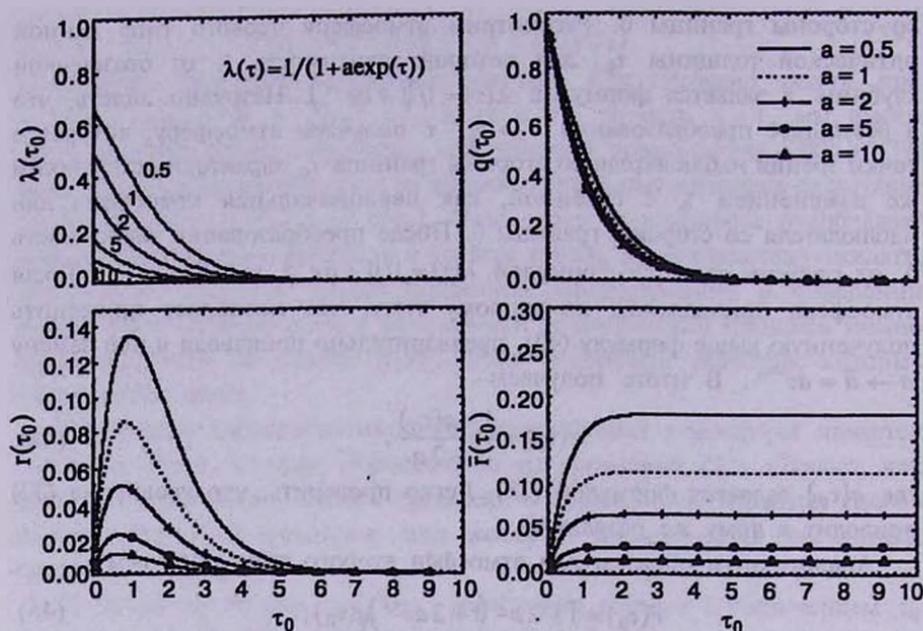


Рис.4. То же, что на рис.3, для атмосферы второго типа ($\lambda(\tau_0)=1/(1+ae^{-\tau_0})$).

Таким образом, мы рассмотрели два типа атмосфер с взаимно противоположным изменением величины λ с глубиной. Соотношения (38), (39), (44) и (42), (43), (45) полностью описывают оптические свойства соответственно атмосфер первого и второго типов.

Зависимость отражающей и пропускательной способностей указанных атмосфер иллюстрируют рис.3 (I тип) и рис.4 (II тип). Мы видим, что, чем меньше значение параметра a , тем выше роль многократного рассеяния и тем больше потоки, отражаемые и пропускаемые средой. В обоих случаях пропускательная способность атмосферы монотонно убывает с увеличением оптической толщины. В противоположность этому отражательная способность обладает существенно отличающимся поведением. В атмосферах первого типа величины r и \bar{r} монотонно возрастают с увеличением τ_0 и стремятся соответственно к единице и $1/(2a+1)$ (см. (43)). Заслуживают особого внимания зависимости $r(\tau_0)$ и $\bar{r}(\tau_0)$ у атмосфер второго типа. Если освещается граница τ_0 среды, то $r(\tau_0)$ увеличивается с ростом оптической толщины до тех пор, пока среда остается оптически тонкой ($\tau_0 \leq 1$). В этом случае мы имеем рассеивающую атмосферу, и эффект диффузии излучения тем значительнее, чем больше количество рассеивающих атомов. Когда атмосфера становится непрозрачной, $r(\tau_0)$ начинает убывать ввиду преобладания процессов термализации в той части атмосферы, на которую падает извне излучение. В заключение заметим, что предельное значение

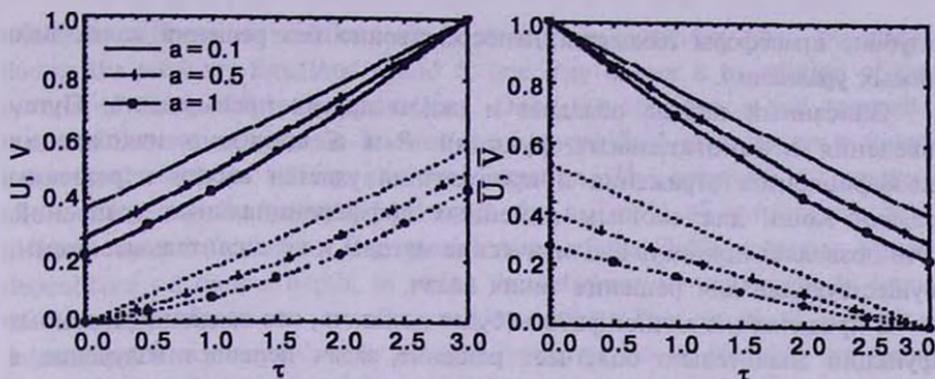


Рис.5. Поле излучения в атмосфере первого типа ($\lambda(\tau)=1/(1+ae^{-\tau})$) оптической толщины $\tau_0=3$ для отмеченных значений параметра a . Сплошные линии соответствуют функциям $U(\tau, \tau_0)$ и $\bar{U}(\tau, \tau_0)$, а пунктирные - $V(\tau, \tau_0)$ и $\bar{V}(\tau, \tau_0)$.

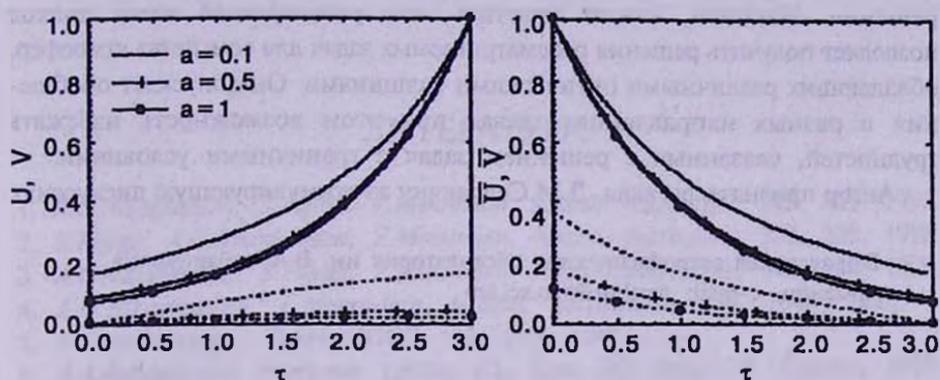


Рис.6. То же, что на рис.3, для атмосферы второго типа ($\lambda(\tau)=1/(1+ae^{\tau})$).

$\bar{F}(\tau_0)$ и в этом случае меньше единицы и равно $1 + 2a - 2/\ln[1 + (1/a)]$. Физический смысл такого поведения заключается в том, что добавление поглощающих слоев к противоположной границе освещаемой атмосферы слабо влияет на ее отражательную способность.

Зависимость интенсивностей излучения внутри атмосфер двух типов иллюстрируют рис.5 и 6.

7. Заключительные замечания. Мы рассмотрели простейшую одномерную задачу диффузного отражения и пропускания излучения для неоднородной плоскопараллельной атмосферы. При классическом подходе вопрос о нахождении поля излучения в такой атмосфере сводится к решению двухточечной краевой задачи с граничными условиями типа Штурма. Подход, предлагаемый в работе, основывается на методе сложения слоев и заключается в том, что сначала определяются коэффициенты отражения и пропускания, которые являются решением задачи с начальными условиями. После этого интенсивности излучения на любой оптической

глубине атмосферы находятся непосредственно без решения каких-либо новых уравнений.

Описанный подход обладает и рядом других преимуществ. Путем введения вспомогательных функций P и S вопрос о нахождении коэффициентов отражения и пропускания удастся свести к решению задачи Коши для системы линейных дифференциальных уравнений. Это позволяет привлечь аналитические методы и вычислительные схемы, существующие для решения таких задач.

В продолжение данной работы будет показано, что введение указанных функций значительно облегчает решение задач переноса излучения в многокомпонентной атмосфере. Мы показали также, что каждая из функций P и S удовлетворяет линейному дифференциальному уравнению второго порядка. В ряде случаев эти уравнения допускают аналитические решения. Наконец, важно отметить, что развиваемый нами подход позволяет получить решения рассматриваемых задач для семейства атмосфер, обладающих различными оптическими толщинами. Он допускает обобщения в разных направлениях, давая при этом возможность избежать трудностей, связанных с решением задач с граничными условиями.

Автор признателен акад. Д.М.Седракяну за стимулирующую дискуссию.

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

RADIATIVE TRANSFER IN INHOMOGENEOUS ATMOSPHERE. I

A.G.NIKOGHOSSIAN

This series of papers is devoted to the problems of the multiple scattering of radiation in the plane-parallel inhomogeneous atmospheres. The approach proposed is based on the Ambartsumian method of addition of layers. The main goal is to show that one may avoid the difficulties connected with solving the boundary-value problems, to which various problems including the standard ones of radiative transfer are led, by reducing them to the initial-value problems. For the purpose of exposition, the present paper deals with the simplest one-dimensional problem of diffuse reflection and transmission of radiation for a medium of finite optical thickness. The crux of the applied approach is that we start with determining the reflection and transmission coefficients of an atmosphere by solving a Cauchy problem for

nonlinear differential equations. It is shown, in particular, that, by introducing the auxiliary functions P and S , one may reduce it to solution of the system of linear differential equations. Once the reflectance and transmittance of the atmosphere are known, the internal field of radiation is found immediately without solving any new equation. The approach we propose allows obtaining the requisite quantities for a family of atmospheres with different optical thickness. Two special cases of the single-scattering albedo dependence on optical depth, in which the solutions are expressible in terms of elementary functions, are discussed at length. The results of numerical calculations are presented with physical interpretation to illustrate the specificity of the transfer of radiation in inhomogeneous atmosphere.

Key words: *radiative transfer - methods analytical - methods numerical*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.G.Nikoghossian, S.Pojoga, Z.Mouradian*, *Astron. Astrophys.*, **325**, 813, 1997.
2. *S.Pojoga, A.G.Nikoghossian, Z.Mouradian*, *Astron. Astrophys.*, **332**, 325, 1998.
3. *A.G.Nikoghossian, S.Pojoga, Z.Mouradian*, *Astron. Astrophys.*, **342**, 785, 1999.
4. *A.G.Nikoghossian, Z.Mouradian*, *Astron. Astrophys.*, **360**, 1086, 2000.
5. *В.А.Амбарцумян*, *ДАН СССР*, **43**, 106, 1944.
6. *В.А.Амбарцумян*, *Научные труды*, т.1, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1960.
7. *В.В.Соболев*, *Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет*, Гостехиздат, М., 1956.
8. *Д.М.Седракян, А.Ж.Хачатрян*, *Астрофизика*, **42**, 419, 1999.
9. *L.Collatz*, *The Numerical Treatment of Differential Equations*, Springer Verlag, Berlin, 1960.
10. *L.S.Berezin, N.P.Zhidkhov*, *Computing Methods*, Addison-Wesley, Reading, Mass., 1965.
11. *Н.С.Бахвалов*, *Численные методы*, т.1, Наука, М., 1973.
12. *В.В.Соболев*, *Рассеяние света в атмосферах планет*, Наука, М., 1972.
13. *R.W.Preisendorfer*, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, **44**, 323, 1958.

УДК: 52-332

THE PARAMETRIZATION OF THE GROUND STATE AND ITS APPLICATIONS TO PLANETARY SYSTEMS

Tapan K.CHATTERJEE¹, V.B.MAGALINSKY^{1,2}

Received 28 May 2003

Accepted 3 November 2003

Natural systems tend to minimize their energy. Hence an important problem in astrophysics is the parametrization of the ground state. In this context a quantum statistical approach is very useful. The problem of the variational approximation of the density matrix is extended towards a parametrization of the ground state. With an analogy to the semiclassical approach, a classical approach to the variational principle in the parametrization of the ground state is elucidated and its applications are discussed. We find that planetary systems tend to have circular orbits in an effort to attain the ground state. The results of this paper may be useful for the modern problem of detecting planets around bright stars.

Key words: *planetary systems*

1. *Introduction.* Since the (claimed) discovery of the first extra-solar planet or exoplanet (in 1995), the number of such bodies has grown rapidly (over 100), leading to the modern problem of detecting planets around bright stars and pulsars (e.g., [1]). An analysis of the distribution of orbital elements is already throwing light on their formation and evolution (e.g., [2]). Such that a study of the expected orbital trends of planetary systems is of vital importance.

As natural systems tend towards minimization of energy, hence a problem of paramount importance in astrophysics is to parameterize the ground state. In this context the quantum statistical methods are very convenient. The density matrix contains a lot of information (see, e.g., [3]). The problem of the approximation of the density matrix by a path integral over a conditional Wiener-Feynman measure was treated in previous papers [4-6]. The variational principle used in such problems and functionals are very useful in the parametrization of the ground state of a system. The aim is to formulate an analogue in the classical approach and determine the characteristics of the ground state. In this context, we extend the variational approach, in the semi-classical and classical domains and arrive at the parametrization of the ground state in the context of astronomical systems.

2. *Theory.* The variational method consists of the construction of an extremum of the path integral, using an extremum condition (e.g., [4,5]).

Along with the real system, we consider an auxiliary simulating system, which possess the same kinetic energy but different potential energy $V_0(y, \alpha)$, α being the variational parameter over which we extremise; (y corresponding to the degree of freedom). An alternative is to introduce the variational parameters in terms of a parametrization of the wave function for the ground state. Results of [6] indicate that in the semi-classical approach, a functional, S , provides information for the parametrization of the ground state. With a linear parametrization in the invariants of the flux, the projection of the functional S into the parameter space of the phase flux, is an extended one of action, in which the fluctuations of the ground state is taken into account; while its projection in configurational space is a parameterized one of the ground state.

An analogue of this method, in the classical approach, to parameterize the ground state, is elucidated. In classical approach the concept of extended space can be conceived by an example of the application of the variational principle to classical mechanics. We can consider the orbital motion of a binary in which the secondary, of unit mass, has a mass negligible compared to the primary. We can study the tidal effects on the secondary, due to primary, by considering the latter to be a static point, of mass M ($M \gg 1$). We can combine the parameter space of relative orbital motion and rotational motion of the secondary by considering an extended space of 6 dimensions. The functional, S (which gives information on the probability over the path), corresponds here to the total energy of the system. The extremum criterion is applied to the energy of the system, in terms of a softened length which is a function of the separation between the components and a scale length pertaining to the rotational motion of the secondary. (One can also visualize an analogy of the Lagrange variables with the internal variables of the secondary and the wave packet with the secondary. Just as the functional variables appear to be the center of the trajectories and the dispersion of the parameterized wave packet, the latter being reduced at the ends of the trajectories to zero width, the internal motion of the secondary can be considered to be an anisotropic change of scale, maintaining symmetry).

Let $\mathbf{r} = \mathbf{r}(t)$ be the position of the center of the mass of the protoplanet (secondary) of unit mass ($\ll M$), with respect to the parent star (primary), of mass M , considered to be a static point mass. Let the mass of the secondary be distributed about its center $\boldsymbol{\eta} = 0$, here $\boldsymbol{\eta} = [\eta_i]$, ($i = 1, 2, 3$), with density distribution $\phi(\boldsymbol{\eta}, t)$; such that, its internal movement can be described by the velocity field $\mathbf{u}(\boldsymbol{\eta}, t)$. The secondary can be described as a cloud of particles of dust and gas or other internal constituents. During its orbital motion, it changes its size and density, due to tidal forces.

The equation of continuity implies,

$$\partial_i \phi + \nabla_{\eta_i} (\phi u_i) = 0, \quad (1)$$

where η_i correspond to the coordinates of the volume element with respect to the center of mass of the secondary and

$$\int \phi d^3 \eta_i = 1 = \text{const.} \quad (M \gg 1), \quad (2)$$

$$\int \eta_i \phi d^3 \eta_i = 0. \quad (3)$$

Which implies that the secondary maintains its symmetry and the evolution of the distribution function of its density, ϕ , reduces to an anisotropic, variable scale transformation, with three scale factors $D_i(t)$, which can be imposed as

$$\phi(\eta_i, t) = J(\xi) \prod_1^3 [D_i(t)]^{-1}, \quad (4)$$

with

$$\xi_i = \eta_i / D_i. \quad (5)$$

Equations (2) and (3), imply that the form factor, $J(\xi)$, is normalized by

$$\int J d^3 \xi = 1. \quad (6)$$

and

$$\int \xi_i J d^3 \xi = 0. \quad (7)$$

We denote the radius of gyration of the secondary, corresponding to its moment of inertia about its axis of rotation by $D = |D|$, which is given by,

$$D_i = \langle \xi^2 \rangle^{1/2} D_i. \quad (8)$$

The internal velocity field of the secondary corresponding to its potential field is obtained from Equations (1) and (4) as,

$$u_i = \dot{D}_i \xi_i = (\dot{D}_i / D_i) \eta_i \quad (9)$$

Thus considering the orbital motion and rotation of the secondary (but neglecting its internal thermal motion), we obtain its kinetic energy as,

$$K = (1/2) \int \phi (\dot{\mathbf{r}} + \mathbf{u})^2 d^3 \eta = (1/2) \int (\dot{\mathbf{r}}^2 + \dot{\mathbf{D}}^2) d^3 \eta \quad (10)$$

[using the Relations (4) to (9)].

Neglecting the interaction between the constituent particles of the secondary, the potential energy of the system reduces to the gravitational interaction between the primary and the secondary, given by,

$$v = -GM \int |\mathbf{r} + \boldsymbol{\eta}|^{-1} \phi(\eta_i, t) d^3 \eta \quad (11)$$

which can be represented in the form of a mean using Equation (4) as,

$$v = -GM \left\langle \left[(\mathbf{r} + \boldsymbol{\eta})^2 \right]^{-1/2} \right\rangle \quad (12)$$

Nothing that ν is a convex function with respect to its argument $(r + \eta)^2$, we can approximate ν from above by using the Jansen inequality, $\nu_{ap} \geq \nu_{ex}$, i.e.,

$$-GM \left(\left[(r + \eta)^2 \right]^{1/2} \right) \leq -GM \left[\left((r + \eta)^2 \right) \right]^{1/2}, \quad (13)$$

where ν_{ex} and ν_{ap} denote the exact and approximate values of ν , respectively. Taking into account Relation (8), we obtain,

$$\nu_{ap} = -GM (r^2 + D^2)^{-1/2} \quad (14)$$

Unifying the vectors, \mathbf{r} and \mathbf{D} , in extended space we obtain (the symbol \oplus denoting an unification of space),

$$\mathbf{r} \oplus \mathbf{D} = \mathbf{R} = [x_l, \eta_l]; \quad (l = 1, 2, 3). \quad (15)$$

The extended space can obviously be decomposed into two (mutually) orthogonal subspaces: one (external) containing the positions of the centers of mass of the primary and secondary, and the other (internal) containing the scale factors corresponding to the secondary, such that, in the extended space,

$$\mathbf{r} \cdot \mathbf{D} = 0, \quad r^2 + D^2 = R^2, \quad \dot{r}^2 + \dot{D}^2 = \dot{R}^2, \quad (16)$$

Such that (14) imply, $\nu_{ap} = -GM/R$.

From the integrals of motion deduced it is clear that the movement takes place in a *plane* (in the extended space), where we can introduce a polar coordinate system with the pole at the center of mass of the primary (the source of the external force). The polar radius R and the polar angle Θ are taken so that the (elliptical) trajectory of the secondary (with its gravity softened) can be expressed in the parametric form,

$$\mathbf{R} = P/(1 + E \cos \Theta), \quad (17)$$

where E and P denote the eccentricity and semi-latus rectum of the orbit, respectively. The angular momentum integral can be expressed as,

$$L = R^2 \dot{\Theta} \quad (18)$$

This leads to the energy approximation,

$$E_{ap} = K + [\nu_L]_{ap} = (1/2)\dot{R}^2 + \left[(GM/R) + \left\{ L^2 / (2R^2) \right\} \right], \quad (19)$$

where ν_L is the effective potential and $[\nu_L]_{ap}$ its approximation.

This implies that the error of the approximation is minimum when E_{ex} has its minimum value; that is for the ground state. The system tends to the ground state for $\dot{R} = 0$, implying $R = R_0 = L^2/GM = \text{const}$; such that we have a *circular* Keplerian motion in the extended space.

Notice that if the size of the secondary is insignificant compared to the primary and hence to the instantaneous orbital separation between the two, $D \ll r$, then $R \approx r$ and $r \approx \text{const}$, for the ground state; and we have circular orbit in 3-dimensional space for the secondary, for the ground state.

Also, note that the general relationship $r^2 + D^2 = R^2 = L^2/GM = \text{const}$, implies that, as r increases, D decreases and vice versa. Thus the secondary is more extended when it is nearer to the primary and vice versa, compatible with the tidal theory.

3. *Applications and discussions.* Planetary systems are becoming quite frequent; but the orbital parameters for not many have been determined accurately. Also the components of the system must not be interacting; otherwise the tidal evolution will be masked by more intense interactions and we will not be able to segregate the effects of interchange of orbital and rotational energies in an effort of the system to attain the ground state. But after a violent evolution, characterized by interaction, the system can again attain a quiescent phase (e.g., for X-ray binaries); so we can study the tidal evolution in the quiescent phase and apply our theory.

Lineweaver et al. [7] and Grether&Lineweaver [8] plotted the mass-period distribution for nearly 100 exoplanets; they labeled a region in this diagram ("detected", containing 46 exoplanets) corresponding to the part where the Doppler technique has detected virtually all exoplanets (with period < 3 yrs) orbiting target stars (monitored for at least 3 yrs). They find that the average orbital eccentricity in this region ($\langle e \rangle = 0.3$), which, according to our theory, indicates that the circularization process, due to energy minimization, is in progress. Jupiter-like planets are important since Jupiter is the dominant orbiting body in the Solar System and it lies in the most densely occupied region of the mass-period plane. They find that in the mentioned region of the mass-period distribution they can define a Jupiter-like sub-region (defined by orbital periods between the average period of the asteroid belt and Saturn and masses in the range roughly between the mass of Saturn and 3 times the mass of Jupiter); the average eccentricity of 5 exoplanets in this sub region is $\langle e \rangle = 0.2$, indicating that eccentricities may be decreasing as we approach this Jupiter-like sub-region. According to our theory, this can be interpreted as a progress in the circularization process towards energy minimization.

In the observational side there is now increasing evidence to support the claim that stars with planets tend to be metal rich; approximately 20% of metal rich main sequence stars have planets (e.g., [2,9]). There is also a significant positive correlation between the occurrence of planets and the iron content of their parent stars (e.g., [10,11]). Such that (near) solar type stars are favored to harbor planets. The relative orbit of Barnard's star (spectral type M) show a deviation from smooth track of about a few hundredths of an arc second, which show a roughly periodic structure. Analysis of these deviations by van de Kamp [12,13] show that the motion of Barnard's star can be explained in terms of two companions of masses ~

Jupiter's mass and half of Jupiter's mass in circular relative orbits about the star (with periods ~ 12 yrs and 20 yrs, respectively); though there is uncertainty about the observations of the outer companion, there is considerable confidence about the inner one. Our results indicate that this system is likely to be in its ground state. (However, there is a controversy (see e.g., [14]); but the periodic nature of the deviations from an analysis of several thousands of photographic plates support the results of van de Kamp).

However, as noticed, in most of the cases cited above the near circular orbit is found to be the best fit and not confirmed to be circular. Where the orbital eccentricity can be determined with remarkable accuracy is in the field of pulsar astronomy. Before a star evolves to a neutron star its environment is subjected to violent explosions and only under remotely conceivable conditions [15,16] can companions of planetary mass survive. On the other hand such companions may form (from the debris of a former companion destroyed or ejected) or be captured after the star attained the neutron state. Two planets are found to orbit the 6 millisecond pulsar 1257 + 12, (see, e.g., [17]). These planets have several times the mass of the Earth and nearly circular orbits, the eccentricity being 0.02 for both, with periods of 66.6 days and 98.2 days for the inner and outer planet, respectively. It is remotely conceivable that the planets are survivors from the pre-neutron star phase of the pulsar, not only for the violent scenario involved, but also because of the high spatial velocity of the pulsar (~ 290 km/s). The pulsar has a short period and small dipole field, characteristic of recycled pulsars; indicative of the fact that its progenitor was a binary system, implying it had a companion. Hence a natural scenario for the formation of the planets is from the debris of the pulsar's ex-companion star, destroyed gradually (see, e.g., [18]), or catastrophically (see, e.g., [19]), due to the explosions involved in the variable phase of the progenitor of the pulsar. Though most of this debris would accrete in an accretion disk around the neutron star, a small fraction has to be thrown outwards to conserve angular momentum, which becomes the source for planet formation; (see, e.g., [20]). Our results indicate that the planetary companions of the pulsar have circularized their orbits, in an effort to attain the ground state.

Multiple systems also seem to conform to our theory. In fact, the presence of binaries can induce disk instability under certain conditions, enhancing planet formation (e.g., [21]). For the double star 61 Cygni (spectral type K) [though to be a binary system with two components of comparable mass (~ 0.6 solar mass)], it was found that the distance between the two components vary periodically; a analysis of the path of these residuals by Diech [22] indicate that the system has an unseen companion of negligible mass (~ 4 Jupiter masses) in an orbit of eccentricity 0.2 (with a period ~ 6

yrs); (another companion of insignificant, outer to the mentioned one, of orbital period ~ 12 yrs, may be present); our results indicate that the unseen companion is likely to be close to its ground state.

Stars with more massive companions, like a binary with a brown dwarf component, also conform to our theory. A perturbation, with a period of 4.63 yrs, in the path of the star LHS 1047 (spectral type dM) was noted [24]; subsequently the companion was detected by the technique of one-dimensional infrared speckle interferometry. A least square analysis of the data indicate that the photometric orbit has an eccentricity of 0.095; the secondary is ~ 4 times lighter than the primary (mass of the primary = 0.17 ± 0.12 and secondary 0.06 ± 0.03 in solar mass units). In the system BD + 66°34 (dM spectral type) (thought to be a visual binary), it was found that the brighter component shows a large periodic perturbation (e.g., [25]). The orbit of the visual components was found by trial and error method. On the basis of the perturbation, the orbit of the unseen companion, about the brighter star and its mass was determined ($\sim 1\%$ error in period and semi-major axis) and is found to be (~ 0.1 solar mass) ~ 4 times lower than brighter component (~ 0.4 solar mass) and its orbital eccentricity is 0.05. The system ζ Aquarii (dF spectral type) [thought to be a visual binary with components of comparable mass (~ 1.13 and 0.85 solar masses)], was found to display large and regular deviations from Keplerian motion, which can be attributed to an unseen third companion in orbit around the fainter component (e.g., [26]). The residuals of the relative orbit of the visual components showed a 25 yrs periodic variation, from which the elements of the orbit of the unseen component about the fainter component were derived; by means of alternate iterations, the sets of elements of both the orbits were refined, until the combination gave a minimum for the sum of the squared residuals. The mass of the unseen component is found to be (~ 0.28 solar mass) ~ 4 times lower than the brighter component and its orbital eccentricity is 0.20. Such that all these sub-systems are close to the ground state.

It is a matter of great pleasure to thank all those with whom we had helpfull discussions; especially the organizers of the conferences "Path-Integrals from peV to TeV" (Florence, 1998) and IAU Symposium 219 "Stars as Suns: Activity, Evolution and Planets" (Sydney, 2003) and the referee, whose comments helped in improving the paper.

¹ Puebla University, Mexico, e-mail: chtapan@yahoo.com

² University of the Friendship of Peoples, Moscow, Russia

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ К ПЛАНЕТАРНЫМ СИСТЕМАМ

Т.К.ЧАТЕРДЖИ¹, В.Б.МАГАЛИНСКИЙ^{1,2}

Естественные системы имеют тенденцию минимизировать свою энергию. Поэтому важной проблемой астрофизики является параметризация основного состояния. В этом контексте очень полезен квантовый статистический подход. Проблема вариационного приближения матрицы плотности распространяется на параметризацию основного состояния. По аналогии с квазиклассическим подходом, разъясняется классический подход к вариационному принципу параметризации основного состояния. Обсуждается его применение. Мы показываем, что для достижения основного состояния планетарные системы стремятся иметь круговые орбиты. Результаты настоящей работы могут быть полезными для современной проблемы обнаружения планет вокруг ярких звезд.

REFERENCES

1. *D.A.Fisher, P.B.Butler, G.W.Mercy, S.S.Vogt, G.W.Henry*, *Astrophys. J.*, **590**, 1081, 2003.
2. *N.Santos, M.Mayor, S.Udry, D.Queloz, F.Pepe*, *IAU Symp.*, **219**, "Stars as Suns: Activity, Evolution and Planets", in Press, 2003, Publ. Astron. Soc. Pacific.
3. *R.P.Feynman*, *Statistical Mechanics* (Benjamin, Reading, Mass.), 1972.
4. *V.B.Magalinsky*, *Z. Eksp. Teor. Fiz.*, **99**, 184, 1991; - *Sov. Phys. JETP*, **72**, 103, 1991 (English translation).
5. *V.B.Magalinsky, T.K.Chatterjee*, *Proceedings of Conf. "Path Integrals from peV to Tev"*, eds. R.Casalbouni et al., World Scientific Publ. Co., Singapore, p.505, 1999.
6. *V.B.Magalinsky, M.Hayasi, H.V.Mendoza*, *J. Phys. Soc. Japan*, **63**, 2930, 1994.
7. *C.H.Lineweaver, G.Grether, M.Hidas*, *ASP Conf. Vol. 294*, "Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets", eds. D.Deming, S.Seager, p.161, 2003, Publ. Astron. Soc. Pacific.
8. *G.Grether, C.H.Lineweaver*, *IAU Symp.* **219**, "Stars as Suns: Activity, Evolution and Planets", in Press, 2003, Publ. Astron. Soc. Pacific.
9. *D.A.Fischer, J.Valenti*, *IAU Symp.* **219**, "Stars as Suns: Activity, Evolution and Planets", in Press, 2003, Publ. Astron. Soc. Pacific.
10. *K.Sadakane*, *IAU Symp.* **219**, "Stars as Suns: Activity, Evolution and

Planets", in Press, 2003, Publ. Astron. Soc. Pacific.

11. *G.Israelian*, IAU Symp. 219, "Stars as Suns: Activity, Evolution and Planets", in Press, 2003, Publ. Astron. Soc. Pacific.
12. *P.Van de Kamp*, Astron. J., 80, 658, 1975.
13. *P.Van de Kamp*, Bull. American Astron. Soc., 14, 627, 1982.
14. *R.S.Harrington, B.J.Harrington*, Mercury, 16, 77, 1987.
15. *R.A.M.J.Wijers et al.*, Nature, 355, 593, 1992.
16. *S.E.Thorsett, R.H.Dewey*, Astrophys. J. (L), 419, L65, 1993.
17. *A.Wolszczan, D.A.Frail*, Nature, 355, 145, 1992.
18. *M.Banit, M.A.Ruderman, J.Shaham, J.H.Applegate*, Astrophys. J., 415, 779, 1993.
19. *E.S.Phinney, B.M.S.Hansen*, CALTECH, p.371, 1993.
20. *S.P.Ruden*, CALTECH, p.197, 1993.
21. *A.P.Boss*, Astrophys. J., 503, 923, 1998.
22. *A.N.Deich*, Pis'ma Astron. Zh., 4, 95, 1978; - Sov. Astron. Lett., 4, 50, 1978, (English translation).
23. *W.J.Forrest, M.F.Skrutskie, M.Shure*, Astrophys. J. (L), 330, L119, 1988.
24. *P.A.Ianna, J.R.Rohde, D.W.Mccarthy*, Astron. J., 95, 1226, 1988.
25. *J.H.Hershey*, Astron. J., 78, 935, 1973.
26. *O.Franz*, Astron. J., 63, 329, 1958.

УДК: 524.7-846

УСТОЙЧИВОСТЬ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ДИСКА С ЗАКОНОМ ВРАЩЕНИЯ, ЗАДАННЫМ ВНЕШНИМ ПОЛЕМ

В.А.АНТОНОВ, А.С.БАРАНОВ

Поступила 15 июля 2003

Принята к печати 10 ноября 2003

Изучена устойчивость галактического диска, находящегося в поле тяготения массивного тела. Учтено взаимное трение газовой и пылевой составляющих. Найден критерий динамической и вековой неустойчивости. Получены асимптотические выражения инкрементов для случая малой плотности пыли. Обсуждено космогоническое значение результатов.

1. *Введение.* Многочисленный класс астрономических объектов содержит вращающийся диск как часть более массивной системы [1]. Среди них - спиральные галактики, кольца больших планет, протопланетные диски, аккреционные диски вокруг звезд и т.д. Особенностью таких плоских систем является появление локальных неустойчивостей за счет их самогравитации. Эти неустойчивости родственны неустойчивости Джинса и многократно изучались, начиная с работ А.Томре и В.С.Сафронова [2-4].

Некоторое время назад появилась весьма подробная статья [5], в которой имеются также многочисленные ссылки на аналогичные исследования. Правда, в указанной статье налицо некоторые несогласованности: исходное стационарное распределение скоростей предполагается изотропным, чего, как известно [6], в дифференциально вращающейся системе быть не может, а релаксационное соотношение выписано без учета переменной скорости центроида. Впрочем, как мы еще будем обсуждать в дальнейшем, для качественных выводов это не столь существенно.

В указанных и большинстве других работ предполагается, что диск представляет собой однородную среду, точнее, состоит из однотипных частиц. Однако интерес представляют и системы неоднородного состава. Такие системы тоже изучались (см., например, [7]), и в общих чертах результат состоит в том, что при резком различии дисперсий скоростей ведущую роль играет какая-нибудь одна составляющая с наиболее резко выраженной неустойчивостью. Это, однако, относится к моделям без диссипации. При наличии взаимного трения физически различных составляющих друг от друга, появляются, как мы покажем в статье, качественно новые эффекты. Сама пыль тоже может быть разнородной,

но учет этого приводит к значительному усложнению формул, на данной стадии изучения пока не оправданному.

Ограничимся анализом двухкомпонентной системы. Такими компонентами могут быть газ и пыль. Под "пылью" мы подразумеваем вообще совокупность твердых тел, массы которых могут иметь промежуточные значения между массами собственно пылинок и звезд. Возможное присутствие таких тел часто обсуждается в связи с проблемой скрытой массы. В состоянии термодинамического равновесия для обоих компонентов типично резкое различие средних пекулярных скоростей. Мы ограничиваемся крайним случаем, когда пыль не обладает разбросом скоростей и рассматривается как "холодный" газ. Точнее, это означает пригодность нашего приближения для масштабов длин, существенно превышающих эпициклический радиус частиц пыли. Столкновения частиц при этом выпадают из поля зрения, однако надо учитывать взаимное трение пылевой и газовой составляющих. Учитываем и давление в газе, которое, как будет видно из дальнейшего, играет важную роль. Наконец, все время считаем, что длина возмущения существенно меньше размеров системы в целом. Крупномасштабные же возмущения потребовали бы совершенно иного подхода.

Колебания и устойчивость двухкомпонентных гравитирующих плоских систем изучались уже довольно давно: одной из первых была работа [8]. В этой работе обе подсистемы предполагались звездными, но некоторые установленные положения имеют общий характер. Наложение двух газовых подсистем (или, как у нас, газа и пыли) изучалось аналогичным образом [9]. Наша постановка задачи отличается учетом взаимного трения компонентов; выводы об устойчивости при этом меняются не только количественно, но и качественно.

2. Основные предпосылки и обозначения. Введем следующие обозначения. Пусть $U(r, z)$ - гравитационный потенциал основной системы (r, θ и z - цилиндрические координаты). Если этой системой является точечная масса (компактная галактика, звезда или центральная планета), то

$$U = \frac{GM}{\sqrt{r^2 + z^2}}, \quad (1)$$

где G - гравитационная постоянная, M - масса центрального тела. В случае галактик встречаются более общие формы $U(r, z)$.

Этот потенциал (1) мы считаем неизменным во времени. Он определяет закон дифференциального вращения диска

$$\Omega^2 r = - \left(\frac{\partial U}{\partial r} \right)_{z=0}, \quad (2)$$

где $\Omega(r)$ - угловая скорость вращения на расстоянии r в плоскости $z=0$.

В (2) мы пренебрегаем самогравитацией диска из-за его малой массы.

Наоборот, для коротковолновых возмущений самогравитация существенна.

Далее, пусть ρ_g и ρ - объемные плотности газа и пыли. Аналогично эти подстрочные индексы применяем для других гидродинамических параметров. К ним относятся радиальная скорость v_r и трансверсальная v_θ . Используем также поверхностные плотности μ . Давление в газе обозначаем обычным символом p . В пылевой составляющей оно, как было объяснено выше, игнорируется. В приближении тонкого диска не может быть существенной зависимости поля скоростей от z , соответствующие производные мы просто опускаем.

Несколько иное положение возникает с зависимостью плотности газа от z . В тонком диске очень быстро устанавливается равновесие в каждом вертикальном столбце. Обычное рассмотрение приводит к барометрической формуле

$$\frac{1}{\rho_g} \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial U}{\partial z}. \quad (3)$$

Мы ограничиваемся изотермическим уравнением состояния газа

$$p = \sigma_T^2 \rho_g, \quad (4)$$

где σ_T^2 - некоторая средняя тепловая скорость молекул. Для качественного рассмотрения этого достаточно, тем более, что мы будем иметь дело с медленными возмущениями, в процессе которых поддержание постоянной температуры вполне правдоподобно, то есть мы предполагаем достаточно быстрое высвечивание тепловой энергии, высвобождающейся за счет взаимного трения компонентов. Кроме того, мы имеем дело только с малыми z , поэтому допустимо пользоваться разложением [6]

$$U(r, z) \approx U_0(r) - \frac{C(r)}{2} z^2, \quad (5)$$

где $U_0(r)$ - основной потенциал, фигурирующий в формуле (2), а второй член правой части (5) ответственен за удержание газа вблизи плоскости $z=0$. В частном случае одного центрального тела из (1) следует $C = \Omega^2$.

Из формул (3), (4) и (5) легко получается

$$\rho_g = \frac{\mu_g}{\sigma_T} \sqrt{\frac{C}{2\pi}} e^{-Cz^2/2\sigma_T^2}. \quad (6)$$

Отметим, что медленные возмущения могут только слабо зависеть от θ или вообще не зависеть: существенная асимметрия уничтожалась бы дифференциальным вращением. Поэтому предполагаем ротационную симметрию и получаем гидродинамические уравнения в форме

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_{r_g}}{\partial t} + v_{r_g} \frac{\partial v_{r_g}}{\partial r} &= \frac{\partial U_0}{\partial r} + F - \frac{\sigma_T^2}{\rho_g} \frac{\partial \rho_g}{\partial r} + f_{r_g} + \frac{v_{\theta_g}^2}{r}, \\ \frac{\partial v_{\theta_g}}{\partial t} + v_{\theta_g} \frac{\partial v_{\theta_g}}{\partial r} &= f_{\theta_g} - \frac{v_{\theta_g} v_{r_g}}{r} \end{aligned} \quad (7)$$

для газа и совершенно аналогичные уравнения для пыли с изменением подстрочного индекса "g" и "*". При этом через F мы обозначили гравитационное ускорение, возникающее от перераспределения гравитирующих масс в диске, а символ f относится к ускорению, обусловленному трением. В векторной форме "вязкое" ускорение пыли для малых возмущений дается формулой

$$\vec{f}_* = \beta \rho_g (\vec{v}_g - \vec{v}_*), \quad (8)$$

где β - некоторый положительный коэффициент.

Перейдем к двумерной задаче, осреднив гидродинамические уравнения по массе всех частиц данного рода в вертикальном столбике. Для пылевой составляющей учитываем, что ввиду малости толщины слоя в (8) ρ_g берется практически при $z=0$ (то есть мы учитываем неизбежное оседание пыли к срединной плоскости), и получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_{r_*}}{\partial t} + v_{r_*} \frac{\partial v_{r_*}}{\partial r} &= \frac{\partial U_0}{\partial r} + F + \frac{v_{\theta_*}^2}{r} + \gamma (v_{r_g} - v_{r_*}) \mu_g, \\ \frac{\partial v_{\theta_*}}{\partial t} + v_{r_*} \frac{\partial v_{\theta_*}}{\partial r} &= -\frac{v_{\theta_*} v_{r_*}}{r} + \gamma (v_{\theta_g} - v_{\theta_*}) \mu_g, \end{aligned} \quad (9)$$

где, в силу (6),

$$\gamma = \frac{\beta}{\sigma_T} \sqrt{\frac{C}{2\pi}}. \quad (10)$$

Для газа аналогичное усреднение приводит к уравнениям:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_{r_g}}{\partial t} + v_{r_g} \frac{\partial v_{r_g}}{\partial r} &= \frac{\partial U_0}{\partial r} + F + \frac{v_{\theta_g}^2}{r} - \frac{\sigma_T^2}{\mu_g} + \gamma (v_{r_*} - v_{r_g}) \mu_*, \\ \frac{\partial v_{\theta_g}}{\partial t} + v_{r_g} \frac{\partial v_{\theta_g}}{\partial r} &= -\frac{v_{\theta_g} v_{r_g}}{r} + \gamma (v_{\theta_*} - v_{\theta_g}) \mu_*, \end{aligned} \quad (11)$$

причем вид вязких членов однозначно определяется локальным законом действия и противодействия. Предполагая $\sigma_T = \text{const}$, мы ограничиваемся случаем, когда успевает устанавливаться тепловое равновесие. Для быстрых колебаний могут возникнуть дополнительные эффекты за счет переноса тепла [10].

3. Дисперсионное уравнение. Для вывода дисперсионного уравнения используется стандартная процедура линеаризации. При этом величины v_r и F сами по себе малы, а к v_θ и μ добавляются малые возмущения, отмечаемые символом δ . Главная же часть v_θ для обеих составляющих совпадает с Ωr . Используем традиционный анализ Фурье и берем возмущения плотности в комплексной форме, пропорциональные $\exp(ikr)$. Тогда в коротковолновом приближении, как известно,

$$F = 2\pi i G (\delta\mu_* + \delta\mu_g). \quad (12)$$

Сами возмущения плотности связаны с полем скоростей уравнениями

неразрывности

$$\frac{\partial \mu_g}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \mu_g v_{rg}) = 0, \quad \frac{\partial \mu_0}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \mu_0 v_r) = 0. \quad (13)$$

Действуя в рамках того же коротковолнового приближения, мы оставляем в линеаризованных уравнениях члены с производными от возмущения по r , пренебрегая производными от медленно меняющихся основных параметров системы. Кроме того, все возмущения пропорциональны $\exp(i\omega t)$. При всех этих предположениях получаем систему алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned} i\omega v_r &= 2\pi iG(\delta\mu_0 + \delta\mu_g) + 2\Omega\delta v_{0r} + \gamma(v_{rg} - v_r)\mu_g, \\ i\omega\delta v_{0r} &= \gamma(\delta v_{0g} - \delta v_{0r})\mu_g - \frac{\Omega_1^2}{2\Omega} v_r, \\ i\omega v_{rg} &= 2\pi iG(\delta\mu_0 + \delta\mu_g) + 2\Omega\delta v_{0g} + \gamma(v_r - v_{rg})\mu_0 - \frac{ik\sigma_T^2}{\mu_g} \delta\mu_g, \\ i\omega\delta v_{0g} &= \gamma(\delta v_{0r} - \delta v_{0g})\mu_0 - \frac{\Omega_1^2}{2\Omega} v_{rg}, \\ i\omega\delta\mu_0 + ik\mu_0 v_r &= i\omega\delta\mu_g + ik\mu_g v_{rg} = 0, \end{aligned} \quad (14)$$

где для удобства введена эпициклическая частота

$$\Omega_1 = \sqrt{2\Omega \left(r \frac{d\Omega}{dr} + 2\Omega \right)}. \quad (15)$$

Напомним, что для потенциала, создаваемого центральным телом (планетой или звездой), $\Omega_1 = \Omega$, но для галактик это равенство, вообще говоря, несправедливо.

Анализ соответствующего системе (14) дисперсионного уравнения начнем со случая, когда $\sigma_T \rightarrow \infty$. (Точнее, мы предполагаем одновременно $\sigma_T \rightarrow \infty$, $\beta \rightarrow \infty$, чтобы величина γ в (10) не исчезала). Физически это означает, что газовая подсистема входит в состав жесткого упора, но оказывает сопротивление движению частиц пыли. Тогда из третьего уравнения (14) следует: $\delta\mu_g = 0$. Уравнение неразрывности для газа дает: $v_{rg} = 0$. Из четвертого уравнения (14) следует также, что $\delta v_{0g} = \gamma\mu_0\delta v_{0r}/(\gamma\mu_0 + i\omega)$. Из оставшихся уравнений получаем:

$$\lambda \left(1 + \frac{\gamma\mu_g}{\lambda + \gamma\mu_0} \right) \left(\lambda + \gamma\mu_g - \frac{2\pi kG\mu_0}{\lambda} \right) + \Omega_1^2 = 0, \quad (16)$$

где $\lambda = i\omega$. При $\gamma = 0$, как и следовало ожидать, уравнение (16) совпадает с вышеупомянутым частным случаем, данным в [9].

Легко доказывается, что при условии

$$2\pi kG(\mu_0 + \mu_g) > \Omega_1^2 \quad (17)$$

один из корней кубического уравнения (16) имеет положительную

вещественную часть, а два других - отрицательную. Действительно, это ясно при больших μ_* , так как тогда получается инкремент джинсовской неустойчивости $\lambda_{1,2} \approx \pm \sqrt{2\pi k G \mu_*}$, и третий корень $\lambda_3 \approx -\gamma \mu_*$, а невозможность обращения $\text{Re} \lambda$ в нуль следует из соображений непрерывности: после подстановки $\lambda = i\omega$ (ω - вещественно) в левой части (16) с разделением вещественной и мнимой частей получается противоречие. Таким образом, при выполнении (17) модель неустойчива. Если же неравенство (17) меняет знак на обратный, то соображения непрерывности показывают, что $\text{Re} \lambda < 0$ для всех трех корней и модель устойчива.

Вернемся к общему случаю конечного σ_T . Система (14) формально приводит к дисперсионному уравнению шестой степени, но легко понять, что среди корней должен быть тривиальный $\omega = 0$. Физически это означает вращение обеих составляющих с одинаковой скоростью, когда никакого трения нет. Формальная проверка дает решение

$$\omega = 0, \quad v_{\kappa} = v_{\zeta} = 0, \quad \delta v_{\theta \kappa} = \delta v_{\theta \zeta} = \left(-\frac{\pi i G}{\Omega} \right) \delta \mu_*, \quad \delta \mu_{\kappa} = \delta \mu_{\zeta} = 0. \quad (18)$$

Согласно общим правилам линейной алгебры [11], уравнения (14) при $\omega = 0$ должны быть зависимы. Это эквивалентно существованию линейного инварианта

$$L = 2ik \Omega (\mu_* \delta v_{\theta \kappa} + \mu_{\kappa} \delta v_{\theta \zeta}) - \Omega_1^2 (\delta \mu_* + \delta \mu_{\kappa}), \quad (19)$$

как легко проверить дифференцированием L по t с учетом (14). Для исключения тривиальности мы должны в дальнейшем ограничиваться значениями параметров, обращающими инвариант (19) в нуль, иначе будут присутствовать физически малоинтересные возмущения (18).

Ясно, что и при конечном σ_T для больших значений плотностей μ система подвержена неустойчивости Джинса. Границу этой неустойчивости можно найти из соображений непрерывности. В критическом случае должно существовать решение с нулевым ω , но не отбрасываемое условием $L = 0$. После несложной подстановки (18) в (19) убеждаемся, что зоной неустойчивости Джинса является по-прежнему область, определяемая неравенством (17).

4. Вариационный принцип. Дисперсионное уравнение, отвечающее системе (14), как мы установили, приводит к уравнению пятой степени, сложному для общего анализа даже с точки зрения принципа непрерывности. Строго говоря, предыдущие рассуждения еще не доказывают, что при конечном σ_T и нарушении равенства (17) система будет устойчивой - неустойчивость могла бы появиться за счет перехода значения ω через вещественную ось не обязательно в начале координат. Более простое и вместе с тем строгое доказательство необходимости условия (17) для неустойчивости получается вариационным методом. Составим функцию

S так, что

$$S = \mu_* \left(|v_r|^2 + \frac{4\Omega^2}{\Omega_1^2} |\delta v_{\theta}|^2 \right) + \mu_g \left(|v_{r_g}|^2 + \frac{4\Omega^2}{\Omega_1^2} |\delta v_{\theta_g}|^2 \right) - \frac{2\pi G}{k} |\delta\mu_g + \delta\mu_*|^2 + \frac{\sigma_g^2}{\mu_g} |\delta\mu_g|^2. \quad (20)$$

Дифференцирование функции S по времени с учетом (14) дает после ряда сокращений

$$\frac{dS}{dt} = -2\gamma\mu_g\gamma\mu_* \left[|v_{r_g} - v_r|^2 + \frac{4\Omega^2}{\Omega_1^2} |\delta v_{\theta_g} - \delta v_{\theta}|^2 \right] < 0.$$

Конкретный вид (20) подсказывается соображениями, уже высказывавшимися в литературе [12]: при сохранении момента каждой частицы первые два члена правой части (20) представляли бы сумму полных (кинетическая + гравитационная) энергий отдельных частиц. Остальные же члены (20) учитывают энергию сжатия газа и самогравитацию. Однако в нашем случае эта интерпретация имеет только формальное значение, поскольку не выполнено условие сохранения момента, способного передаваться от пыли к газу и обратно за счет трения. Вообще даже без сохранения момента его приращение не может выражаться квадратичной формой, а только линейной. Достаточно представить, что два тонких материальных кольца одинаковой массы m частично обмениваются между собой удельными моментами, равными J' и J'' . Именно, новые моменты пусть равны соответственно $J' = J' + \varepsilon(J'' - J')$, $J'' = J'' + \varepsilon(J' - J'')$, где ε - малый параметр. Тогда получаем приращение энергии $\Delta E = m\varepsilon(J'' - J')(\Omega' - \Omega'')$, то есть при различии угловых скоростей Ω' и Ω'' получается приращение первого порядка.

Единственным исключением является случай твердотельного вращения. Тогда, действительно, S представляет собой приращение по отношению к вращающейся системе координат. В остальных же случаях S можно трактовать как некоторую локальную псевдоэнергию. Формальный характер ее определения не мешает, однако, делать из убывания S соответствующее заключение чисто математическим образом. Действительно, после исключения тривиальных возмущений условием $L=0$ мы можем использовать неравенство Буняковского в форме

$$\mu_g |\delta v_{\theta_g}|^2 + \mu_* |\delta v_{\theta}|^2 \geq \frac{|\mu_g \delta v_{\theta_g} + \mu_* \delta v_{\theta}|^2}{\mu_g + \mu_*} = \frac{\Omega_1^4 (\delta\mu_g + \delta\mu_*)^2}{4k^2 \Omega^2 (\mu_g + \mu_*)},$$

откуда следует знакоопределенность S как квадратичной формы как раз при условии, обратном (17), а тогда убывание S исключает возможность экспоненциального роста возмущений.

Таким образом, условие (17) необходимо и достаточно для

неустойчивости.

Остановимся еще на зависимости инкремента неустойчивости от диссипативного параметра γ . Мыслимы два случая: либо предел инкремента при $\gamma \rightarrow 0$ конечен, либо равен нулю. Согласно установившейся терминологии, эти случаи называем соответственно динамической и вековой неустойчивостью.

В случае $\gamma = 0$ система (14) легко приводится к системе только для двух неизвестных

$$\begin{aligned} \omega^2 \mu_0 v_r &= -2\pi Gk \mu_0 (\mu_g v_{rg} + \mu_0 v_r) + \Omega_1^2 \mu_0 v_r \\ \omega^2 \mu_g v_{rg} &= -2\pi Gk \mu_g (\mu_g v_{rg} + \mu_0 v_r) + (\Omega_1^2 + k^2 \sigma_T^2) \mu_g v_{rg} \end{aligned} \quad (21)$$

самосопряженного типа. Вещественность ω^2 при этом эквивалентна положительной определенности соответствующей квадратичной формы $\bar{S} = \Omega_1^2 (\mu_g v_{rg}^2 + \mu_0 v_r^2) + k^2 \sigma_T^2 \mu_g v_{rg}^2 - 2\pi Gk (\mu_g v_{rg} + \mu_0 v_r)^2$. Условием устойчивости оказывается положительность определителя

$$(\Omega_1^2 - 2\pi Gk \mu_0)(k^2 \sigma_T^2 + \Omega_1^2) - 2\pi Gk \mu_g \Omega_1^2 > 0. \quad (22)$$

В частности, при невыполнении (17) левая часть (22) положительна с некоторым запасом, так что область динамической неустойчивости, как часто бывает, уже области вековой неустойчивости. В пределе $\gamma \rightarrow 0$ критерий (17) не переходит в критерий динамической неустойчивости в связи с тем, что сама величина инкремента при $\gamma \rightarrow 0$ тоже стремится к нулю.

При малых k , как видно из (22), динамическая устойчивость всегда имеет место, а при больших k она исчезает. Однако соответствующее уравнение является кубическим относительно k , и, как мы подтвердим в следующем разделе, может иметь три положительных корня. Тогда на шкале k , кроме длинноволновой зоны (малое k), возникает остров устойчивости. При переходе от динамической устойчивости к вековой должно происходить некоторое срезание зоны устойчивости и топологически ясно, что остров исчезает.

5. *Случай малой плотности пыли.* Случай малых μ_0 интересен тем, что для инкрементов и частот возмущений можно найти достаточно компактное асимптотическое выражение.

При заданных остальных параметрах следует различать три вида асимптотики ω по μ_0 .

Во-первых, возможны колебания, происходящие почти целиком в газовой составляющей. Тогда из наших уравнений (21) получается известная формула

$$\omega^2 = \Omega_1^2 - 2\pi Gk \mu_g + k^2 \sigma_T^2, \quad (23)$$

и в зависимости от значений параметров получается либо сплошь устойчивый диск, либо неустойчивость для некоторых промежуточных k . Если диссипация отсутствует ($\gamma = 0$), то мы имеем дело только с динамической неустойчивостью, и, естественно, граница такой неустойчивости, определенной формулой (23), совпадает с той, которая получается из неравенства (22) при $\mu_* = 0$. Отдельное обсуждение при этом необходимо только для значений $1/k$, малых вместе с μ_* . Тогда из (22) следует существование, кроме вышеупомянутой зоны промежуточных k , еще коротковолновой зоны неустойчивости, определяемой асимптотически как $k > \Omega_1^2 / 2\pi G \mu_*$. Для ω , кроме тривиальной асимптотики $\omega \approx \pm k \sigma_T$ (звуковые волны), получается еще $\omega \approx \pm \sqrt{\Omega_1^2 - 2\pi G k \mu_*}$, причем радиальные движения преобладают в пылевой составляющей. Между двумя зонами неустойчивости Джинса - в газовой и пылевой составляющих - возникает упоминавшийся остров устойчивости. Правда, он находится уже в области, где применение приближения тонкого диска становится сомнительным, так что последний результат может иметь только качественное значение для движения вокруг единого центрального тела. На периферии же некоторых галактик может быть $\Omega_1 \ll \Omega$ (вблизи неустойчивости Линдблада), тогда наши расчеты приобретают большую убедительность.

При конечном γ остается вопрос о возможности медленной раскачки колебаний в газе за счет малого взаимодействия с пылью. Однако простая проверка на основании той же системы (21) показывает, что колебаниям данного типа отвечает положительное значение псевдоэнергии S , так что неустойчивость на их основе возникнуть не может.

Во-вторых, надо учитывать процессы, возникающие, наоборот, в пылевой составляющей. При этом ω стремится к постоянному пределу, а среди возмущений главную роль играют скорости v_r и v_θ , остальные же малы (относительного порядка μ_*). Существенное значение имеют только два первых уравнения (14), и из них следует:

$$\omega = \pm \Omega_1 + i \gamma \mu_g. \quad (24)$$

В (24) легко увидеть наложение эпициклических колебаний отдельных частиц и эффекта трения пыли о газ.

Наконец, остается найти еще одну, пятую частоту. Она соответствует некоторому смешанному процессу, затрагивающему как пыль, так и газ. В результате проб удастся установить, что совместимая система линейных уравнений, выводимая из (14) при переходе $\mu_* \rightarrow 0$, получается, если постулировать пропорциональность ω и μ_* , а среди возмущений относительно малым считать только v_{r*} . Расчеты приводят тогда к формуле

$$\omega = \frac{i \gamma \mu_* k^2 (\Omega_1^2 - 2\pi G k \mu_g) \sigma_T^2}{(\Omega_1^2 - 2\pi G k \mu_g + k^2 \sigma_T^2) (\Omega_1^2 + \gamma^2 \mu_g^2)}. \quad (25)$$

Эта смешанная мода ввиду малости инкремента представляет интерес только в отсутствии неустойчивости Джинса, то есть при положительности знаменателя (25). Тогда формула (25) показывает вековую неустойчивость в случае $\Omega_1^2 < 2\pi Gk\mu_g$, что при $\mu_g = 0$ совпадает с критерием (17).

6. *Обсуждение результатов.* Мы рассмотрели устойчивость двухкомпонентной модели из смеси газа и пыли. Главный результат состоит в том, что при некоторых условиях даже диск, устойчивый по Джинсу в общепринятом смысле, испытывает вековую неустойчивость. Понятие вековой неустойчивости тоже идет от Джинса [13] и ранее от Томсона и Тэта, но в [13], как позднее в [14], оно прилагается к эллипсоидальным фигурам равновесия. У нас вековая неустойчивость срабатывает в квазиоднородном диске, но ее объяснение остается прежним. Конкретно, критерий вековой неустойчивости получается из такого для динамической неустойчивости отбрасыванием тепловой скорости молекул. Поэтому область вековой неустойчивости на шкале волновых чисел k , во-первых, шире, во-вторых, проще определяется. Формально она у нас простирается до $k = \infty$. Из формулы (25) даже виден рост инкремента вековой неустойчивости для больших k . Кстати, точно такой же рост инкремента вековой неустойчивости отмечен в работе [5], несмотря на использование другой модели и неточности со столкновительным членом, указанные нами в вводном разделе. Очевидно, налицо общая причина: в специфических условиях диска гравитация выступает как короткодействующая сила (в отличие, например, от классической теории фигур равновесия [14]). Поэтому и зона динамической неустойчивости всегда располагается в области достаточно больших k для характерных длин волн, лишь немного больших толщины диска. Для планетных колец это означает масштабы длин порядка километра. Вековая неустойчивость простирается до несколько больших длин, но из-за вышеуказанной зависимости инкремента от k предпочтение все равно имеют возмущения с наименьшими возможными длинами волн, точнее, с такими, когда гидродинамическая трактовка становится уже недостаточной, и для описания динамики пыли необходимы уже кинетические уравнения. Это опять-таки происходит для длин волн порядка эпициклического радиуса, который не может сильно отличаться от толщины пылевого диска.

Конкретную оценку инкремента вековой неустойчивости можно в разных приложениях получить хотя бы из (25). Так как величина $1/(\gamma\mu_g)$ имеет смысл времени затухания T движения отдельной частицы в диске (см. (8) и (10)), то обычно по порядку величины формула (25) дает

$$|\alpha| \sim T^{-1} \cdot \left(\frac{k\sigma_T}{\Omega_1} \right)^2,$$

то есть рост возмущений происходит за время, близкое к T . Во всяком случае, во многих реальных приложениях этого достаточно, чтобы считать систему неустойчивой в физическом смысле.

Несмотря на резкое различие инкрементов, динамическая и вековая неустойчивости остаются сходными по своему первоисточнику, которым является выигрыш гравитационной энергии при расслоении диска на узкие кольца. Поэтому вполне естественно и затухание неустойчивостей на длинных волнах.

Все сказанное относится только к линейной стадии развития возмущений. С ростом амплитуды уравнения становятся существенно нелинейными, но общий тезис о гравитационной энергии как стимуле неустойчивости сохраняет силу. Во всяком случае, результатом должно быть обособление узких колечек друг от друга как "материальных" образований. Такие кольцевые образования не могут, однако, поддерживаться длительное время собственной гравитацией: неустойчивость кольцевых фигур галактик хорошо известна [4]. Но в отличие от неустойчивости, порождающей сами кольца, их разрушение связывается уже с несимметричными возмущениями. Результатом должно быть перемешивание участков с большой и малой плотностью, что восстанавливает почти однородное состояние. Может даже показаться, что при этом получается подобие вечного двигателя. На самом деле, конечно, механическая энергия необратимо теряется, но в локальном смысле. Система в целом должна эволюционировать к состоянию с меньшей энергией при том же общем моменте вращения. Практически это означает квазидиффузию вещества, которая при более или менее гладком распределении плотности не ощущается в рамках локального анализа, но постепенно при повторении процессов неустойчивости и перемешивания ведет к глобальным последствиям. В принципе, конечным результатом должно быть падение основной массы вещества на центр с рассеянием на бесконечности той небольшой массы, которая обеспечивает сохранение момента. Другой, разумеется, вопрос, успевает ли такая эволюция произойти за время существования системы конкретного вида и не перебивается ли она процессами иной природы, например, образованием зародышей спутников.

Кроме того, разделение процесса на симметричную стадию кольцеобразных структур и асимметричную стадию их разрушения, возможно, несколько идеализирует ситуацию. В какой-то степени асимметризация и неустойчивость Джинса могут накладываться друг на друга во времени: некоторые указания на это имеются в известных работах [15,16].

STABILITY OF A GALACTIC DISK WITH THE LAW OF ROTATION DEFINED BY THE EXTERNAL FIELD

V.A.ANTONOV, A.S.BARANOV

The stability of the galactic disk, which is in the force field of a massive body has been studied. The mutual friction of the gaseous and dust components has been taken into account. Criteria of both dynamical and secular instability have been found. Asymptotic expressions of increments for the case of the small density of dust have been obtained. The cosmogonical significance of the results has been discussed.

Key words: galactic disk:dynamical and secular instability:gaseous and dust components

ЛИТЕРАТУРА

1. А.С.Баранов, Астрон. ж., 68, 1160, 1991.
2. А.Томре, Astrophys. J., 139, 1217, 1964.
3. В.С.Сафронов, Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет, Наука, М., 1969.
4. В.Л.Поляченко, А.М.Фридман, Равновесие и устойчивость гравитирующих систем, Наука, М., 1976.
5. E.Griv, Tz.Chiuuech, Astron. Astrophys., 311, 1033, 1996.
6. К.Ф.Огородников, Динамика звездных систем, Физматгиз, М., 1958.
7. B.G.Elmegeen, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 275, 944, 1995.
8. Л.С.Марочник, А.А.Сучков, Бюлл. Ин-та астрофизики Таджикской ССР, 58, 3, 1971.
9. C.J.Jog, P.M.Solomon, Astrophys. J., 276, 114, 1984.
10. Н.Н.Горьковский, А.М.Фридман, Физика планетных колец, Наука, М., 1994.
11. А.Н.Мальцев, Алгебраические системы, Наука, М., 1970.
12. Б.Линдبلاد, Динамика Галактики, в сб.: "Строение звездных систем" (ред. П.Н.Холопов), ИИЛ, М., 1962.
13. J.H.Jeans, Astronomy and Cosmogony, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1929.
14. С.Чандрасекар, Эллипсоидальные фигуры равновесия, Мир, М., 1973.
15. P.Goldreich, D.Linden-Bell, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 130, 97, 1965.
16. P.Goldreich, D.Linden-Bell, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 130, 125, 1965.

УДК: 524.3

ТРЕТИЙ ИНТЕГРАЛ И ДИНАМИКА ГАЛАКТИКИ В ОКРЕСТНОСТИ СОЛНЦА

А.М.БОЙЧЕНКО

Поступила 5 мая 2003

Принята к печати 10 октября 2003

Данные наблюдений за динамикой звезд в окрестности Солнца говорят о существовании, наряду с интегралами момента импульса и энергии, также третьего интеграла. В качестве третьего интеграла предлагается интеграл Пуанкаре. Получены следствия, вытекающие из этого предположения, проводятся сравнения следствий с доступными астрофизическими данными.

1. *Введение.* Данные наблюдений по распределению скоростей звезд Галактики не соответствуют современным представлениям о функции распределения звезд по скоростям при учете только двух интегралов - энергии и осевой компоненты момента импульса [1-4,8].

В случае, когда функция распределения звезд $f(x, y, z, v_x, v_y, v_z)$ не зависит от времени (считается, что это так для Галактики), она, согласно теореме Джинса, является функцией изолирующих интегралов движения пробной звезды, число которых не превышает пяти $f(I_1, \dots, I_5)$. Для осесимметричных галактик интегралами в общем случае являются энергия

$$I_1 = m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/2 + U, \quad (1)$$

где U - сглаженная потенциальная энергия, x, y, z - координаты, v_x, v_y, v_z - скорости звезды, и одна из компонент момента импульса

$$I_2 = mrv_\phi, \quad (2)$$

последняя записана в цилиндрической системе координат, m - масса звезды.

Для скоростей звезд в окрестности Солнца справедливы соотношения

$$\langle v_\phi^2 \rangle \approx \langle v_r^2 \rangle \approx 0.4 \langle v_z^2 \rangle, \quad (3)$$

здесь v_r, v_ϕ, v_z - радиальная, азимутальная и вертикальная составляющие в цилиндрической системе координат в локальной системе отсчета [2,4].

Если предположить для Галактики

$$f = f(I_1, I_2) = f\left(\frac{v_\phi^2 + v_r^2 + v_z^2}{2} + U, rv_\phi\right),$$

то симметричность f относительно v_r и v_z не согласуется с (3) [2,4].

Итак, либо должен существовать еще один - третий интеграл, либо

представления о стационарности и осесимметричности Галактики следует признать ошибочными [1-4,8].

Попытки нахождения третьего интеграла пока не увенчались успехом. Подробную библиографию работ по третьему интегралу можно найти в [1,3-8].

В работе в качестве третьего интеграла рассматривается интеграл Пуанкаре. В случае, когда подавляющий вклад в динамику определяется ядром Галактики, объяснить дисперсию скоростей звезд (3) нельзя. С использованием интеграла Пуанкаре выводится потенциал, для которого должны быть справедливы соотношения (3).

2. *Интеграл Пуанкаре.* В гравитирующих системах существует также интеграл, имеющий вид

$$\sum_i (2(\bar{r}_i \bar{\eta}_i) + (\bar{p}_i \bar{\xi}_i)) = 3t \left[\sum_i \left(\frac{(\bar{p}_i \bar{\eta}_i)}{m_i} + \left(\frac{\partial U}{\partial \bar{r}_i} \bar{\xi}_i \right) \right) \right] + \text{const}, \quad (4)$$

где $\bar{r}, \bar{\xi}$ и $\bar{p}, \bar{\eta}$ - любые координаты и импульсы, являющиеся решением уравнений движения, причем $\bar{\xi}(t)$ и $\bar{\eta}(t)$ - такие решения, квадратом которых можно пренебречь. Данный интеграл возникает в силу того, что уравнения движения гравитирующих точечных масс не меняются, если время умножить на λ^3 , координаты - на λ^2 , а импульсы - на λ^{-1} , где λ - произвольная постоянная. Подробное рассмотрение и вывод содержатся в [9, с.143-152].

3. *Посылки для получения среднеквадратичных отклонений компонент импульсов.*

Возмущенное движение. Движение подавляющего числа звезд сейчас уже сформировалось и приближенно является круговым, поэтому рассмотрим возмущенное движение звезды относительно круговой орбиты. Пусть ось z совпадает с осью вращения Галактики. Обозначим через $\delta r_r, \delta r_\varphi$ и δr_z - радиальную, азимутальную и вертикальную составляющие компоненты $\delta \mathbf{r}$ - вектора отклонения от равномерного движения по окружности в цилиндрической системе координат в локальной системе отсчета. Невозмущенное движение звезды соответствует условию $\delta \mathbf{r} = 0$. Представим возмущения в виде

$$\delta r_{r,\varphi,z}(t) = \delta r_{r,\varphi,z}^{(1)}(t) + \delta r_{r,\varphi,z}^{(2)}(t), \quad \delta r_{r,\varphi,z}^{(2)} = o(\delta r_{r,\varphi,z}^{(1)}), \quad (5)$$

$$\delta p_{r,\varphi,z}(t) = \delta p_{r,\varphi,z}^{(1)}(t) + \delta p_{r,\varphi,z}^{(2)}(t), \quad \delta p_{r,\varphi,z}^{(2)} = o(\delta p_{r,\varphi,z}^{(1)}), \quad (6)$$

где $\delta p_r, \delta p_\varphi$ и δp_z - соответствующие составляющие компоненты вектора $\delta \mathbf{p}$ звезды.

Интегралы движения. Явная зависимость от времени в (4) делает этот интеграл в общем случае неприемлемым для нашего рассмотрения. Выберем $\bar{\xi}(t) = \delta \mathbf{r}(t)$, $\bar{\eta}(t) = \delta \mathbf{p}(t)$. Тогда в квадратных скобках в (4) стоит

δE - вариация полной энергии системы, которая должна тождественно равняться нулю. С той же степенью точности, с которой мы говорим об интегралах (1) и (2), а не об энергии и проекции момента импульса всей системы, мы можем говорить и об интеграле

$$I_3 = 2(\bar{r} \delta \bar{p}) + (\bar{p} \delta \bar{r}) = 2r \delta p_r + p_\phi \delta r_\phi = \text{const} . \quad (7)$$

4. Вывод соотношений для среднеквадратичных отклонений компонент импульсов. Допустим, что звезда при равномерном движении по невозмущенной орбите радиуса r со скоростью v (импульсом $p = mv$) испытывает в некоторый (начальный) момент времени возмущение - получает перпендикулярную своему движению составляющую импульса δp_\perp^0 . Если звезда получает параллельную своему движению составляющую импульса δp_\parallel^0 , то в силу закона сохранения момента импульса, импульс $p + \delta p_\parallel^0$ в начальный момент времени $\delta r_r = 0$ не будет соответствовать импульсу невозмущенной орбиты радиуса r . Звезда должна перейти на другую орбиту и рассмотрение возмущенного движения мы должны проводить уже для нее. Таким образом, можно считать, что либо импульс звезды с орбитой радиуса r получил приращение δp_\perp^0 , либо импульс звезды получил произвольное приращение, тогда r - радиус пересчитанной невозмущенной орбиты звезды, для которой приращение импульса есть δp_\perp^0 .

При выводе интересующих нас соотношений будут использованы обозначения для координат и импульсов возмущенного движения звезды

$$\bar{r}'(t) = \bar{r}(t) + \delta \bar{r}(t), \quad |\bar{r}(t)| = r, \quad \bar{p}'(t) = \bar{p}(t) + \delta \bar{p}(t), \quad |\bar{p}(t)| = p .$$

4.1. Рассмотрение движения звезды в первом порядке малости по δr , δp .

Закон сохранения I_1 . Для изменения энергии в первом порядке малости имеем

$$\delta I_1^{(1)} = \frac{p'^2}{2m} - U(r') - \left(\frac{p^2}{2m} - U(r) \right) = \frac{p \delta p_\phi^{(1)}(t)}{m} + U'(r) \delta r_r^{(1)}(t) = 0 ,$$

т.е.

$$\delta r_r^{(1)}(t) = -\frac{p}{U'(r)m} \delta p_\phi^{(1)}(t) , \quad (8)$$

где $U'(r)$ - производная от потенциальной энергии по r .

Закон сохранения I_2 . В первом порядке малости имеем

$$\delta I_2^{(1)} = ([\bar{r}'(t), \bar{p}'(t)] \bar{e}_z) - \gamma p = r \delta p_\phi^{(1)}(t) + \delta r_r^{(1)}(t) p = 0 ,$$

т.е.

$$\delta r_r^{(1)}(t) = -\frac{r}{p} \delta p_\phi^{(1)}(t) . \quad (9)$$

Закон сохранения I_3 . В первом порядке из (7) имеем $2r\delta p_r^{(1)}(t) + p\delta r_\varphi^{(1)}(t) = \text{const}$. Выберем центр движения относительно локальной системы отсчета (на окружности радиуса r) так, чтобы константа в выписанном интеграле была бы равна нулю

$$2r\delta p_r^{(1)}(t) + p\delta r_\varphi^{(1)}(t) = 0. \quad (10)$$

Итак, $\delta\Gamma(t=0)$ имеет составляющие, равные $\delta r_r = 0$ и $\delta r_\varphi = -2r\delta p_1^0/p$.

4.2. Рассмотрение движения звезды во втором порядке малости по δr , δp .

Закон сохранения I_2 . Во втором порядке малости, используя (5), (6), имеем

$$-r\delta p_\varphi^{(2)}(t) - \delta r_r^{(2)}(t)p + \delta r_\varphi^{(1)}(t)\delta p_r^{(1)}(t) - \delta r_r^{(1)}(t)\delta p_\varphi^{(1)}(t) = 0,$$

тогда из (9), (10) получаем, что

$$2(\delta p_r^{(1)}(t))^2 - (\delta p_\varphi^{(1)}(t))^2 = -\lambda = -\frac{p}{r}(r\delta p_\varphi^{(2)}(t) + \delta r_r^{(2)}(t)p). \quad (11)$$

Закон сохранения I_1 . Как было отмечено выше, объяснить соотношения (3) в предположении, что подавляющий вклад в динамику звезд определяется ядром Галактики нельзя. В этом случае $U(r) = -a/r$, где $a = \gamma Mm$ - соответствует массе Галактики M , γ - гравитационная постоянная. Опуская аргумент t у возмущений координат и импульсов, получаем из $\delta I_1^{(2)} = (\delta p_1^0)^2/2m$:

$$\begin{aligned} & \frac{(\delta p_\varphi^{(1)})^2}{2m} + \frac{p\delta p_\varphi^{(2)}}{m} + \frac{(\delta p_r^{(1)})^2}{2m} + \frac{(\delta p_z^{(1)})^2}{2m} = \\ & \frac{a}{2r^3} \left(2(\delta r_r^{(1)})^2 - (\delta r_\varphi^{(1)})^2 - (\delta r_z^{(1)})^2 \right) - \frac{a}{r^2} \delta r_r^{(2)} + \frac{(\delta p_1^0)^2}{2m}. \end{aligned}$$

С учетом (8), (9) видно, что $rp^2 = ma$, и в плоскости r, φ предыдущее уравнение переходит в

$$\frac{(\delta p_\varphi^{(1)})^2}{2} + p\delta p_\varphi^{(2)} + \frac{(\delta p_r^{(1)})^2}{2} + \frac{p^2}{r} \delta r_r^{(2)} = \frac{p^2}{2r^2} \left(2(\delta r_r^{(1)})^2 - (\delta r_\varphi^{(1)})^2 \right) + \frac{(\delta p_1^0)^2}{2}. \quad (12)$$

Второй и четвертый члены левой части уравнения в сумме в точности равны первому слагаемому правой части и равны λ (см. (9), (10), (11)), поэтому

$$(\delta p_\varphi^{(1)})^2 + (\delta p_r^{(1)})^2 = (\delta p_1^0)^2. \quad (13)$$

При усреднении этого выражения по периоду колебаний в плоскости r, φ с учетом того, что среднее значение от квадрата гармонических функций равно $1/2$:

$$\langle (\delta p_r^{(1)}(t))^2 \rangle = (\delta p_r^{\max})^2 / 2 = (\delta p_{\perp}^0)^2 / 2, \quad (14)$$

получается

$$\langle (\delta p_r^{(1)}(t))^2 \rangle = \langle (\delta p_{\Phi}^{(1)}(t))^2 \rangle.$$

Уже отсюда, не привлекая рассмотрения движения в направлении z , видно, что (3) выполняться не могут. Исследуемый вопрос можно теперь переформулировать следующим образом: какому U отвечает распределение скоростей (3)?

5. *Получение U из экспериментального распределения скоростей.* При малых отклонениях z от галактической плоскости в окрестности Солнца примем

$$U = \Phi(r^2) + Z(z) = \Phi + Z,$$

где r теперь равно не $\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, а $\sqrt{x^2 + y^2}$. Данный вид потенциала не означает, что в задаче появился интеграл Оорта-Линдблада, поскольку это не глобальный вид потенциала.

Движение в плоскости r, Φ . Рассматривая I_1, I_2 в первом порядке малости, получаем

$$mr^2 \Phi' = p^2 / 2, \quad (15)$$

где производные от Φ берутся по аргументу r^2 . Рассматривая теперь интеграл I_1 во втором порядке малости, получаем уравнение типа (12), в котором первое слагаемое правой части

$$-mr^2 \Phi' \left[\left(\frac{\delta r_r}{r} \right)^2 + \left(\frac{\delta r_{\Phi}}{r} \right)^2 \right] - mr^4 \frac{\Phi''}{2!} \left(\frac{2\delta r_r}{r} \right)^2, \quad (16)$$

где первый и второй члены - вклады во второй порядок от отношения $\delta r/r$ для

$$r^2(t) = (\bar{r}(t) + \delta \bar{r}(t))^2 = r^2 \left(1 + 2(\delta r_r / r) + (\delta r_r^2 + \delta r_{\Phi}^2) / r^2 \right)$$

вблизи r^2 , соответственно, от третьего и второго слагаемых последнего выражения. Подставляя (15) в (16) и используя (9), (10), получаем

$$-2 \left(\frac{\delta p_r}{p} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{\delta p_{\Phi}}{p} \right)^2 - m \frac{r^4}{p^2} \frac{\Phi''}{2!} 4 \left(\frac{\delta p_{\Phi}}{p} \right)^2 = \frac{\lambda}{p^2} - \frac{3}{2} \left(\frac{\delta p_{\Phi}}{p} \right)^2 - m \frac{r^4}{p^2} \frac{\Phi''}{2!} 4 \left(\frac{\delta p_{\Phi}}{p} \right)^2.$$

Вместо уравнения (13) имеем теперь

$$(\delta p_r^{(1)})^2 + (\delta p_{\Phi}^{(1)})^2 + 3(\delta p_{\Phi}^{(1)})^2 + m \frac{r^4}{p^2} 8 \frac{\Phi''}{2!} (\delta p_{\Phi}^{(1)})^2 = (\delta p_{\perp}^0)^2.$$

По-прежнему должно выполняться соотношение (14). Для выполнения (3), после усреднения данного выражения, коэффициент при $\langle \delta p_{\Phi}^{(1)}(t)^2 \rangle$

должен равняться 2.5:

$$\langle (\delta p_r^{(1)})^2 \rangle + 2.5 \langle (\delta p_\phi^{(1)})^2 \rangle = (\delta p_\perp^0)^2, \quad (17)$$

что приводит к

$$r^2 \Phi''/\Phi' = -3/4. \quad (18)$$

Отметим, что если коэффициент в формуле (3) равен не 0.4, а лежит в диапазоне от 0.33 до 0.5, то отношение (18) лежит в диапазоне от "-1/2" до "-1". Если приближать Φ степенной зависимостью от r^2 в окрестности Солнца, то эта зависимость, согласно (18), должна быть

$$\Phi(r^2) - (r^2)^{3/4} = r^{1/2}. \quad (19)$$

Общий случай движения. Допустим, что Z является степенной функцией z , тогда согласно теореме вириала

$$2\langle T_z \rangle = k\langle Z \rangle.$$

Рассмотрим два возможных противоположных в смысле динамики случая.

1. Энергия колебаний в направлении z может полностью переходить в энергию колебаний в плоскости r, ϕ . Тогда $\delta p_r^{\max} = \delta p_\perp^0$ (см. раздел 4). Если этот переход имеет характер биений с частотой $\omega_2 \ll \omega_1$ (ω_1 - частота колебаний в плоскости r, ϕ), т.е. $\delta p_r^{(1)}(t) = \delta p_r^{\max} \cos(\omega_1 t) \cos(\omega_2 t)$, то уравнение (17) примет вид

$$2.5 \langle (\delta p_\phi^{(1)})^2 \rangle + \langle (\delta p_r^{(1)})^2 \rangle + \left(1 + \frac{2}{k}\right) \langle (\delta p_z^{(1)})^2 \rangle = 4 \langle (\delta p_r^{(1)})^2 \rangle.$$

Для выполнения (3) необходимо, с учетом результатов предыдущего раздела, чтобы

$$k=1/2.$$

2. Колебания вдоль осей r, ϕ и z полностью стохастизированы. Предположим, что энергии по направлениям r, ϕ и z равномерно распределены (равны по $1/3 \left((\delta p_\perp^0)^2 / 2m \right)$). Тогда

$$\left(1 + \frac{2}{k}\right) \langle (\delta p_z^{(1)})^2 \rangle = \frac{1}{3} (\delta p_\perp^0)^2 = \langle (\delta p_r^{(1)})^2 \rangle.$$

При

$$k = 4/3 \quad (20)$$

выполняется соотношение (3). Отметим, что если коэффициент в формуле (3) равен не 0.4, а лежит в диапазоне от 0.33 до 0.5, то k лежит в диапазоне от 1 до 2.

6. *Обсуждение результатов.* Исходя из данных наблюдений (3) и трех интегралов движения, мы получили примерное распределение гравитационного потенциала Галактики для окрестности Солнца.

Противоречат ли наши выводы другим фактам?

Движение в плоскости Галактики. Здесь у нас есть данные наблюдений по кривой вращения. Эти данные пока не объяснены, однако существуют модели, использующие их и дающие правильное поведение потенциала вблизи $r=r_0$ (расстояние от центра Галактики до Солнца). Потенциал одной из распространенных такого рода моделей [2] вблизи r_0 имеет вид

$$u(r) = \left(-\frac{1}{r} + \frac{3\pi \cdot 0.12}{8 \cdot 1.16} \frac{r^2}{r_0^3} \right) \frac{a_1}{m}.$$

Там же отмечается, что $p^2 r_0 = a_2 m$, поэтому из (15), (19) получаем, что

$$\Phi(r) = 2 \frac{a_2 r^{1/2}}{m r_0^{3/2}} + C,$$

где C - произвольная постоянная, а $a_2/a_1 = 1.4/1.16$, $a_1/(\gamma m) = 1.16 \cdot 10^{11} M_\odot$ (M_\odot - масса Солнца) [2]. Оба потенциала неплохо согласуются между собой (рис.1).

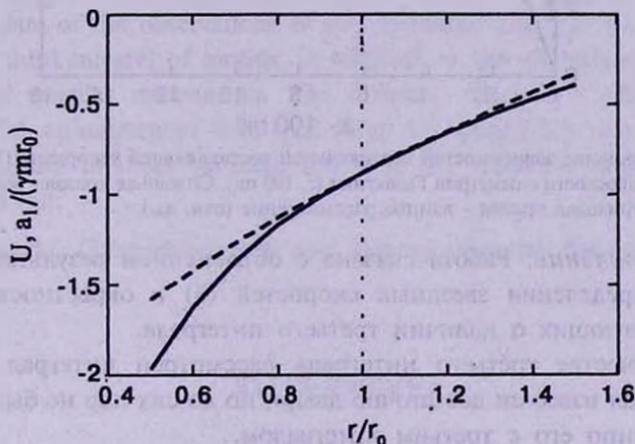


Рис.1. Сравнение зависимостей гравитационного потенциала Галактики (в единицах $a_1/(\gamma m r_0)$) от расстояния до ее центра r/r_0 (r_0 - расстояние от центра Галактики до Солнца). Сплошная линия - потенциал, полученный из кривой вращения Галактики (см. текст), штриховая линия - данное рассмотрение (значение постоянной C выбиралось так, чтобы оба потенциала совпадали при $r=r_0$). Отметим, что как первым, так и вторым потенциалом можно пользоваться только вблизи r_0 , и что сопоставлять мы можем только наклоны этих потенциалов.

Движение в вертикальном направлении. В [2] имеется оценка вертикальной компоненты силы в зависимости от расстояния z до плоскости Галактики. Наиболее близок к этой оценке случай (20) $F_z \sim z^{1/3}$ (рис.2). Расхождения имеются вблизи $z=0$, где оценочная сила ведет себя почти линейно. Отметим (текст за формулой (20)), что при 20% возможной ошибке определения (3), n в выражении $F_z \sim z^n$ может быть в пределах от 0 до 1, тогда эта сила может определяться суперпозицией степеней с

данными показателями, что уже не противоречит оценкам наблюдения. Отметим также, что мы не случайно говорим здесь об оценках наблюдения. Так, в [8, с.88], подчеркивается, что "Определение значений g_z и соответствующих значений плотности в принципе кажется простым, однако надежные результаты никогда еще не были получены. Как правило, выводимая из наблюдений кривая g_z на расстоянии нескольких сотен парсеков над плоскостью Галактики так резко поворачивает вниз, что это приводит к абсурдным отрицательным значениям плотности".

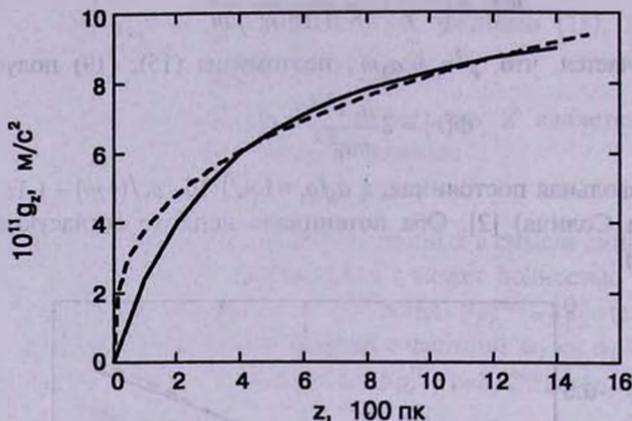


Рис.2. Сравнение зависимостей вертикальной составляющей ускорения ($10^{11} g_z$, м/с²) от расстояния до плоскости симметрии Галактики (z , 100 пк). Сплошная кривая - астрофизические оценки [2], штриховая кривая - данное рассмотрение (отн. ед.).

7. Заключение. Работа связана с объяснением результатов наблюдений распределения звездных скоростей (3) в окрестности Солнца, свидетельствующих о наличии третьего интеграла.

1. В качестве третьего интеграла рассмотрен интеграл Пуанкаре. Этот интеграл известен достаточно давно, но до сих пор не было попыток связать именно его с третьим интегралом.

2. Модели потенциала, в которых подавляющий вклад в динамику определяется ядром Галактики, не способны объяснить распределения скоростей (3). Известно, что такие модели не воспроизводят также и кривую вращения Галактики.

3. Получена зависимость гравитационного потенциала Галактики в окрестности $r=r_0$, приводящая к данным наблюдений (3). Эта зависимость хорошо совпадает с зависимостью поведения потенциала вблизи r_0 , полученной из данных по кривой вращения.

4. В предположении равного распределения энергий движения по трем взаимно перпендикулярным направлениям в локальной системе координат, получена зависимость потенциала в направлении, перпендикулярном к плоскости симметрии Галактики $\sim z^{4/3}$. Эта зависимость

удовлетворительно совпадает с оценками, полученными из наблюдений.

Таким образом, на основе рассмотрения динамики Галактики с использованием трех интегралов движения найден потенциал, объясняющий наблюдения по распределению скоростей звезд (3) в окрестности Солнца. Этот потенциал согласуется с потенциалом в окрестности r_0 , полученным на основе других астрономических данных. Следовательно, искомым третьим интегралом может явиться интеграл Пуанкаре.

e-mail: amboichenko@mtu-net.ru

THIRD INTEGRAL AND THE DYNAMIC OF THE GALAXY NEAR THE SUN

A.M. BOICHENKO

From data of the observations of star dynamics near the Sun follows that should be third integral of motion in addition to the well-known integrals of energy and angular momentum. The Poincare integral is offered as third integral. The consequences following from this assumption are received and the comparisons of these consequences with the accessible astrophysical data are carried out.

Key words: *Galaxy:kinematics and dynamics:integral Poincare*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Антонов, Итоги науки. Астрономия, ВИНТИ, М., 1968, с.61.
2. Р.Дж. Тейлер, Галактики. Строение и эволюция, Мир, М., 1981.
3. В.А. Антонов, Итоги науки и техники. Астрономия, ВИНТИ, М., 1985, с.4.
4. У. Саслау, Гравитационная физика звездных и галактических систем, Мир, М., 1989.
5. Т.А. Агекян, Астрон. ж., 71, 510, 1994.
6. Т.А. Агекян, И.И. Никифоров, В.В. Орлов, Н.П. Путьев, Астрон. ж., 71, 670, 1994.
7. Л.П. Осипков, Вестник Санкт-Петербургского университета, сер.1, в.3, 115, 1997.
8. А.Р. Кинг, Введение в классическую звездную динамику, УРСС, М., 2002.
9. А. Пуанкаре, Новые методы небесной механики. Избранные труды, т.1, Наука, М., 1971.

CONTENTS

| | |
|---|--|
| Herbig Ae/Be star V586 Ori | <i>I.N.Chkhikvadze</i> 5 |
| The spectral investigation of two Herbig-Haro objects - HH84 and HH85 | <i>E.R.Hovhannessian, T.Yu.Magakian, T.A.Movsessian</i> 17 |
| Absolute callibration of the PL relations of classical cepheids on the basis of HIPPARCOS parallaxes and the distances of the magellanic clouds | <i>H.V.Abrahamyan</i> 25 |
| On characteristic and dynamic ages of pulsars | <i>T.G.Mdzinarishvili, G.I.Melikidze, R.M.Dziggvashvili</i> 37 |
| 2D simulation of dynamics of the collapse of the rotating core and neutron star formation on adaptive triangular grid in lagrangian coordinates | <i>N.V.Ardeljan, G.S.Bisnovatyι-Kogan, K.V.Kosmachevskii, S.G.Moiseenko</i> 47 |
| Neutron stars with a quark core. II. The basic integral and structural parameters | <i>G.B.Alaverdyan, A.R.Harutyunyan, Yu.L.Vartanyan</i> 65 |
| Spectrophotometry of the galaxies with UV-excess | <i>M.A.Kazarian, E.L.Karapetian</i> 79 |
| The physical conditions in OH megamaser galaxies | <i>R.A.Kandalyan</i> 87 |
| Properties of the second Byurakan survey galaxies. I. Diagnostic diagrams | <i>L.K.Erastova</i> 97 |
| Optical identifications of IRAS point sources. Galaxies. IX | <i>A.M.Mickaelian, L.A.Sargsyan</i> 109 |
| Radiative transfer in inhomogeneous atmosphere. I | <i>A.G.Nikoghossian</i> 123 |
| The parametrization of the ground state and its applications to planetary systems | <i>Tapan K.Chatterjee, V.B.Magalinsky</i> 139 |
| Stability of a galactic disk with the law of rotation defined by the external field | <i>V.A.Antonov, A.S.Baranov</i> 149 |
| Third integral and the dynamic of the Galaxy near the Sun | <i>A.M.Boichenko</i> 161 |

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

| | | |
|---|--------------------------------------|-----|
| ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ОН МЕГАМАЗЕРНЫХ ГАЛАКТИКАХ | <i>Р.А.Кандалян</i> | 87 |
| СВОЙСТВА ГАЛАКТИК ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА. I. ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ ДИАГРАММЫ | <i>Л.К.Ерастова</i> | 97 |
| ОПТИЧЕСКИЕ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИ- КОВ IRAS. ГАЛАКТИКИ. IX | <i>А.М.Микаелян, Л.А.Саргсян</i> | 109 |
| ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ. I | <i>А.Г.Никогосян</i> | 123 |
| ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ И ЕЕ ПРИ- МЕНЕНИЕ К ПЛАНЕТАРНЫМ СИСТЕМАМ | <i>Т.К.Чатерджи, В.Б.Магалинский</i> | 139 |
| УСТОЙЧИВОСТЬ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ДИСКА С ЗАКОНОМ ВРАЩЕНИЯ, ЗАДАННЫМ ВНЕШНИМ ПОЛЕМ | <i>В.А.Антонов, А.С.Баранов</i> | 149 |
| ТРЕТИЙ ИНТЕГРАЛ И ДИНАМИКА ГАЛАКТИКИ В ОКРЕСТНОСТИ СОЛНЦА | <i>А.М.Бойченко</i> | 161 |