ISSN—0571—7132

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 25 АВГУСТ, 1986 ВЫПУСК 1

(Продолжение на 4-й странице обложки)

ЕРЕВАН

Журнал основан в 1965 г.,
выходит 6 раз в год
на русском и английском языках

«АСТРОФИЗИКА» — научный журнал, издаваемый Академией наук Армянской ССР. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой.

Журнал предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

Журнал выходит 6 раз в год, цена одного номера 1 р. 80 к., подписная плата за год 10 р. 80 к. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга», Москва, 200.

«ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով:

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լույս է տեսնում տարեկան 6 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 ռ. 80 կ., բաժանորդագինը 10 ռ. 80 կ. մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատ»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ արտասահմանում՝ «Մեժդունարոդնայա կնիգա» գործակալության միջոցով, Մոսկվա, 200.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 25 АВГУСТ, 1986 ВЫПУСК 1

УДК: 524.726—33

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ В ГАЛАКТИКАХ СЕЙФЕРТА. III. АНАЛИЗ ДАННЫХ

В. Л. АФАНАСЬЕВ, В. Т. ДОРОШЕНКО, В. Ю. ТЕРЕБИЖ

Поступила 3 декабря 1985

Рассматриваются наблюдательные данные о распределении поверхностной яркости $\mu(r)$ в нормальных и сейфертовских галактиках, приведенные в первых частях данной работы [1, 2]. Общий вид $\mu(r)$ при $r \lesssim 2$ кпк одинаков для рассматриваемых двух групп галактик. Найдены значения параметров, характеризующих центральную часть сферической составляющей: поверхностной яркости $\mu_1^{(0)}$ градиента яркости n_1, показателей цвета $(U-B)_1^{(0)}$, $(B-V)_1^{(0)}$ на расстоянии 1 кпк от центра. Диапазон изменения основных параметров и корреляции параметров между собой и с абсолютной величиной галактик $M_B^{(0)}$ находят естественное объяснение в рамках стандартных моделей сферических подсистем галактик. Указанные соотношения имеют приблизительно одинаковый вид для нормальных и сейфертовских галактик. Фотометрические характеристики центральных областей галактик типов Sy 1 и Sy 2 сходны между собой. Полученные результаты не противоречат представлению о том, что все достаточно яркие спиральные галактики могут проходить сейфертовскую стадию с характерным временем $\sim 10^8$ лет.

1. *Введение.* В первых двух частях данной работы [1, 2] были представлены наблюдательные данные о распределении поверхностной яркости вдоль радиуса для 26 нормальных и 19 сейфертовских галактик. Настоящая статья, являющаяся продолжением I и II частей, посвящена более подробному анализу данных и сопоставлению их с ожидаемыми для сферических подсистем галактик характеристиками.

2. *Общие характеристики распределений поверхностной яркости.* Наблюдаемые распределения яркости в полосе B вдоль больших осей для ряда галактик рассматриваемой выборки представлены на рис. 1 части I данной работы. Принятый способ представления данных, когда вдоль оси абсцисс откладываются значения логарифма расстояния от центра галактики, определяет некоторое «растягивание» интересующей нас центральной области (балджа) и «сжатие» значительно более обширных наружных

частей галактик $r \gtrsim 3$ кпк, где доминирует спиральная структура. При этом непосредственно из рисунка можно получить представление и об изменении вдоль радиуса градиента яркости $n(r)$, определяемого соотношением

$$n(r) \equiv \frac{1}{2.5} \frac{d\mu(r)}{d\lg(r)}. \tag{1}$$

На этом же рисунке приведено и распределение яркости в сфероидальной подсистеме согласно формуле де Вокулёра [3, 4]:

$$\mu(r) = \mu_e + \frac{2.5\,q}{\ln 10}\left[(r/r_e)^{1/4} - 1\right], \tag{2}$$

где r_e — радиус круга, содержащего 1/2 полной светимости галактики, μ_e — значение поверхностной яркости в точке $r = r_e$, выраженное в звездных величинах с кв. с. дуги, и q — корень уравнения

$$e^{-q} \sum_0^7 \frac{q^k}{k!} = \frac{1}{2}, \tag{3}$$

равный 7.66925. Распределение де Вокулёра на рис. 1, ч. I соответствует некоторому произвольно принятому значению $r_e = 10$ кпк, так что при сопоставлении наблюдаемых и вокулёровского профилей последний следует надлежащим образом смещать вдоль оси абсцисс.

Рассмотрение рис. 1, ч. I показывает, что подбором параметра r_e, т. е. горизонтальным сдвигом кривой V, можно добиться неплохого согласия наблюдаемых распределений поверхностной яркости в области $r \lesssim 2$ кпк и распределения де Вокулёра для большинства как нормальных, так и сейфертовских галактик. Приближенную количественную оценку степени согласия можно получить следующим образом.

Из (1) и (2) следует, что градиент поверхностной яркости для закона де Вокулёра равен

$$n(r) = \frac{q}{4}(r/r_e)^{1/4}. \tag{4}$$

Соотношение (4) представлено на рис. 1. Если известно значение градиента $n_1 \equiv n(r_1)$ на некотором фиксированном расстоянии r_1 от центра, то из (4) можно найти эффективный радиус:

$$r_e = r_1\left(\frac{q}{4n_1}\right)^4 \simeq r_1\left(\frac{1.917}{n_1}\right)^4. \tag{5}$$

В частности, среднее значение градиента на расстоянии $r_1 = 1$ кпк для рассматриваемой выборки галактик равно, согласно табл. 4, ч. II, $\langle n_1 \rangle = 1.32$; этому значению соответствует $r_e \simeq 4.5$ кпк (пунктир на рис. 1).

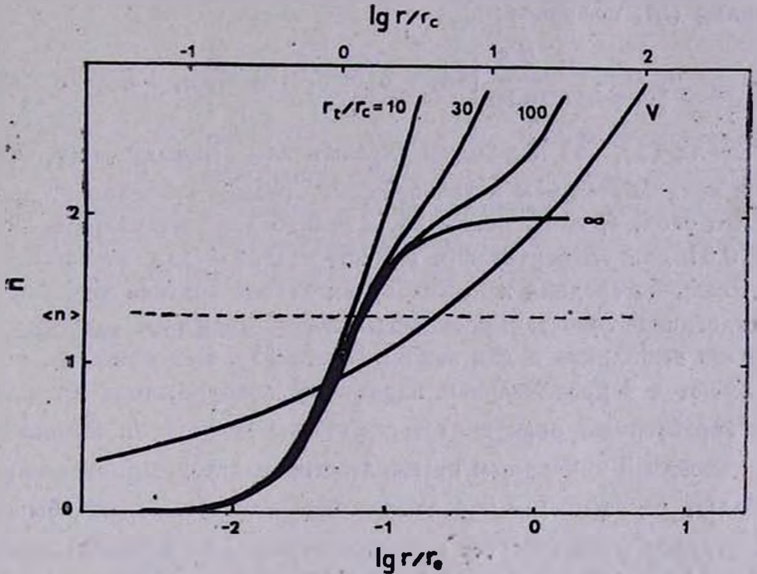


Рис. 1. Значения градиента поверхностной яркости $n(r)$ на разных расстояниях от центра галактики для законов де Вокулёра, Кинга, согласно (4) и (7) соответственно.

Ввиду существенной нелинейности (5) более корректный подход должен заключаться в подстановке индивидуальных значений n_1 для галактик и дальнейшем усреднении r_e. Таким путем, используя данные из табл. 4, ч. II, находим $\langle r_e \rangle \simeq (12.5 \pm 3.7)$ кпк. Значение эффективного радиуса $r_e \simeq 10$ кпк для сферических подсистем спиральных галактик представляется разумным, и мы можем заключить отсюда, что численные оценки n_1 для галактик выборки удовлетворительно согласуются с ожидаемыми для сферических подсистем значениями градиента поверхностной яркости. Средние значения r_e для нормальных и сейфертовских галактик, равные соответственно (13.0 ± 4.9) и (12.0 ± 5.8) кпк, различаются незначимо.

Восстановление характеристик всей сферической подсистемы галактики по наблюдаемому в центральной области градиенту яркости содержит, разумеется, значительную долю неопределенности. По этой причине мы не придаем особого значения индивидуальным оценкам r_e и оперируем лишь со средними r_e для выборок.

Заметим еще, что знание n_1 позволяет перейти от параметров (μ_e, r_e), однозначно характеризующих распределение де Вокулёра, к параметрам (μ_1, n_1) — поверхностной яркости и градиенту яркости на фиксированном расстоянии r_1. Действительно, полагая в (2) $r = r_1$ и подставляя (5), получаем:

$$\mu_e = \mu_1 - \frac{2.5}{\ln 10}[4n_1 - q] \simeq \mu_1 - 4.343\, n_1 + 8.327. \qquad (6)$$

Соотношения (5), (6) и должны служить для перехода от (μ_e, r_e) к (μ_1, n_1). Они понадобятся нам в дальнейшем. Средние значения μ_e, найденные по данным табл. 4, ч. II, равны 23.12 ± 0.36 для нормальных галактик, 22.01 ± 0.61 для сейфертовских и 22.65 ± 0.34 — для всех галактик выборки. Различие средних в подвыборках нельзя считать значимым.

Аналогичное сопоставление наблюдаемых профилей яркости с модельным можно выполнить и для закона Кинга [5]. Как известно, в формуле Кинга имеются 3 произвольных параметра: поверхностная яркость в центре μ_0, характерный радиус изотермического ядра r_c и внешний радиус r_t, определяемый приливным взаимодействием с другими системами (чаще употребляют отношение r_t/r_c, составляющее для галактик обычно 100—200). Нетрудно показать, что градиент яркости $n(r)$, определяемый соотношением (1), равен для модели Кинга

$$n(r) = \frac{2x^2}{1+x^2}\left[1 - \sqrt{\frac{1+x^2}{1+x_t^2}}\right]^{-1}, \qquad (7)$$

где $x \equiv r/r_c$, $x_t \equiv r_t/r_c$. В центральной области, где $r \ll r_t$, множитель в квадратных скобках мало отличается от 1, и выражение для $n(r)$ совпадает с таковым для полностью изотермической системы ($r_t/r_c = \infty$).

Поскольку найденные нами из наблюдений значения параметров $\mu_1^{(0)}$, n_1 относятся к центральным областям галактик, определение с их помощью параметров μ_0, r_c в модели Кинга является более оправданным, чем определение μ_e, r_e в формуле де Вокулёра. В настоящей статье мы ограничимся лишь общим замечанием о типичных значениях r_c для галактик рассматриваемой выборки.

На рис. 1 представлены значения $n(r)$ согласно (7), вычисленные для $r_t/r_c = 10$, 30, 100 и ∞, в зависимости от r/r_c (сдвиг шкалы $\lg r/r_c$ относительно $\lg r/r_e$ сделан произвольно). Мы видим, что среднему значению градиента $\langle n_1 \rangle = 1.32$ отвечает $r_1/r_c \simeq 1.44$, и, поскольку $r_1 = 1$ кпк, получаем $r_c \simeq 0.69$ кпк. Среднее значение r_c для 19 эллиптических галактик, изученных Корменди [6], равно $\langle r_c \rangle = 0.51 \pm 0.05$, т. е. того же порядка, что и приведенное выше для сферических подсистем спиральных галактик рассматриваемой выборки.

3. *Диаграмма* $\mu_1^{(0)} - n_1$. На рис. 2 представлены основные диаграммы $\mu_1^{(0)} - n_1$ для фильтров U, B и V, построенные на основании описанных в ч. I, II наблюдательных данных. Поскольку распределения для всех фильтров сходны между собой, мы ограничимся здесь рассмотрением характеристик распределений для полосы B, тем более, что они в значительной мере основаны на результатах сканирования.

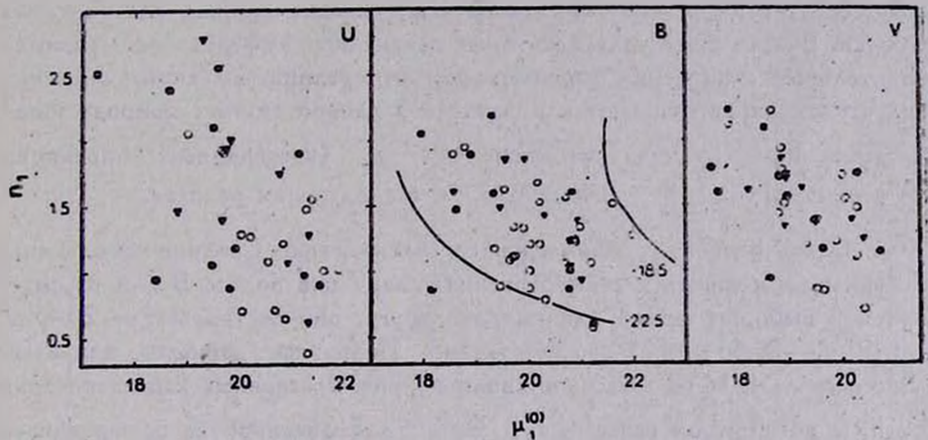


Рис. 2. Диаграмма $\mu_1^{(0)} - n_1$ для фильтров U, B, V. Открытые кружки — нормальные галактики, заполненные кружки — Sy 1. заполненные треугольники — Sy 2. Указаны линии $M_{V_{auc.}} = \mathrm{const}$ согласно (12).

Укажем прежде всего, что средние значения основных параметров равны:

$$\begin{cases} \langle \mu_1^{(0)} \rangle = 20.07 \pm 0.14, \\ \langle n_1 \rangle = 1.32 \pm 0.06 \end{cases} \tag{8}$$

для всех 45 галактик выборки,

$$\begin{cases} \langle \mu_1^{(0)} \rangle = 20.22 \pm 0.16, \\ \langle n_1 \rangle = 1.25 \pm 0.06 \quad (N) \end{cases} \tag{9}$$

— для 26 нормальных галактик и

$$\begin{cases} \langle \mu_1^{(0)} \rangle = 19.86 \pm 0.24, \\ \langle n_1 \rangle = 1.42 \pm 0.10 \quad (\mathrm{Sy}) \end{cases} \tag{10}$$

— для 19 галактик Сейферта (см. табл. 1, ч. I, табл. 4, ч. II). Дисперсии распределений $\mu_1^{(0)}$ и n_1 для нормальных и сейфертовских галактик можно считать равными по критерию Фишера с уровнями значимости $P = 24\%$ и $P = 17\%$ соответственно. Применение критерия Стьюдента к сравнению средних $\langle \mu_1^{(0)} \rangle$, $\langle n_1 \rangle$ для этих двух групп объектов показывает, что соответствующие средние можно считать равными с уровнями значимости $P \simeq 20\%$ и $P \simeq 15\%$.

Таким образом, распределения показателей цвета (см. ч. II), поверхностной яркости и градиентов поверхностной яркости в центральных областях нормальных и сейфертовских галактик сходны между собой. Этот вывод следует из рассмотрения всей совокупности данных для галактик выборки. Вместе с тем, для некоторых галактик Сейферта наблюдаются значительные отклонения характеристик от средних значений. Значения этих отклонений обсуждаются в разделе 5 данной статьи; природа намечающейся корреляции на диаграмме $\mu_1^{(0)} - n_1$ (коэффициент корреляции для всех галактик $\rho = -0.46 \pm 0.12$) — в следующем разделе.

4. *Связь основных параметров со светимостью.* Средние абсолютные величины нормальных и сейфертовских галактик в полосе B для рассматриваемой выборки весьма близки друг другу; они составляют -20.45 ± 0.19 и -20.66 ± 0.21 соответственно. Пользуясь данными, приведенными в табл. 4, ч. II, мы сопоставили на рис. 3 основные характеристики $\mu_1^{(0)}$, n_1 с абсолютной светимостью $M_B^{(0)}$, исправленной за поглощение в Галактике, внутреннее поглощение в объекте и K-эффект.

Как свидетельствует рис. 3, градиент поверхностной яркости n_1 не обнаруживает явной корреляции с $M_B^{(0)}$, в то время как для $\mu_1^{(0)}$ имеется линейная связь с абсолютной величиной ($\rho = 0.76 \pm 0.06$).

Мы приходим, таким образом, к необходимости объяснить представленные на рис. 2 и 3 соотношения основных параметров $\mu_1^{(0)}$, n_1 между собой и абсолютной величиной $M_B^{(0)}$. Возникает естественный вопрос: какого рода зависимости между указанными величинами следует ожидать в общем случае для сферических подсистем галактик? Для ответа на этот вопрос рассмотрим, как наиболее простую, формулу де Вокулёра, имея в виду, что и другие законы распределения яркости приводят к сходным результатам.

Найдем сначала выражение для абсолютной величины $M_{V\text{auc}}(\mu_e, r_e)$, соответствующее распределению поверхностной яркости в форме (2). Нетрудно показать, что

$$M_{V\text{auc}} = \mu_e - 5\lg r_e^{(\text{кпк})} - 2.5\lg\left[\frac{10^4\,(8!)\,S_e^q}{4q^8}\right] \simeq \mu_e - 5\lg r_e^{(\text{кпк})} - 39.961, \tag{11}$$

где $q \simeq 7.66925$ — корень уравнения (3) и $S \simeq 5.34638\cdot10^{11}$ — число квадратных секунд дуги, соответствующее телесному углу 4π ср. Для перехода от (μ_e, r_e) к величинам (μ_1, n_1), характеризующим профиль яркости на некотором фиксированном расстоянии r_1, следует, очевидно, воспользоваться выражениями (5) и (6). Таким путем получаем из (11):

$$M_{V\text{auc}} = \mu_1 - 5\lg r_1^{(\text{кпк})} - \frac{10}{\ln 10}n_1 + 20\lg n_1 - 2.5\lg\left[\frac{10^4\,(7!)\,S}{2^{15}}\right] \simeq$$

$$\simeq \mu_1 - 5\lg r_1^{(\text{кпк})} - 4.343\,n_1 + 20\lg n_1 - 37.288. \qquad (12$$

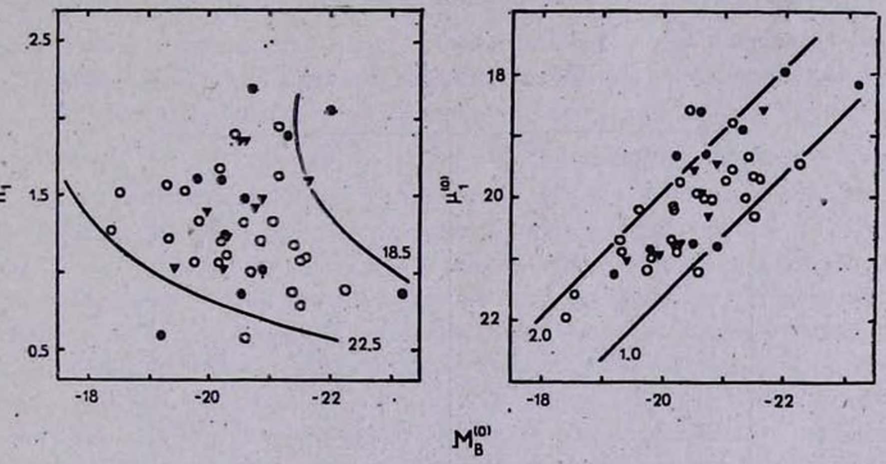


Рис. 3. Сопоставление параметров $\mu_1^{(0)}$, n_1 и абсолютной величины галактик $M_B^{(0)}$. На рис. 3а указаны линии $\mu_1^{(0)} = \text{const}$ и на рис. 3b — линии $n_1 = \text{const}$ согласно (12).

Обратим внимание, что в (12) уже не входит величина q — она сопутствует лишь переменным (μ_e, r_e). Следует также отметить, что в (12) не появляется третий свободный параметр, т. к. в законе де Вокулёра r_e — вполне определенное расстояние, заключающее $^1/_2$ полной светимости, а r_1 в (12) — произвольное расстояние.

Итак, мы представили светимость сферической подсистемы в виде функции наблюдаемых на произвольном фиксированном расстоянии r_1 значений поверхностной яркости μ_1 и градиента n_1. Трудно ожидать, что, подставив $\mu_1^{(0)}$ и n_1 из табл. 4, ч. II в (12), мы получим близкие к реальным значения светимостей сферических подсистем — для восстановления всего профиля яркости по локальным параметрам $\mu_1^{(0)}$, n_1 необходимо знать последние весьма точно. Кроме того, известно, что формула де Вокулёра недостаточно корректно описывает самые центральные и, что особенно важно, наиболее удаленные области галактик, и это вносит систематическую ошибку в (12). Для нас, однако, наиболее существенным является то обстоятельство, что формула (12) позволяет понять характер зависимостей между величинами M, μ_1 и n_1, т. е. интерпретировать диаграммы на рис. 2, 3.

Прежде чем перейти к рассмотрению указанных диаграмм, убедимся, что (12) дает разумные оценки (с точностью до сдвига) абсолютных величин сферических подсистем галактик. Следует ожидать, что в этом случае $M_{\text{Vauc.}}$ будет достаточно тесно коррелировать с полной абсолютной величиной галактики $M_B^{(0)}$. Действительно, такая корреляция имеет место (рис. 4а). Если не принимать во внимание галактик NGC 5364 и NGC 4051,

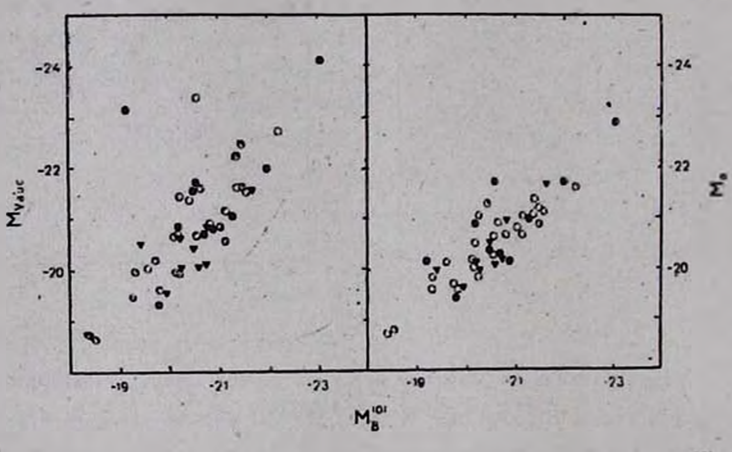


Рис. 4. а) Соотношение между абсолютной величиной галактик $M_B^{(0)}$ и $M_{\text{Vauc.}}$, вычисленной согласно (12) по наблюдаемым значениям $\mu_1^{(0)}$ и n_1. b) Соотношение между $M_B^{(0)}$ и наилучшим линейным представлением светимости $M_g(\mu_1^{(0)}, n_1)$.

для которых, по-видимому, формула де Вокулёра неприменима, коэффициент корреляции между $M_{\text{Vauc.}}$ и $M_B^{(0)}$ оказывается равным $\rho = 0.87 \pm 0.04$.

Весьма важно подчеркнуть, что $M_{V_{\text{nuc.}}}$ определяется из (12) только по *наблюдаемым* значениям μ_1 и n_1 (взятым из табл. 4, ч. II), т. е. мы нашли такую комбинацию наблюдаемых параметров, которая оказалась тесно связанной с абсолютной величиной галактики $M_B^{(0)}$. Конкретная форма этой комбинации μ_1 и n_1 зависит от используемой при поисках модели (скажем, для закона Кинга она несколько отличается от (12)), однако в любом случае она должна быть близка к наилучшей зависимости, которая существует между светимостью сферической составляющей и величинами μ_1, n_1. Лучшее линейное соотношение между абсолютной величиной галактики M_g, μ_1 и n_1, найденное методом множественной регрессии по данным табл. 4, ч. II, имеет вид:

$$M_g = 0.970\,\mu_1^{(0)} + 1.15\,n_1 - 41.52. \qquad (13)$$

Соотношение $M_g - M_B^{(0)}$ представлено на рис. 4b, коэффициент корреляции для всех 45 объектов в данном случае $\rho = 0.87 \pm 0.04$ равен коэффициенту корреляции зависимости $M_{V_{\text{nuc.}}} - M_B^{(0)}$, так что последняя действительно может считаться в определенном смысле близкой к оптимальной.

Вернемся к вопросу об интерпретации диаграмм, представленных на рис. 2, 3. Ввиду сказанного выше представляется вероятным, что распределения $[\mu_1^{(0)} - n_1]$, $[n_1 - M_B^{(0)}]$, $[\mu_1^{(0)} - M_B^{(0)}]$ *представляют собой проекции на соответствующие плоскости общего 3-мерного соотношения между* M, μ_1 *и* n_1, *определяемого формулами типа (12) или (13).* В частности, если воспользоваться соотношением (12), то для проверки сделанного предположения следует положить в нем последовательно $M_{V_{\text{nuc.}}} = \text{const}$, $\mu_1 = \text{const}$ и $n_1 = \text{const}$. Соответствующие линии фиксированных светимостей, поверхностной яркости и градиента при $r_1 = 1$ кпк указаны на рис. 2 и 3. Мы видим, что наблюдаемые двумерные распределения действительно сосредоточены в областях, соответствующих достаточно четко выраженной 3-мерной зависимости между M, μ_1 и n_1. Происхождение последней было выяснено нами ранее.

Распределения параметров на всех рассмотренных в данном разделе диаграммах для нормальных и сейфертовских галактик существенно не различаются.

5. *Близкие сейфертовские галактики. Классы Sy 1 и Sy 2.* В I части мы отмечали, что при сопоставлении характеристик нормальных и сейфертовских галактик возможно влияние дифференциальных эффектов селекции ввиду различия средних расстояний этих двух групп объектов. С це-

лью выяснения этого вопроса мы исключили из выборки сейфертовских галактик, перечисленных в табл. 1, ч. I, 9 объектов с расстояниями, превосходящими 50 Мпк. Оставшуюся выборку 10 сейфертовских галактик будем для краткости называть Sy ($D \leqslant 50$), в то время как исходную выборку 19 галактик — Sy ($D \leqslant 100$). Для выборки Sy ($D \leqslant 50$) среднее расстояние галактик $\langle D \rangle = (22.3 \pm 3.4)$ Мпк приблизительно равно таковому для группы нормальных галактик (без M 31) $\langle D \rangle = (20.2 \pm 2.2)$ Мпк.

Значения основных параметров для указанных трех групп объектов приведены в табл. 1. Из нее видно, что ближайшие сейфертовские галактики *меньше* отличаются от нормальных спиральных систем, чем все объекты выборки Sy ($D \leqslant 100$). Исключение составляют показатели цвета на расстоянии 1 кпк от центра $(U-B)_1^{(0)}$ и $(B-V)_1^{(0)}$, в среднем несколько уменьшившие свои значения (см. ч. II), однако различие соответствующих показателей для нормальных галактик и объектов Sy ($D \leqslant 50$) все еще остается незначимым. В частности, показатели цвета $(U-B)_1^{(0)}$ можно считать одинаковыми с уровнем значимости $P \simeq 13\%$. Тем не менее, необходимо подчеркнуть, что вопрос о различии цвета центральных областей галактик нуждается в дальнейшем изучении на основе расширенной сводки наблюдательных данных. Приведенные в табл. 1 значения средне-

Таблица 1

Параметры	Нормальные галактики	Sy ($D<100$)	Sy ($D \leqslant 50$)	Sy 1	Sy 2
N	26	19	10	10	9
$M_B^{(0)}$	-20.45 ± 0.19	-20.66 ± 0.21	-20.50 ± 0.36	-20.83 ± 0.35	-20.46 ± 0.21
n_1	1.25 ± 0.06	1.42 ± 0.10	1.26 ± 0.15	1.41 ± 0.17	1.43 ± 0.10
$\mu_1^{(0)}$	20.22 ± 0.16	19.86 ± 0.24	20.08 ± 0.36	19.60 ± 0.39	20.15 ± 0.28
$(U-B)_1^{(0)}$	0.28 ± 0.07	0.11 ± 0.11	0.07 ± 0.13	-0.04 ± 0.16	0.19 ± 0.14
$(B-V)_1^{(0)}$	0.76 ± 0.05	0.69 ± 0.06	0.67 ± 0.07	0.65 ± 0.11	0.74 ± 0.05
$\rho[n_1-\mu_1^{(0)}]$	-0.31 ± 0.18	-0.54 ± 0.17	-0.40 ± 0.30	-0.53 ± 0.26	-0.69 ± 0.20
$\rho[n_1-M_B^{(0)}]$	0.30 ± 0.19	-0.23 ± 0.23	-0.08 ± 0.35	-0.14 ± 0.35	-0.57 ± 0.26

квадратичных ошибок коэффициентов корреляции ρ при малом объеме выборок плохо характеризуют действительную неопределенность оценки ρ (см. [7]). Преобразование Фишера $z = \frac{1}{2} \ln (1+\rho)/(1-\rho)$ позволяет заключить, что зависимости в табл. 1 весьма слабы.

Таким образом, рассмотрение выборки близких сейфертовских галактик согласуется со сделанным выше выводом о том, что фотометрические характеристики их центральных областей не являются пекулярными.

Что касается возможного различия характеристик галактик типов Sy 1 и Sy 2, то здесь качественную информацию можно получить из рассмотрения рисунков, помещенных в частях I, II данной работы. Именно, рисунки показывают, что распределения объектов обоих классов весьма сходны друг с другом. Это заключение подтверждается и анализом численных значений основных параметров (табл. 1).

6. *Морфологические типы.* Одним из условий составления выборки нормальных галактик, рассматривающейся в настоящей работе (см. раздел 2, ч. I), являлась принадлежность галактики к ранним подклассам спиральных систем, как это наблюдается для галактик Сейферта. Полученное в итоге распределение нормальных галактик по подклассам Sa—Sb—Sc хаббловской классификации приблизительно совпадает с таковым для сейфертовских объектов (рис. 5), однако в выборку по случайным обстоятельствам не вошли нормальные галактики типов S0 и S0/a. Это следует иметь в виду при интерпретации диаграмм, представленных на рис. 5.

Рассмотрение указанных диаграмм позволяет заключить, что зависимость светимости $M_B^{(0)}$ и поверхностной яркости на 1 кпк $\mu_1^{(0)}$ от морфологического класса отсутствует в равной степени как для нормальных, так и для сейфертовских объектов. Однако градиент n_1 на расстоянии 1 кпк от центра в среднем систематически уменьшается при переходе от ранних подклассов к поздним. Это особенно заметно для галактик Сейферта, но в данном случае тенденция подчеркнута галактиками типов S0 и S0/a, отсутствующими среди нормальных галактик. Представляется весьма вероятным, что при равном представительстве типов S0, S0/a среди рассматриваемых двух групп галактик зависимость градиент — тип для них имела бы сходный вид.

Необходимо отметить, что при рассмотрении лишь сейфертовских галактик, находящихся ближе 50 Мпк, тенденция уменьшения n_1 при переходе к поздним классам сохраняется в столь же явном виде, как и для всех галактик Sy ($D \leqslant 100$). Природу зависимости градиента яркости от морфологического типа мы обсудим в дальнейшем; здесь же лишь обратим внимание на тот факт, что распределения нормальных и сейфертовских галактик на диаграммах $M_B^{(0)}$, $\mu_1^{(0)}$, n_1 — морфологический класс имеют сходный вид. Аналогичный вывод следует и для галактик типов Sy 1 и Sy 2.

7. *Заключение.* Перечислим основные результаты данной работы.

1. Получены фотоэлектрические оценки распределения поверхностной яркости в 17 галактиках, в том числе в 9-и сейфертовских объектах. Сопо-

ставление сканов с данными, найденными обычным методом круговых апертур, показывает, что для не слишком сильно наклоненных к лучу зрения галактик мультиапертурная фотометрия точна в пределах $\sim 0\overset{m}{.}2$.

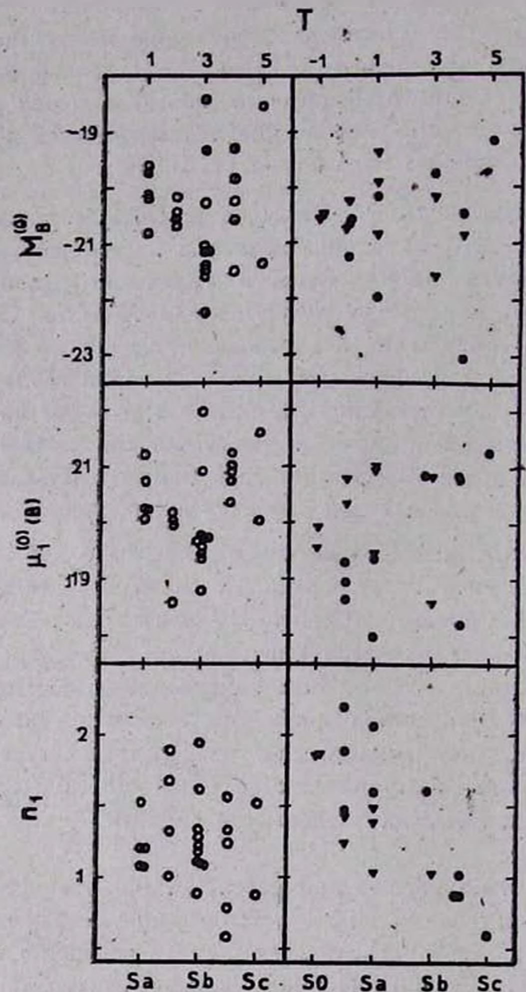


Рис. 5. Распределение основных параметров в зависимости от морфологического типа для нормальных и сейфертовских галактик.

2. Образована выборка, включающая 26 нормальных и 19 сейфертовских галактик. Определены основные наблюдательные параметры, характеризующие объекты выборки, в частности, поверхностная яркость $\mu_1^{(0)}$, градиент яркости n_1, показатели цвета $(U-B)_1^{(0)}$ и $(B-V)_1^{(0)}$ на расстоянии 1 кпк от центра.

3. Диапазон изменения характерных параметров, а также корреляции этих параметров между собой и с абсолютной светимостью галактик $M_B^{(0)}$ находят естественное объяснение в рамках стандартных моделей сферических подсистем галактик.

4. Общий вид распределений поверхностной яркости в области $r \leqslant \leqslant 2$ кпк одинаков для нормальных и сейфертовских галактик. Не различаются значимо и распределения параметров $\mu_1^{(0)}$, n_1, $(U-B)_1^{(0)}$, $(B-V)_1^{(0)}$.

5. Соотношения между $M_B^{(0)}$, $\mu_1^{(0)}$, n_1 и морфологическим классом для нормальных и сейфертовских галактик имеют приблизительно одинаковый вид.

6. Фотометрические характеристики галактик типов Sy 1 и Sy 2 сходны между собой.

Перечисленные результаты согласуются с точкой зрения, согласно которой галактики, содержащие сейфертовские ядра, не отличаются в других отношениях от обычных галактик, так что последние тоже, по-видимому, могут проходить сейфертовскую стадию.

Вместе с тем следует подчеркнуть, что вопрос о существовании различий других, не рассмотренных в данной работе, характеристик сейфертовских и нормальных спиральных галактик остается открытым, и поиски в этом направлении представляют несомненный интерес.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР,
Крымская лаборатория
Государственного астрономического
института им. П. К. Штернберга

SURFACE BRIGHTNESS DISTRIBUTIONS IN SEYFERT GALAXIES. III. DATA ANALYSIS

V. L. AFANAS'EV, V. T. DOROSHENKO, V. Yu. TEREBIZH

Observational data obtained in our previous papers [1, 2] on surface brightness distributions $\mu(r)$ are discussed for normal and Seyfert galaxies. The profile $\mu(r)$ is the same in general for both considered groups of objects. The values of surface brightness $\mu_1^{(0)}$, brightness gradient n_1 and color indexes $(U-B)_1^{(0)}$, $(B-V)_1^{(0)}$ are calculated for the central parts of spheroidal components at the distance 1 kpc away from the centers of galaxies. The range of main parameter variations, mutual correlations of parameters and their correlations with absolute galactic magnitude are naturally explained in the standart model frames of galactic spheroidal components. The relations mentioned above are approximately the same for normal and Seyfert galaxies. Photometric characteristics of central regions of Sy 1 and Sy 2 galaxies are similar. The results agree with the suggestion that all the bright enough spiral galaxies spent approximately 10^8 years in the Seyfert stage.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Л. Афанасьев, В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теребиж*, Астрофизика, 24, 333, 1986.
2. *В. Л. Афанасьев, В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теребиж*, Астрофизика, 24, 425, 1986.
3. *G. de Vaucouleurs*, Ann. d'Ap., 11, 247, 1948.
4. *G. de Vaucouleurs*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 113, 134, 1953.
5. *I. King*, Astron. J., 67, 471, 1962.
6. *J. Kormendy*, Astrophys. J., 218, 333, 1977.
7. *М. Кендалл, А. Стюарт*, Статистические выводы и связи, Наука, М., 1973, стр. 390.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 25 АВГУСТ, 1986 ВЫПУСК 1

УДК: 524.7—77

О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ ИЗОЛИРОВАННЫХ ОДИНОЧНЫХ И ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК

В. Г. МАЛУМЯН

Поступила 16 октября 1985
Принята к печати 15 апреля 1986

На основании сравнения радиосветимостей изолированных одиночных галактик и двойных галактик показано, что спиральные галактики — члены пар по радиосветимости в среднем в 2.5 раза превосходят одиночные галактики. Мощность радиоизлучения членов пар зависит от проекции на небесной сфере линейного расстояния между компонентами пар. Например, члены пар с проекцией расстояния между ними меньше 10 кпк обладают в 2—2.5 раза большей радиосветимостью, чем члены пар с расстоянием между ними больше 50 кпк. Члены взаимодействующих пар являются более мощными излучателями в радиодиапазоне. Показано также, что спиральные галактики — члены триплетов по радиосветимости, по-видимому, не уступают членам пар.

1. *Введение.* Исследованию двойных и кратных галактик, групп и скоплений галактик в последние годы уделяется большое внимание. Оно обусловлено прежде всего тем, что детальное изучение их свойств в разных диапазонах спектра электромагнитных волн имеет космогоническое значение и может пролить свет на понимание процессов рождения и эволюции галактик, квазаров и т. д.

Оказалось, что ядра галактик в двойных системах и группах (в особенности, в компактных и взаимодействующих группах, тесных парах) по сравнению с ядрами изолированных одиночных галактик более активны. Это проявляется в повышенной мощности излучения в радио, инфракрасном и других диапазонах, в эмиссионных линиях и т. д. [1—7]. В тесных группах также чаще встречаются галактики сейфертовского типа [8].

Согласно [5], среди галактик — членов двойных систем гораздо чаще встречаются объекты, имеющие радиоизлучение выше определенного уровня, чем среди изолированных галактик. Причем, чем теснее пары, тем выше относительное количество радиоизлучающих объектов. Однако, в [5] сравнение радиосветимостей галактик — членов пар и изолированных галактик не проводилось из-за отсутствия измерений радиальных скоростей многих галактик. Согласно [9] и [10] центральные компактные радиоисточники спиральных галактик в парах и кратных системах по сравнению с изолированными встречаются гораздо чаще и их радиосветимости в три-четыре раза выше.

В работе [11], где использовались обширные выборки галактик с известными радиальными скоростями, показано, что спиральные галактики— члены двойных систем из обзора Петерсона [12] по радиосветимости в среднем в два раза превосходят изолированные галактики тех же абсолютных величин из каталога Караченцевой [14].

Подробное исследование свойств двойных изолированных галактик с помощью двумерной функции светимости проведено в [13].

Как известно, существуют несколько каталогов двойных галактик, в составлении которых использованы разные критерии. Они отличаются также по полноте и «чистоте» (по относительному количеству фальшивых и оптических пар, звезд, ошибочно принятых за галактики, и т. д.).

Представляет определенный интерес изучение свойств в радиодиапазоне двойных галактик из каталога Караченцева [15], который был использован в работе Стока [5], но в [5], как уже было сказано, сравнение радиосветимостей двойных и изолированных галактик не проводилось. Среди каталогов пар галактик каталог [15] является одним из статистически наиболее полным и чистым. Он содержит более 600 пар до 15^m7 и, следовательно, на его основе можно составить полную и довольно обширную выборку галактик — членов двойных систем.

В настоящей работе для сравнения свойств изолированных одиночных и двойных галактик использованы каталоги [14] и [15] и получены некоторые количественные результаты.

2. *Выборки.* Из каталогов брались объекты с известными лучевыми скоростями, результаты радионаблюдений которых имеются в обзоре [16]. Этот обзор содержит данные наблюдений на частоте 2380 Мгц всех галактик с $m_p \leqslant 14.5$ UGC-каталога [17], находящихся в зоне склонений $0° < \delta < +37°$. UGC-каталог среди каталогов галактик наиболее однородный и статистически полный до $m_p \leqslant 14.5$.

Списки изолированных одиночных и двойных спиральных галактик (для краткости понятием «двойная галактика» обозначается не вся система, а какой-нибудь из ее членов) приведены в табл. 1 и 2 соответственно. В них номера объектов по [14] и [15] для краткости опущены.

Видимые звездные величины галактик брались из UGC, затем по формуле $0.25 \operatorname{cosec} |b^{II}|$ исправлялись за поглощение в Галактике. Они приведены в третьих столбцах таблиц. Радиальные скорости взяты, главным образом, из [18], а также из [17, 19, 20]. Постоянная Хаббла принималась равной 75 км/с Мпк.

Таблица 1

ИЗОЛИРОВАННЫЕ ОДИНОЧНЫЕ ГАЛАКТИКИ

UGC	NGC IC*	m_p	V_r (км $с^{-1}$)	M	lg L (Вт $Гц^{-1}$)
1	2	3	4	5	6
19	7817	12.3	2342	—20.2	21.3
78	9	14.1	4500	—19.8	<21.6
602	—	13.9	6145	—20.6	<21.9
685	—	14.15	600	—15.4	<19.8
833	—	14.0	5062	—20.2	<21.7
1081	1710*	13.4	3126	—19.7	<21.3
1115	1715*	14.2	4188	—19.6	<21.5
1143	622	13.8	5161	—20.4	<21.8
1194	656	13.1	3916	—20.5	<21.5
1356	718	12.2	1876	—19.8	<20.85
1359	—	13.7	7683	—21.3	22.1
1395	—	14.2	5190	—20.0	21.9
1466	772	10.9	2552	—21.7	21.8
1482	781	13.7	3483	—19.7	<21.4
1577	—	13.5	5278	—20.75	<21.7
1736	864	11.7	1644	—20.0	21.0
1888	918	13.9	1516	—17.6	20.9
1913	925	9.9	712	—20.0	20.2
1983	949	11.3	612	—18.2	20.0
2178	1050	12.85	3901	—20.7	21.8
2455	1156	11.5	600	—18.0	20.2
2595	302*	13.6	5911	—20.8	<21.85
3258	—	13.2	2821	—19.6	21.6
3876	—	13.7	863	—16.6	<20.15
4256	2532	12.4	5108	—21.7	22.2
4385	—	13.85	1969	—18.2	<20.9
4531	—	14.1	7728	—20.0	22.1
4533	2644	12.8	1938	—19.2	<20.9
4555	2649	12.7	4235	—21.1	<21.55
4770	2746	14.0	7025	—20.8	<22.0
4820	2775	10.5	958	—19.6	<20.25
4880	530*	13.9	4973	—20.2	<21.7
5010	2862	13.4	4310	—20.4	<21.55
5059	2487*	13.8	4343	—20.2	<21.6
5079	2903	9.4	600	—21.0	21.2

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
5155	2954	13.1	3836	—20.4	<21.45
5156	2955	13.6	7056	—21.3	22.25
5279	3026	13.5	1511	—18.05	<20.65
5325	3049	13.1	1485	—18.3	<20.65
5373	—	11.8	600	—17.7	<19.85
5397	3098	12.7	1401	—18.7	<20.6
5466	3126	13.2	5199	—21.0	<21.7
5606	605*	14.15	6483	—20.5	22.1
5711	3270	13.8	6293	—20.8	<21.9
5840	3344	10.8	698	—19.0	20.5
5842	3346	12.5	1256	—18.6	20.6
5891	3376	14.1	5837	—20.4	<21.8
6098	3495	12.8	1145	—18.1	<20.4
6150	3521	9.8	804	—20.4	21.4
6167	3526	13.4	1318	—17.8	<20.55
6277	3596	11.4	1193	—19.6	20.5
6396	3655	11.3	1481	—20.1	21.3
6513	3716	14.2	6636	—20.5	<21.95
7045	4062	11.6	760	—18.4	<20.05
7321	—	13.7	600	—15.8	<19.84
7723	4534	12.95	803	—17.2	<20.1
7901	4651	11.05	794	—19.1	<20.3
8062	4826	8.6	600	—20.9	20.7
8279	5016	14.05	2613	—18.7	<21.12
8366	5081	14.05	6630	—20.7	<21.92
8507	—	13.7	1009	—16.9	<20.3
8516	—	13.5	1036	—17.2	<20.3
8865	5375	12.9	2391	—19.6	<21.04
9119	5523	13.1	1048	—17.6	<20.32
9416	5690	12.8	1750	—19.05	21.5
9935	5964	13.85	5669	—20.5	<21.8
10445	—	13.8	906	—16.6	<20.2
10521	6207	11.5	852	—18.8	20.65
10528	—	13.1	4274	—20.7	<20.55
10606	6255	13.4	914	—17.0	<20.2
10699	—	14.0	6275	—20.65	22.6
10893	6389	13.0	3115	—20.0	21.4
10972	—	13.9	4657	—20.1	<21.62

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6
11013	1269	13.8	6115	−20.7	<21.85
11058	—	13.8	4755	−20.2	<21.64
11618	6954	13.6	4011	−20.1	21.7
11681	7025	13.4	4969	−20.7	<21.7
11731	5104	13.7	4958	−20.4	<21.7
11734	7056	13.1	5378	−21.1	<21.75
11914	7217	10.3	952	−20.3	20.5
12098	9316	13.2	5551	−21.1	22.1
12343	7479	11.3	2392	−21.2	21.8
12372	—	13.8	5480	−20.5	<21.8
12415	7514	12.9	4843	−21.2	<21.65
12598	7674	12.85	3481	−20.5	21.7
12646	—	13.95	8028	−21.2	<22.1
12688	—	14.1	5207	−20.1	<21.7
12776	—	13.65	4925	−20.4	<21.7
12781	5355	13.9	4859	−20.2	<21.7
12840		13.8	6856	−21.0	<21.96

Логарифмы радиосветимостей или их верхние пределы на частоте 2380 МГц приведены в последнем и предпоследнем столбцах табл. 1 и 2 соответственно. В последнем столбце табл. 2 приведены проекции линейных расстояний между компонентами пар. Предельную плотность потока обзора [16] мы принимали равной 9 мЯн, что соответствует общепринятому пределу — трехкратной сумме дисперсий, обусловленных шумами аппаратуры и «путаницы».

Морфологический состав (по подтипам) выборок отличается незначительно, и это обстоятельство не может влиять на наши результаты.

3. *Результаты*. Анализ зависимостей $\lg N \sim m_p$ (где N — количество объектов ярче m_p), представленных в табл. 3, показывает, что для двух выборок они заметно отличаются только в области ярких объектов ($m_p < 11$). Таких объектов в обеих выборках очень мало, и это расхождение не может влиять на результаты нашего статистического сравнения выборок.

В табл. 4 приведены средние данные выборок. Как видно из нее, средние расстояния и средние абсолютные величины выборок не отличаются. Однако среди двойных галактик объекты, с плотностью потока на 2380 МГц равной или выше 9 мЯн, встречаются в 1.6 раза чаще. Среди одиночных галактик обнаружен 31 радиоизлучающий объект, а среди двойных — 51.

Таблица 2

ДВОЙНЫЕ ГАЛАКТИКИ

UGC	NGC IC*	m_p	V_r (км $с^{-1}$)	M	lg L (Вт $Гц^{-1}$)	R (кпк)
1	2	3	4	5	6	7
57	1	12.95	4548	−21.0	<21.6	33.5
96	27	14.0	7037	−20.8	<22.0	40.9
193	78A	13.7	5481	−20.6	<21.8	13.8
365	169A	12.9	4500	−21.0	<21.6	6.5
484	—	13.6	2931	−19.4	21.5	37.0
644	—	14.2	12230	−21.9	<22.5	33.2
681	1620*	13.9	11512	−22.1	<22.4	48.2
966	520	12.1	2320	−20.0	22.1	11.3
1256	672	11.0	600	−18.15	<19.7	18.3
1265	—	14.1	8921	−21.3	22.4	11.4
1449	—	13.7	5431	−20.6	22.6	8.8
1506	786	13.9	4465	−19.9	<21.6	3.5
1555	195*	13.9	3648	−19.5	<21.4	30.5
1556	196*	13.8	3640	−19.6	<21.4	30.5
1636	825	14.2	3398	−19.1	<21.35	58.0
1678	211*	14.2	3266	−19.0	<21.3	56.8
1760	875	13.9	6381	−20.8	22.0	59.2
1814	—	13.6	4131	−20.1	<21.5	3.85
1937	935	13.5	4290	−20.3	22.0	17.6
4264	2535	13.0	4046	−20.7	21.8	27.8
4718	2719B	13.3	3085	−19.8	21.5	6.3
5021	2874	13.1	3443	−20.2	21.7	17.2
5190	2968	12.8	1552	−18.8	<20.7	37.0
5516	3166	10.75	1339	−20.5	21.1	39.9
5525	3169	11.5	1299	−19.6	21.3	39.9
5620	3227	11.9	1200	−19.1	21.4	10.9
5637	3239	13.2	754	−16.8	20.4	1.95
5931	3395	11.8	1628	−19.9	21.5	9.0
5935	3396	12.9	1648	−19.4	<21.4	9.0
6026	3454	13.8	1153	−17.1	<20.4	15.7
6028	3455	12.8	1102	−18.0	<20.4	15.7
6116	3501	13.5	1339	−17.4	<20.4	52.0
6123	3507	11.1	980	−19.5	20.4	52.0
6134	3509	13.7	7646	−21.3	22.4	9.5
6204	—	14.2	6246	−20.4	22.0	16.7

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
6376	3646	11.2	4195	—22.5	22.15	126
6419	3664	13.3	1370	—18.0	20.9	3.7
6521	3719	13.5	5907	—21	<21.85	52.3
6621	3786	12.7	2712	—20.05	21.4	15.3
6623	3788	12.9	2627	—19.8	21.4	14.8
6634	3800	12.8	3310	—20.4	21.9	16.5
6724	3861	13.7	5075	—20.4	21.7	16.5
6933	3991	13.5	3111	—19.5	21.7	4.8
7111	4116	12.7	1323	—18.5	20.8	72.0
7116	4123	12.8	1328	—18.4	20.7	72.0
7407	4294	12.3	600	—17.9	20.2	1.9
7418	4302	13.1	1163	—17.8	20.8	10.4
7432	4305	13.5	1934	—18.5	<20.85	21.1
7523	4394	11.6	914	—18.8	<20.2	27.5
7566	4430	13.1	1472	—18.3	<20.62	13.5
7768	4561	12.4	1395	—18.9	<20.6	1.5
7776	4568	12.2	2232	—20.1	21.9	11.1
7777	5567	12.2	2186	—20.0	<21.7	11.1
7852	4615	13.6	4689	—20.4	<21.6	41.8
7865	4631	9.5	620	—20.0	21.4	77.4
7875	4634	13.3	600	—16.2	20.2	8.8
7896	4647	12.2	1450	—19.2	21.1	14.4
7907	4656	10.3	649	—19.3	20.3	77.4
8016	4762	10.8	1006	—19.8	<20.3	41.8
8037	4795	13.2	2812	—19.6	<21.2	4.9
8300	5032	13.3	6406	—21.3	<21.9	58.4
8444	5149	13.5	5561	—20.8	22.1	130.4
8641	5257	13.4	6899	—21.4	22.7	37.5
8445	5258	13.5	6686	—21.2	<22.55	37.5
8965	5434	14.0	4634	—19.9	<21.6	28.2
9493	5740	12.9	1575	—18.7	<20.7	117.4
9499	5746	12.0	1724	—19.8	<20.75	117.4
9560	—	14.2	1206	—16.8	<20.45	19.5
9562	—	13.9	1272	—17.0	<20.5	19.5
9576	5774	13.6	1589	—18.0	20.8	27.3
9579	5775	12.7	1670	—19.0	21.9	27.3
9724	5857	13.3	4772	—20.7	21.7	37.7
9728	5859	12.8	4762	—21.2	22.2	37.7

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
9904	5954	13.4	2012	−18.8	21.7	6.0
11628	6962	12.9	4390	−20.9	<21.6	30.0
12035	7280	13.10	1903	−18.9	<20.84	35.1
12108	7323	13.5	5522	−20.8	<21.8	37.7
12122	7339	12.6	1530	−18.95	21.1	30.9
12332	7469	12.6	4780	−21.4	22.8	24.5
12442	7537	13.5	2648	−19.3	<21.55	31.3
12447	7541	12.4	2607	−20.3	22.2	31.1
12607	7673	12.3	3402	−21.0	21.9	89.8
12610	7677	13.5	3543	−19.9	21.6	89.8
12699	7714	12.8	2804	−20.1	21.9	20.5
12737	7731	14.0	2868	−18.9	<21.2	15.4
12738	7732	14.2	2957	−18.8	21.4	15.4
12754	7741	11.35	750	−18.6	<20.03	129.2
12780	7753	12.7	5180	−21.4	22.15	40.2
12808	7769	12.5	4199	−21.2	22.2	91.0
12815	7771	12.7	4364	−21.1	22.6	91.0
12911	7806	13.9	4827	−20.1	<21.65	16.3
12914	—	12.8	4383	−20.1	<22.2	19.2
1457	768	14.0	6994	−20.8	22.2	100.6

Таблица 3

ЗАВИСИМОСТИ $\lg N \sim m_p$

m_p	Изолированные галактики	Двойные галактики
	$\lg N$	$\lg N$
10.5	0.7	0.3
11.0	0.9	0.6
11.5	1.11	0.9
12.0	1.25	1.1
12.5	1.32	1.34
13.0	1.5	1.62
13.5	1.67	1.75
14.0	1.88	1.9
14.5	1.95	1.97

Вероятность случайного различия между наблюдаемыми количествами обнаруженных радиоисточников около $5 \cdot 10^{-3}$.

Для корректного сравнения радиосветимостей необходимо учитывать зависимость между ними и оптической светимостью спиральных галактик [21]. Поэтому будем сравнивать объекты с одинаковыми абсолютными величинами, как это сделано и в работе [11]. Результаты сравнения приведены на рис. 1, где по оси абсцисс отложены средние абсолютные величины для интервалов шириной $\Delta M = 1$, за исключением точки, соответствующей самым слабым (по абсолютной величине) галактикам, где из-за малого количества объектов использован интервал шириной $\Delta M = 2$. На оси ординат отложены средние логарифмов радиосветимостей обнаруженных галактик соответствующих абсолютных величин. На рис. 1 показаны также среднеквадратические ошибки средних значений абсолютных величин и логарифмов радиосветимостей для каждого интервала. Линии линейных регрессий построены с учетом весов, равных корням из числа использованных галактик в каждом интервале.

Таблица 4

СРЕДНИЕ ДАННЫЕ ВЫБОРОК ОДИНОЧНЫХ И ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК

	Изолированные галактики	Двойные галактики
Количество объектов	90	93
Среднее расстояние (Мпк)	45±3	45±3
Средняя абсолютная величина	−19.7±0.2	−19.7±0.1
Процент обнаруженных радиоисточников	34±6	55±8

Из рис. 1 следует, что радиосветимости спиральных галактик — членов пар в среднем в 2.5 раза выше, чем у одиночных спиральных галактик тех же оптических светимостей. Этот результат хорошо согласуется с выводом, сделанным в [11]. Всего 31 объект из нашей выборки двойных галактик попадает и в выборку, использованную в [11]. Это всего 33% от общего числа галактик — членов пар, использованных нами. Такое же соотношение сохраняется и для обнаруженных галактик.

Необходимо отметить также некоторые отличия в выборках двойных галактик, использованных нами и в работе [11]. В нашу выборку мы включали все спиральные галактики из [15], являющиеся членами пар и удовлетворяющие условиям, указанным во введении настоящей работы. В большинстве случаев этим условиям удовлетворяли не оба члена пары, а только один, который и попадал в нашу выборку, независимо от морфологического типа второго (не попавшего в выборку) члена пары. В работе [11] в выборку включены все члены 39 пар, состоящих из спиральных галактик.

На рис. 1 показаны также результаты сравнения радиосветимостей выборки изолированных триплетов галактик из каталога Караченцевой и др. [22]. (Средние данные выборки членов триплетов, состоящей из 30 галактик, следующие: среднее расстояние — (47 ± 7) Мпк, $M = -19.7 \pm \pm 0.3$, процент обнаружения радиоизлучающих объектов 40 ± 11%). Для спиральных членов триплетов линия линейной регрессии (пунктир) располагается несколько выше соответствующей линии для двойных галактик. Статистическая значимость этого превышения невелика из-за больших ошибок (они не указаны на рис. 1, чтобы не осложнять его) определения абсолютных величин и радиосветимостей и из-за малого числа объектов, использованных в построении линии регрессии. По-видимому, члены триплетов по своей радиосветимости не уступают членам пар.

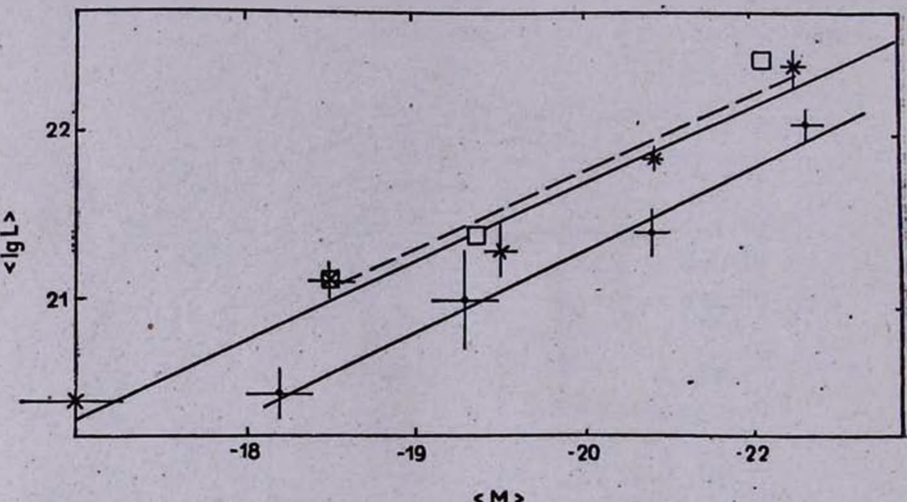


Рис. 1. Сравнение радиосветимостей изолированных спиральных одиночных, двойных и тройных галактик. Точками указаны одиночные галактики, крестиками — члены пар, квадратиками — члены триплетов. Отрезками линий показаны среднеквадратические ошибки.

Для исследования зависимости радиоизлучения от степени «тесноты» двойных систем галактики табл. 2 разделены на три подвыборки. На подвыборку тесных пар, с проекцией линейного расстояния между членами пар меньше 10 кпк, промежуточных пар, с проекцией расстояния между членами больше 10 кпк и меньше 50 кпк, и широких пар, с расстояниями больше 50 кпк. Для вычисления проекций линейных расстояний использовались соответствующие угловые расстояния, приведенные в [15]. Данные об этих подвыборках приведены в табл. 5. Согласно этой таблице, члены подвыборки тесных пар по сравнению с компонентами промежуточных пар находятся в среднем несколько ближе, чем частично можно объяснить более высокий процент обнаружения радиоизлучающих объектов среди членов тесных пар.

Таблица 5

СРЕДНИЕ ДАННЫЕ ПОДВЫБОРОК ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК

	Члены тесных пар	Члены промежуточных пар	Члены широких пар
Количество объектов	16	57	20
Среднее расстояние (Мпк)	38 ± 6	49 ± 4	41 ± 6
Средняя абсолютная величина	-19.2 ± 0.4	-19.8 ± 0.2	-19.9 ± 0.3
Процент обнаружения радиоисточников	62.5 ± 20	49 ± 9	60 ± 17
Средние расстояния между членами пар (кпк)	5.6 ± 0.7	25.4 ± 1.4	85.5 ± 6.1

Сравнение радиосветимостей членов тесных, промежуточных и широких пар показано на рис. 2, откуда четко следует, что галактики — члены тесных пар по радиосветимости в 2—2.5 раза превосходят членов широких пар. Компоненты промежуточных пар занимают промежуточное положение. Это означает, что чем ближе расположены компоненты двойных галактик, тем, в среднем, более мощным радиоизлучением они обладают.

Из рис. 2 следует также, что спиральные галактики — члены пар, которые, согласно [15], обладают признаками взаимодействия, имеют в среднем большую радиосветимость, чем члены пар без таких признаков, поскольку 25% взаимодействующих галактик нашей выборки принадлежат подвыборке тесных пар, 65% — подвыборке промежуточных пар и только 10% попали в подвыборку широких пар.

Установленные нами некоторые количественные результаты подтверждают и дополняют выводы (большей частью качественные), сделанные ранее в вышеуказанных работах на основании исследований изолированных одиночных и двойных галактик из разных каталогов.

В заключение хочется отметить, что если факт повышенной радиосветимости для галактик — членов двойных систем можно считать твердо установленным, то, согласно работе [23], спиральные изолированные галактики и спиральные галактики, входящие в состав скоплений, по уровню своего радиоизлучения существенно не отличаются. В [24], где приводятся данные радионаблюдений 37 бедных скоплений с высокой разрешающей способностью, показано, что среди галактик — членов физических пар, входящих в эти скопления, радиоизлучающие объекты (на уровне

10 мЯн на 1415 мГц) встречаются в 5 раз чаще, чем среди изолированных (то есть не входящих в пары или другие кратные системы) членов скоплений.

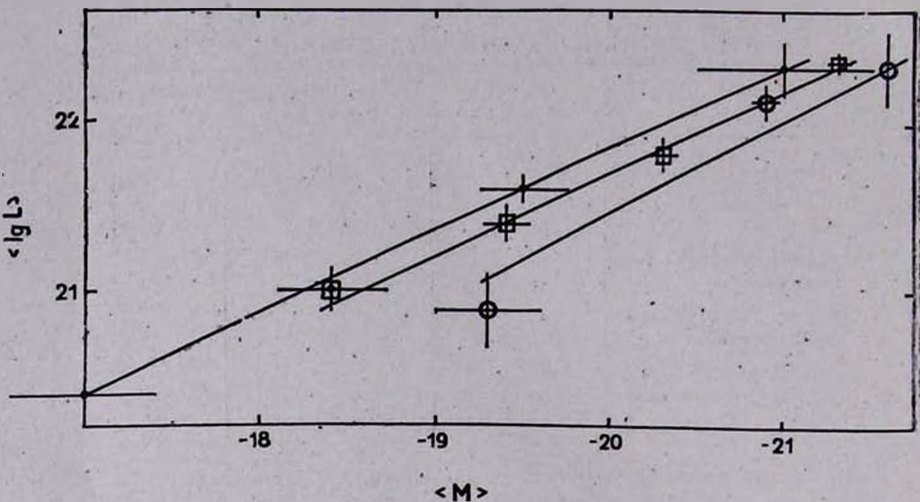


Рис. 2. Зависимость радиосветимостей спиральных галактик — членов пар от «тесноты» пары. Точками указаны члены тесных пар, квадратиками — промежуточных, кружками — широких. Объяснения в тексте.

С другой стороны, согласно работе [25] спиральные члены пар, входящих в богатые скопления, по уровню радиоизлучения не отличаются от изолированных членов этих скоплений.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON RADIOEMISSION OF ISOLATED SINGLE AND DOUBLE GALAXIES

V. H. MALUMIAN

By comparing the radioemission of isolated single galaxies and double galaxies it has been shown that the spiral galaxies, which are the members of pairs, are in average 2.5 times more luminous radio sources than the isolated ones. The power of the radioemission of the members of pairs depends on linear distance in projection onto the celestial sphere between the components of doubles. For example, the members of pairs with the

distance between them less than 10 kpc are 2—2.5 times more powerful than the members of pairs with the distance between them more than 50 kpc. It has been also shown that the spiral members of triple systems as radio sources are probably not fainter than the spiral members of doubles.

ЛИТЕРАТУРА

1. *R. C. Kennicut, W. C. Keel,* Astrophys. J., 279, 5, 1984.
2. *W. C. Keel, R. C. Kennicut, E. Hummel, J., van der Hulst,* Astron. J., 90, 708, 1985.
3. *R. D. Joseph, W. P. S. Meickle, N. A. Robertson, G. S. Wright,* Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 209, 111, 1984.
4. *J. W. Sulentic,* Astrophys. J. Suppl. Ser., 32, 171, 1976.
5. *J. T. Stocke,* Astron. J., 83, 348, 1978.
6. *J. J. Condon, M. A. Condon, G. Gisler, J. J. Puschell,* Astrophys. J., 252, 102, 1982.
7. *T. M. Heckman,* Astrophys. J., 268, 628, 1983.
8. *O. Dahari,* Astrophys. J., 89, 966, 1984.
9. *Г. М. Товмасян,* Астрофизика, 18, 227, 1982.
10. *E. Hummel,* Astron. and Astrophys., 96, 111, 1981.
11. *D. R. Altschuler, C. A. Pantoja,* Astron. J., 89, 1531, 1984.
12. *S. D. Peterson,* Astrophys. J. Suppl. Ser., 40, 527, 1979.
13. *А. Р. Петросян.* Астрон. ж., 61, 441, 1984.
14. *В. Е. Караченцева,* Сообщ. Спец. астрофиз. обс. АН СССР, 8, 3, 1973.
15. *И. Д. Караченцев,* Сообщ. Спец. астрофиз. обс. АН СССР, 7, 3, 1972.
16. *L. L. Dressel, J. J. Condon,* Astrophys. J. Suppl. Ser., 36, 53, 1978.
17. *P. Nilson,* Uppsala General Catalogue of Galaxies, Acta Upsaliensis. Ser., 5A, 1, 1973.
18. *J. Huchra, M. Davis, D. Latham, J. Tonry,* Astrophys. J. Suppl. Ser., 52, 89, 1983.
19. *M. P. Haynes, R. Giovanelli,* Astron. J., 89, 758, 1984.
20. *A. Sandage,* Astron. J., 83, 904, 1978.
21. *E. Hummel,* Astron. and Astrophys., 93, 93, 1981.
22. *В. Е. Караченцева, И. Д. Караченцев, А. Л. Щербановский,* Изв. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, 11, 3, 1979.
23. *D. R. Altschuler, R. Giovanelli, M. P. Haynes,* Astron. J., 89, 1695, 1984.
24. *R. J. Hanisch,* Astron. and Astrophys., 133, 192, 1984.
25. *R. J. Hanisch,* Astron. and Astrophys., 131, 276, 1984.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 25 АВГУСТ, 1986 ВЫПУСК 1

УДК: 542.31—355

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ HD 187399

Н. Л. ИВАНОВА

Поступила 16 июня 1985
Принята к печати 20 февраля 1986

Представлены результаты исследования спектров HD 187399, полученных на ОЗСП БТА Специальной астрофизической обсерватории АН СССР в 1982—83 гг.

Измерено и отождествлено 50 линий. Выполнена спектрофотометрия линий и непрерывного спектра, выявлена сложная структура линий водорода, гелия и кальция.

По смещениям линий водорода определена скорость расширения оболочки $v_r =$ = 105 км/с. Построена кривая лучевых скоростей.

В области K Ca II, в фазах 0.3—0.4, обнаружена постепенно усиливающаяся и исчезнувшая в фазе 0.5 полоса поглощения шириной 80 А.

1. *Введение.* HD 187399 ($m_V = 6.9 - 7.04$)-спектрально-двойная с периодом 28 дней и амплитудой скоростей 209 км/с [1]. Спектральный класс главной звезды оценен как $B9_{eq}$ [2]. Согласно [3], $f(\mathfrak{M}) = 2.72$, $\frac{\mathfrak{M}_1}{\mathfrak{M}_\odot} = 4.0$ и $\frac{\mathfrak{M}_2}{\mathfrak{M}_\odot} = 6.8$, однако спектр более массивной звезды не наблюдается. Профили водородных линий H_δ, H_γ и H_β — типа P Лебедя. Возможно, в звезде имели место выбросы нестационарных потоков вещества [4].

В последние годы нами было выполнено несколько работ, посвященных исследованию спектров HD 187399 [5—7]. Интерес к этой звезде значительно возрос в недавнее время, в связи с обнаружением в системе жесткого, порядка 2—6 кэВ, рентгеновского излучения [8].

2. *Наблюдательный материал и обработка.* В настоящей работе даны результаты исследования спектров HD 187399, полученных на ОЗСП БТА Специальной астрофизической обсерватории АН СССР в 1982—83 гг. Данные о времени наблюдений и соответствующие фазы приведены в табл. 1

Дисперсия спектрограмм — 9 А/мм, используемый фотоматериал — Kodak II OaO. В качестве спектра сравнения применялась лампа, заполненная аргоном, ксеноном, неоном и снабженная железным катодом. Отождествление и уточнение длин волн в спектре сравнения было выполнено сотрудниками Специальной астрофизической обсерватории. Отождествление линий, фотометрия и измерения смещений линий в спектре HD 187399 производились по записям, полученным на фотоэлектрическом микрофотометре «Лирифо» Шемахинской обсерватории. Дисперсия записи — 0.23 А/мм. Для контроля были получены записи спектров на микроденситометре PDS-1010A Бюраканской обсерватории.

Таблица 1

Номер пластинки	Дата	JD	Фаза
1	30.10.82	2445273	0.887
2	31.10.82	274	0.923
3	1.11.82	275	0.958
4	1.11.82	275.1	0.962
5	2.11.82	276	0.994
6	4.11.82	278	0.066
7	14. 9.83	2445592	0.292
8	14. 9.83	5592.1	0.296
9	17. 9.83	595	0.399
10	18. 9.83	596	0.435
11	19. 9.83	597	0.471

3. *Спектрофотометрия линий.* В исследуемой спектральной области $\lambda\lambda$ 3800—4500 А были отождествлены характерные для звезд типа B9 линии водорода, нейтрального гелия, однажды ионизованных металлов Fe II, Mg II, Cr II, Ti II, Si II, Ca II. Список этих линий и средние значения эквивалентных ширин приведены в табл. 2.

Линии водорода, гелия и кальция сложной структуры и определить эквивалентные ширины этих линий трудно.

Водород. На рис. 1 представлены профили линий H_β, H_γ и H_ζ для трех моментов наблюдений. Каждая линия состоит из линии поглощения звезды B9 и линии типа P Лебедя (смещенное в коротковолновую часть спектра поглощение и эмиссия) расширяющейся оболочки. На всех спектрах эмиссия отчетливо присутствует в линиях H_β, H_γ и H_δ, а компоненты поглощения звезды и расширяющейся оболочки совпадают и разделяются только в линиях более высоких, начиная с H_ε, членов серии и в тех фазах, в которых скорости звезды и оболочки различаются значительно (в фазах 0.2—0.7).

Гелий. В исследуемой области присутствуют 10 линий HeI. Профили наиболее характерных трех линий, λλ 4026.2, 4143.8 и 4471.5, представлены на рис. 2. Как видно из этого рисунка, в некоторые моменты наблюдений линии гелия показывают двойную структуру, что, возможно, свидетельствует о наличии у звезды B9 оболочки, расширяющейся, как было отмечено нами ранее [5], со скоростью 20 км/с. Однако из-за недостаточного разрешения двойная структура видна не всегда. При наблюдении с дисперсией 4 А/мм [5] раздвоение линий гелия и некоторых других видно более четко. Не исключено, что в системе присутствует третий компонент.

Таблица 2

Длина волны	Возможное отождеств.	W_λ	Длина волны	Возможное отождеств.	W_λ
3797.9	H10	—	4351.5	FeII	0.12
3819.6	HeI	0.51	4369.4	FeII	0.07
3835.4	H9	—	4385.4	FeII	0.19
3853.7	SiII	0.16	4387.9	TiII	0.11
3856.0	SiII	0.26	4416.9	FeII	0.12
3862.6	SiII	0.23	4443.8	TiII	0.09
3889.0	H8	—	4471.5	HeI	0.64
3926.5	He I	0.25	4481.3	MgII	0.45
3933.7	CaII	—	4489.2	FeII	0.08
3968.5	CaII	—	4501.3	TiII	—
3970.1	H7	—	4508.3	FeII	0.13
4009.2	HeI	—	4515.3	FeII	0.10
4026.2	HeI		4520.2	FeII	0.06
4101.7	H6	—	4522.6	FeII	0.11
4120.9	HeI	0.06	4534.2	FeII	0.10
4128.1	SiII	0.19	4541.5	FeII	0.07
4130.9	SiII	0.18	4549.4	FeII	0.20
4143.8	HeI	—	4555.9	FeII	0.19
4173.5	FeII	0.10	4558.6	CrII	0.09
4178.5	FeII	0.09	4583.8	FeII	0.24
4233.2	FeII	0.14	4634.1	CrII	—
4242.4	CrII	0.08	4713.3	HeI	—
4273.3	FeII	0.09	4861.3	H4	—
4296.6	FeII	0.08	4921.9	HeI	0.36
4303.2	FeII	0.13	4923.9	FeII	0.28
4340.5	H5				

Кальций представлен двумя линиями: 3933.7 K Ca II и 3968.5 H Ca II. Последняя не исследовалась в связи с сильным искажением ее линией H_ε. Детальное исследование структуры K Ca II привело к обнаружению нескольких компонентов (рис. 3), о лучевых скоростях которых будет сказано ниже. В некоторых фазах линия K Ca II имеет небольшую эмиссию. Исследование по нескольким спектрам непрерывного спектра на участке в 20 А показало, что кальциевая эмиссия в 6—8.5 раз превышает σ шума непрерывного спектра, что дает основание считать эту эмиссию реальной.

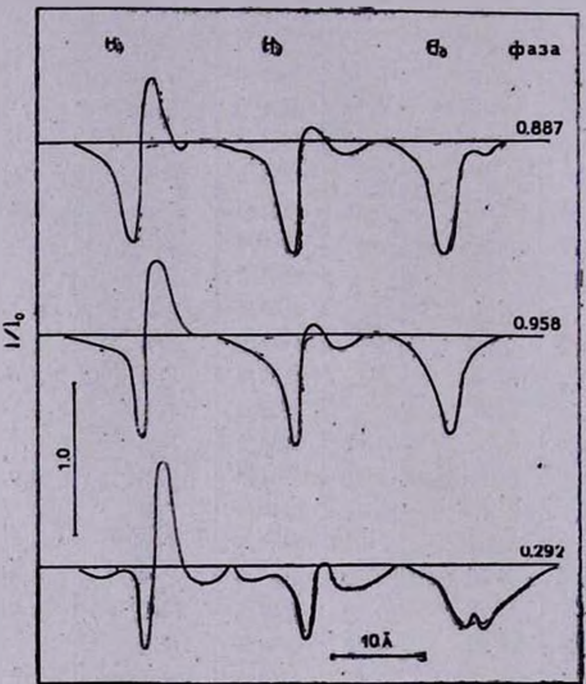


Рис. 1. Профили линий $H\beta$, $H\gamma$ и $H\zeta$ для трех моментов наблюдений.

В области K Ca II в фазах 0.290, 0.296, 0.399 и 0.435 наблюдается постепенно усиливающаяся полоса поглощения шириной до 80 А (рис. 4). В фазе 0.471 эта полоса исчезает. Во время записи спектров на «Лирифо» одновременно записывался и спектр сравнения, т. е. участки пластинок, непосредственно прилегающие к спектрам звезды, и никакого понижения чувствительности пластинок не наблюдалось ни в области полосы, ни в какой-либо другой. Кроме того, просмотр ранее полученных снимков показал, что в спектрах 3 и 5 [7] 1978 г. в области K Ca II также наблюдалось «провисание» непрерывного спектра (рис. 4b, фазы 0.975 и 0.155).

4. *Непрерывный спектр.* На микрофотограммах, относящихся к фазам 0.290—0.435, отчетливо видно значительное, по сравнению со спектрами, полученными в остальных фазах, изменение в непрерывном спектре HD 187399 во всем исследуемом в данной работе диапазоне длин волн.

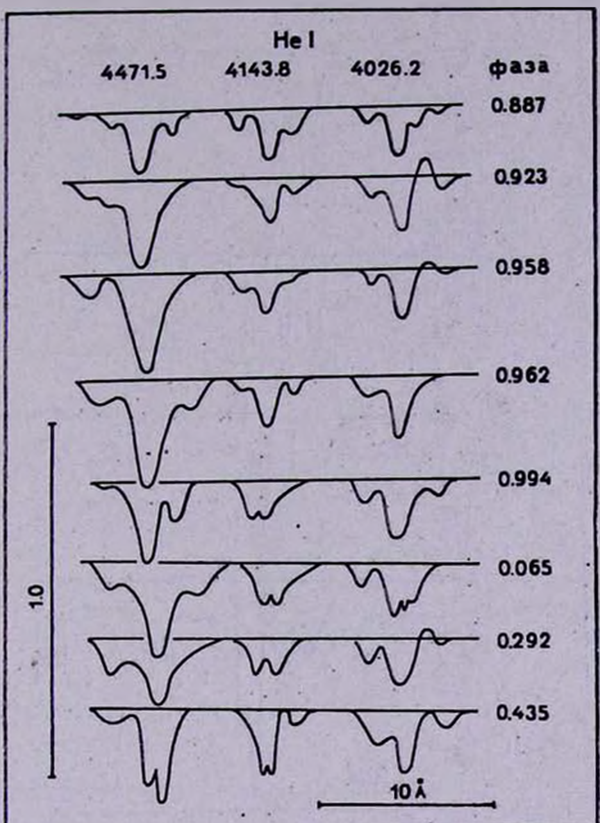


Рис. 2. Профили линий гелия 4471.5, 4143.8 и 4026.2 в разных фазах.

На рис. 5 представлено относительное распределение энергии в непрерывном спектре HD 187399 в разных фазах. В качестве спектра сравнения использовался спектр HD 187399 в фазе 0.887.

Как видно из рис. 5, кривая относительного распределения энергии, построенная по спектрам в фазах 0.296 и 0.435, состоит из трех частей: в диапазоне длин волн 4600—5000 А (I) цветовая температура равна температуре звезд B9, на спектральном участке 4000—4600 А (II) наблюдается понижение температуры, а в более коротковолновой, $\lambda < 3900$, области (III) — повышение.

Принимая для звезды B9, согласно [9], абсолютный градиент ФІ = = 0.94, получаем ФІ в спектральной области II равным 3.12, что соответствует температурам звезд типа dG 5.

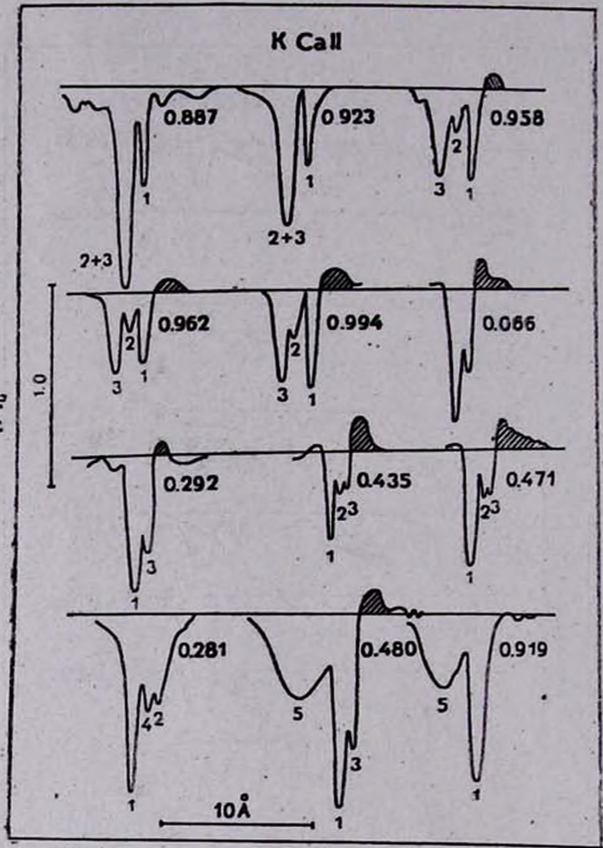


Рис. 3. Линия K Ca II в разных фазах и ее компоненты: межзвездный (1), газовый поток (2), главная звезда (3), оболочка главной звезды или третье тело системы (4), полоса поглощения не известного пока происхождения (5).

В области III — абсолютный градиент имеет отрицательное значение. Этот результат можно объяснить или искажениями непрерывного спектра линиями водорода и гелия или отклонением излучения в этой области от излучения абсолютно черного тела. Для более точных количественных оценок необходимо получить спектры звезды сравнения с известным распределением энергии в непрерывном спектре.

5. *Лучевые скорости* определялись по записям спектров лампы сравнения и HD 187399. Этот метод удобен для измерения смещений отдель-

ных компонентов линий сложной структуры, а фотоэлектрический микрофотометр «Лирифо» обеспечивает достаточно хорошую точность измерений лучевых скоростей [5]. Однако следует заметить, что при наблюдениях

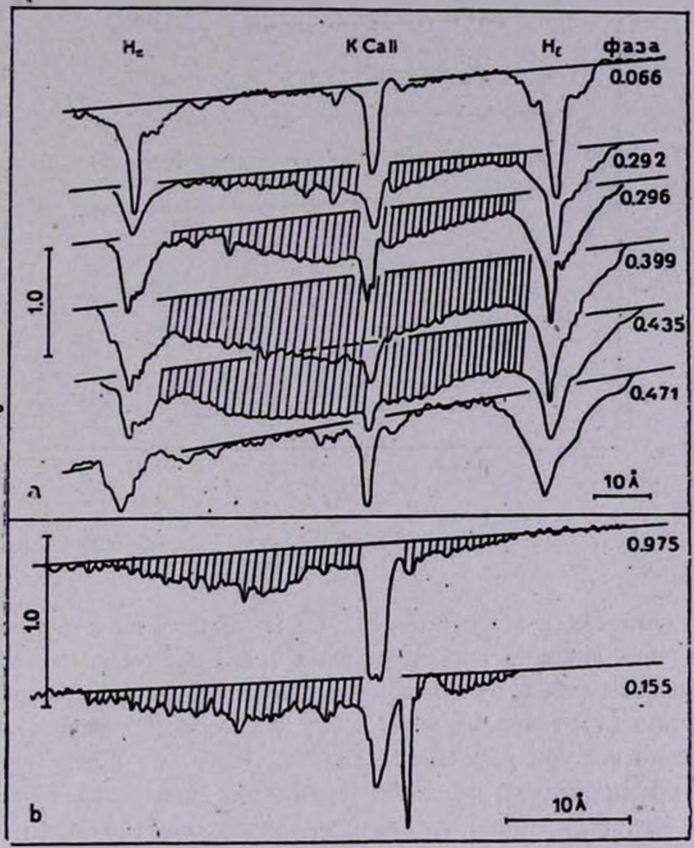


Рис. 4. Полоса поглощения (заштрихованная область), наблюдавшаяся в фазах 0.292, 0.296, 0.399 и 0.435 в 1983 г. (a) и полоса поглощения, наблюдавшаяся в фазах 0.975 и 0.155 в 1978 г. (b).

в 1983 г. имело место смещение спектра сравнения в течение экспозиции, что снизило точность измерений лучевых скоростей, и поэтому для контроля использовалась межзвездная линия K Ca II, длина волны которой, $\lambda = 3933.55$ A, с большой точностью была определена ранее [5, 6]. Лучевые скорости, измеренные в узкой, порядка 150 A, спектральной области в окрестности линии K Ca II, приведены в табл. 3.

Линии поглощения водорода в фазах 0.435 и 0.471 показали двойную структуру: это отделились линии расширяющейся со средней скоростью, согласно данным табл. 3, 105 км/с (с вероятной ошибкой $p = \pm 5.4$ км/с) оболочки от линий, смещения которых соответствуют орбитальным скоростям звезды B9.

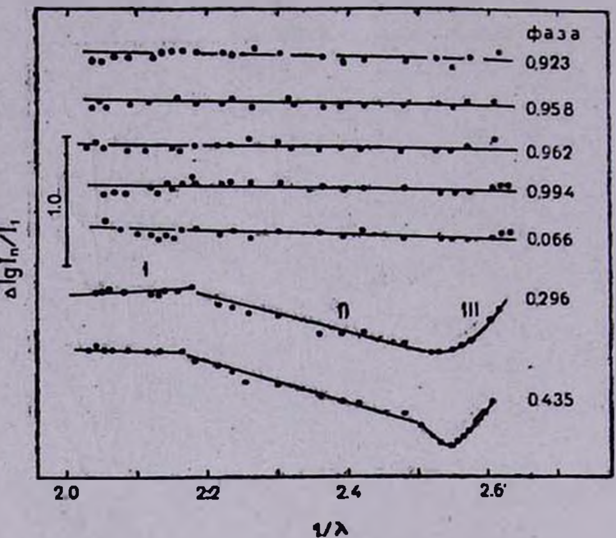


Рис. 5. Относительное распределение энергии в непрерывном спектре HD 187399 в разных фазах.

Как упоминалось выше, линия K Ca II состоит из нескольких компонентов, обозначенных на рис. 3 цифрами 1, 2, 3. Согласно измеренным лучевым скоростям (табл. 3) эти компоненты могут принадлежать межзвездному кальцию (1), газовому потоку (2) и атмосфере главной звезды (3). Одновременно все три компонента видны лишь в определенных фазах. Кроме этих компонентов, на спектрограммах с дисперсией 4 А/мм [5] линии гелия, магния, кремния, а также кальция главной звезды наблюдались двойными, с небольшой, порядка 20 км/с, разницей в их лучевых скоростях. К сожалению, мы располагали единственной спектрограммой с такой дисперсией, тем не менее присутствие на ней, согласно измеренной лучевой скорости, 4-го компонента (рис. 3, фаза 0.281) не вызывает сомнения.

На рис. 3 также приведены наблюдаемые две полосы поглощения (обозначены цифрой 5) шириной порядка 6 А, фаза 0.480 (наши данные [7]) и шириной 3 А, фаза 0.919 (данные Хатчингса и Ласкаридеса [4]). Однако для выяснения вопроса, принадлежат ли эти полосы кальцию, необходимы дополнительные наблюдения звезды в разных фазах. Возможно, что компонент 5 есть ни что иное, как тот же самый компонент газового потока 2, но более сильного поглощения.

На рис. 6 представлена кривая лучевых скоростей (пунктирная линия), построенная по результатам наших прежних определений [5—7] и по данным табл. 3 для линий Si II. Кривая дополнена данными для 4-х моментов наблюдений, полученными Хатчингсом и Ласкаридесом [4].

Таблица 3

Фаза	3797.9 H10	3835.8 H9	3889.1 H8	3853.7 SiII	3856.0 SiII	3862.6 SiII	3933.7 K CaII
0.887	−100	−102	−104	−111.3	−110	−112	−105
0.923	−115	− 96	−110	−155	−153	−160	−124
0.958	−118	−111	−106	−158	−161	−169	− 90
							−149
0.976	−116	−110	− 91	−162	−169	−163	− 94
							−149
0.994	−117	−119	−114	−165	−169	−160	− 95
							−149
0.066	−102	− 96	−100	− 40	− 45	− 40	− 74
0.292	−105	−100	− 98	+ 42	+ 45	+ 41	+ 45
0.296	−113	−113	−100	+ 40	+ 42	+ 40	+ 43
0.399	−102	−100	− 95	+ 46	+ 48	+ 45	+ 29
							+ 52
0.435	− 98	−100	− 93	+ 51	+ 49	+ 53	+ 32
		+ 56	+ 56				+ 64
0.471	−108	−119	−106	+ 40	+ 42	+ 39	+ 32
	+ 52	+ 50	+ 48				+ 56

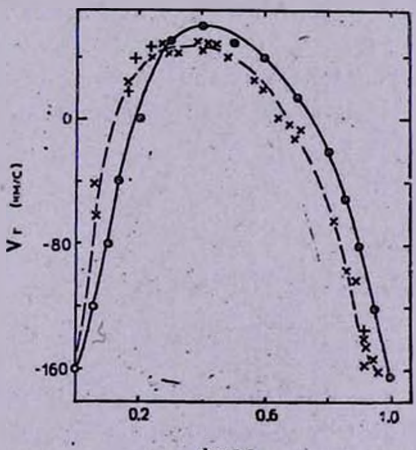


Рис. 6. Кривая лучевых скоростей: ⊙ — данные Меррилла [1], × — наши наблюдения [5—7], + — данные Хатчингса и Ласкаридеса [4].

Для сравнения на рис. 6 приведена кривая лучевых скоростей, полученная более тридцати лет назад Меррилом [3]. Из рис. 6 видно, что за это время произошло изменение кривой лучевых скоростей.

6. *Обсуждение результатов.* Спектрально-двойная HD 187399 в некотором отношении похожа на систему β Лиры, состоящую, как известно, из двух массивных звезд, атмосферы которых перемешаны и газовый поток перетекает от одной звезды к другой, частично рассеиваясь с определенной скоростью в окружающее пространство. Эмиссионные и абсорбционные компоненты водорода (профили типа P Лебедя), присутствующие в спектре HD 187399, возникают, по-видимому, в подобной общей оболочке, расширяющейся, согласно данным настоящей работы, со скоростью 100 км/с. Кроме водорода в оболочке присутствует кальций.

Эмиссия в линии K Ca II возникает, скорее всего, в общей оболочке системы, а не в атмосфере звезды B9: согласно [10], обнаружение эмиссионных линий Ca II в спектрах звезд более ранних, чем F0, невозможно.

Двойственность линий гелия, магния, кремния, а также присутствие линии 4 в K Ca II дает некоторое основание сделать предположение о существовании в системе HD 187399 третьего компонента. Подтверждение этого предположения помогло бы решить загадку «невидимого», более массивного, согласно функции масс $(f(\mathfrak{M}) = 2.72$ [3]), компонента.

Резкое изменение распределения энергии в непрерывном спектре в фазах 0.3—0.4 и появление в этих же фазах полосы поглощения в области K Ca II — явления, по-видимому, связанные между собой и могут быть объяснены поглощением в газовом потоке.

В системе HD 187399 происходит, кроме перетекания вещества, также и потеря массы, что, возможно, и вызвало изменение кривой лучевых скоростей.

Автор выражает глубокую благодарность сотрудникам САО АН СССР В. Е. Панчуку и Е. Л. Ченцову за получение наблюдательного материала.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

SPECTRAL INVESTIGATION OF HD 187399

N. L. IVANOVA

The results of the investigation of spectra of HD 187399, obtained during 1982—1983 on the 6 m telescope of the Special Astrophysical Observ atory, are presented. 50 lines have been identified and measured. The spectro photometry of lines and continuum of HD 187399 are accomplished. The complex structure of hydrogen, helium and calcium lines has been revealed. The shell dilatation velocity $V_r = 105$ km/s is determined from the shift of hydrogen lines. The curve of radial velocity is built up. In the K (Ca II) region an 80 A wide absorption band is observed intensifying during the phases 0.3 – 0.4 and disappearing during the phase 0.5.

ЛИТЕРАТУРА

1. *P. W. Merrill*, Astrophys. J., 110, 59, 1949.
2. *P. Swings, O. Struve*, Astrophys. J., 97, 194, 1943.
3. *V. L. Trimble, K. S. Thorne*, Astrophys. J., 156, 1013, 1969.
4. *J. B. Hutchings, P. G. Laskarides*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 155, 357, 1972.
5. *Н. Л. Иванова, А. Н. Хотнянский*, Сообщ. Бюракан. обсерв., 33, 1975.
6. *Н. Л. Иванова, А. Н. Хотнянский*, Астрофизика, 12, 623, 1976.
7. *Н. Л. Иванова, А. Н. Хотнянский*, Астрофизика, 17, 819, 1981.
8. *M. Jashek*, Be-stars, Symp. No. 98 IAU, Münch FRG, 1981.
9. *D. Barbier, D. Chalonge*, Ann. d'Astrophys., 3, No. 2, 1940.
10. *J. L. Linsky, S. P. Worden, W. Mc. Clintock, R. M. Robertson*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 41, 47, 1979.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 25 АВГУСТ, 1986 ВЫПУСК 1

УДК: 524.52—86

ТОНКАЯ СТРУКТУРА ЭМИССИОННЫХ ВОЛОКОН В ПЕТЛЕ ЛЕБЕДЯ

А. Г. КРИЦУК

Поступила 14 октября 1985
Принята к печати 15 апреля 1986

Рассмотрена возможность формирования тонкой структуры эмиссионных волокон в туманности Петля Лебедя в результате развития акустической моды тепловой неустойчивости. Численное решение нелинейной задачи показало, что рост малых адиабатических возмущений может приводить к образованию ударных волн, если высвечивание сопровождается сжатием газа. Именно такие условия реализуются за фронтом взрывной ударной волны, распространяющейся по неоднородному межзвездному газу от вспышки сверхновой.

1. *Введение.* Успехи последних лет, достигнутые в понимании физики межзвездной среды, вызвали появление новых моделей эволюции остатков сверхновых и распространения ударных волн в межзвездном газе. Ближайший ($d \simeq 770$ пк) и наиболее подробно изученный остаток вспышки сверхновой, находящийся, по-видимому, в конце адиабатической стадии эволюции,— туманность Петля Лебедя.

Известно, что свечение эмиссионных волокон, наблюдаемых в Петле, обусловлено излучением области за фронтом ударных волн, которые распространяются в межзвездных облаках, захваченных взрывной ударной волной от вспышки сверхновой [1]. Новые наблюдения туманности в радио, оптическом, УФ, рентгеновском диапазонах длин волн позволяют уточнить характеристики и механизмы возникновения ударных волн и тем самым определить характер эволюции остатка на адиабатической стадии.

Спектральные наблюдения эмиссионных волокон восточной части туманности, выполненные с разрешением 3″ (0.01 пк), позволили классифицировать детали их тонкой структуры [2]. Спектры деталей I типа характеризуются низким отношением интенсивности линий $I([\mathrm{O\,III}])/I(\mathrm{H}_\beta)$, что хорошо согласуется с предсказаниями моделей излучения стационарных ударных волн. Детали II типа видны лишь в «горячих» линиях [O III], что обусловлено неполным развитием области рекомбинации за фронтом волны — следствием нестационарности течения (характерное время рекомбинации больше времени изменения параметров течения). Детали II типа имеют более сложную структуру и расположены ближе к лидирующей границе волокна. На расстояниях $20'' \div 40''$ от внешней границы волокна наблюдается плавный переход от ярких в [O III] деталей (II тип, нестационарные ударные волны) к деталям, видимым в H_α (I тип, стационарные ударные волны). Анализ спектров указывает также на различия в скоростях распространения ударных волн: деталям II типа соответствуют скорости $v_{sh} \simeq 120$ км/с, I типа — $v_{sh} \simeq 70$ км/с (плотность среды перед фронтом здесь предполагалась равной $4 \div 12$ см$^{-3}$) [2].

Выводы о нестационарности первоначально следовали из наблюдений, выполненных с меньшим разрешением, и выражались в избытке наблюдаемого отношения интенсивностей линий $I([\mathrm{O\,III}])/I(\mathrm{H}_\beta)|_{obs} \lesssim 40$ по сравнению с предсказаниями моделей структуры стационарных ударных волн $I([\mathrm{O\,III}])/I(\mathrm{H}_\beta)|_{th} < 6$ [1]. В качестве причин нестационарности рассматривались:

1) Развитие тепловой неустойчивости за фронтом ударной волны [3].

2) Недавнее столкновение взрывной ударной волны с облаком межзвездного газа [4].

3) Завершение адиабатической стадии эволюции остатка и переход к радиативной стадии [4].

4) Колебательная неустойчивость ударных волн с высвечиванием [5].

При интерпретации наблюдений [2, 6] в рамках механизмов 2) и 3) различия в морфологии остатка при наблюдениях в разных спектральных линиях объяснялись существованием на пути взрывной волны облачков с размерами $\leqslant 10^{16}$ см, каждое из которых представляет определенную часть зоны рекомбинации и охлаждения. Облака, находящиеся на разных расстояниях от ударного фронта и, следовательно, в разных стадиях рекомбинации и охлаждения, дают наблюдаемый составной спектр [6]. Однако такая интерпретация сталкивается с целым рядом трудностей. В частности, присутствие облачков столь малых размеров плохо согласуется с другими наблюдениями [2].

Подобных трудностей можно было бы избежать, связывая существование совокупности ударных фронтов с плавно меняющимися свойствами с тепловой неустойчивостью. Причем следует рассматривать не конденсационную, как в [3], а волновую моду неустойчивости, соответствующую усилению звуковых волн [7, 8]. При этом естественное объяснение получает существование совокупности стационарных и нестационарных ударных волн за фронтом взрывной волны, форма и ориентация деталей тонкой структуры волокон остатка. В разделах 2—5 описывается механизм нелинейного усиления звуковых возмущений в результате неустойчивости. Обсуждение полученных результатов приведено в разделе 6.

2. *Механизм неустойчивости.* Волновая мода тепловой неустойчивости однородной среды с источниками и стоками тепла проявляется в случае коротковолновых возмущений, если выполнено неравенство [9—12]

$$\left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_s < \frac{L}{T} + \frac{\gamma}{(\gamma-1)^2}\frac{R}{\mu}\left(4\frac{d\ln\rho}{dt} - \frac{1}{2}\frac{d\ln T}{dt}\right). \quad (1)$$

Здесь L — функция теплопотери, γ — отношение удельных теплоемкостей, R — газовая постоянная, μ — средний молекулярный вес; производная в левой части берется при постоянной энтропии. При почти адиабатических колебаниях в звуковой волне на протяжении фазы сжатия создаются более благоприятные условия для нагрева газа, что приводит к увеличению энергии, переносимой волной. Из неравенства (1) следует, что охлаждение и сжатие среды способствуют развитию неустойчивости. Колебания с волновыми числами больше критического значения.

$$k_{cr} = \left\{\frac{\rho}{k}\left[Q - \left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_s\right]\right\}^{1/2}, \quad (2)$$

где k — коэффициент теплопроводности, Q — правая часть (1), стабилизируются теплопроводностью.

Линейный критерий (1) указывает на принципиальную возможность роста малых адиабатических возмущений, соответствующих звуковым волнам, на нестационарном фоне. Вообще говоря, чтобы выяснить динамику развития неустойчивости, необходимо исследовать полную нелинейную задачу. В рассмотренном ниже частном случае представляется возможность изучить эволюцию нелинейных возмущений, что дает информацию о новом равновесном состоянии, в которое переходит система в результате стабилизации начального возмущения в нелинейном режиме.

3. *Волновое уравнение.* Рассмотрим систему уравнений газодинамики

$$\begin{gathered}\frac{D\rho}{Dt} + \rho(\nabla u) = 0,\\ \frac{Du}{Dt} + \frac{1}{\rho}\nabla p = 0, \quad (3)\\ \frac{1}{\gamma-1}\frac{Dp}{Dt} - \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{p}{\rho}\frac{D\rho}{Dt} + \rho L - (\nabla q_k) = 0,\end{gathered}$$

описывающих течения в среде с объемными стоками энергии при учете теплопроводности ($q_k = -k\nabla T$ — поток энергии, определяемый теплопроводностью). Введем следующие ограничения:

1) Будем считать, что невозмущенное состояние однородно (давление, плотность и скорость не зависят от координат);

2) адиабатические начальные возмущения имеют вид плоских волн;

3) волновые числа возмущения k много меньше критического k_{cr};

4) функция теплопотери L задана в форме $L(=\rho\Lambda T)$, причем зависимость $\Lambda(T)$ степенная: $\Lambda = \Lambda_0 (T/T_0)^N$ и показатель N считается постоянным в достаточно широких интервалах температур. В условиях межзвездного газа [13]

$$N = \begin{cases} 0.4, & 10^3\,\mathrm{K} < T \leqslant 10^4\,\mathrm{K}, \\ 0.55, & 10^4\,\mathrm{K} < T \leqslant 10^5\,\mathrm{K}, \\ -0.6, & 10^5\,\mathrm{K} < T \leqslant 4\cdot 10^7\,\mathrm{K}, \\ 0.5, & T > 4\cdot 10^7\,\mathrm{K}. \end{cases}$$

Условие 2) позволяет решать одномерную плоскую задачу и выделить в решении линеаризованных уравнений (3) члены, соответствующие только волновым модам неустойчивости (см. [8]). Это, однако, приводит к потере эффектов, связанных с дополнительными степенями свободы и взаимодействием мод в нелинейном режиме. Ограничение 4) дает возможность полностью описать свойства среды двумя безразмерными параметрами γ и N. Постоянство показателя N в широких интервалах температуры позволяет рассматривать нелинейные возмущения температуры, полагая $N \equiv \mathrm{const}$.

Перейдем в (3) к безразмерным переменным, полагая

$$\bar{t}_c \equiv \frac{\overline{c_N^2}}{L} = 1, \quad \bar{c}_N = 1, \quad \bar{\rho} = 1, \quad \text{при } t = 0. \tag{5}$$

Здесь t_c — время охлаждения, c_N — изотермическая скорость звука, черта указывает невозмущенное состояние. Уравнение энергии с учетом введенных выше ограничений принимает вид

$$\frac{1}{\gamma - 1}\frac{Dp}{Dt} - \frac{\gamma}{\gamma - 1}\frac{p}{\rho}\frac{D\rho}{Dt} + \rho^{2-N} p^N = 0 \tag{6}$$

и при условии

$$N = \frac{\gamma - 2}{\gamma - 1} \tag{7}$$

может быть проинтегрировано:

$$p = (1 - t)^{\gamma - 1} \rho^{\gamma}. \tag{8}$$

При выполнении условий 1), 2), (7) энтропия s зависит только от времени:

$$s = \ln (1 - t), \tag{9}$$

что позволяет полностью исключить влияние конденсационной моды в нелинейном режиме, поскольку развитие конденсаций связано с возмущениями энтропии. При $t \to 1$ энтропия неограниченно убывает (следствие незамкнутости термодинамической системы) и может иметь место также неограниченный рост плотности, если среда сжимается, или обращение температуры в 0 при охлаждении. В дальнейшем ограничимся исследованием задачи на промежутке $t \in [0, 1)$.

Переходя в (3) к лагранжевой переменной $dq = \rho dx$, используя (6), (8), получим квазилинейное, гиперболическое при $\gamma > 0$ уравнение для удельного объема $V \equiv 1/\rho$:

$$V_{tt} - \gamma (1 - t)^{\gamma - 1} (V^{-\gamma - 1} V_q)_q = 0, \tag{10}$$

которое совместно с (7), (8) описывает волны, распространяющиеся в среде с однородной энтропией. Однородные решения (10), удовлетворяющие (5),— линейные функции времени: $V(t) = 1 - at$. В случае охлаждения при постоянной плотности $a = 0$, $V = 1$; при изотермическом сжатии $a = 1$, $T = 1$.

4. *Линейные волны в охлаждающейся среде.* Рассмотрим устойчивость статического решения волнового уравнения (10) $\overline{V} \equiv 1$ в линейном приближении. Температура невозмущенного газа меняется по закону $T = (1 - t)^{\gamma - 1}$ и обращается в 0 за время охлаждения $\bar{t}_c$.

Найдем решения (10), соответствующие стоячим волнам,

$$V = 1 + \varepsilon v(t) e^{ikx}, \quad 0 \leqslant t < 1, \tag{11}$$

где $\varepsilon \ll 1$ определяет амплитуду начального возмущения. Начальные условия: $v = 0$, $v_t = 0$ при $t = 0$. Линейное уравнение для «временнóй» части возмущения

$$\ddot{v} + \gamma k^2 (1 - t)^{\gamma - 1} v = 0 \tag{12}$$

не имеет особых точек на промежутке $t \in [0, 1]$. Общее решение (12)

$$v = \sqrt{1 - t} Z_{\frac{1}{\gamma - 1}} (\omega t) \tag{13}$$

выражается через линейную комбинацию функций Бесселя $Z_\nu = c_1 J_\nu + c_2 Y_\nu$ и описывает колебания с частотой

$$\omega(t) = \frac{2k\sqrt{\gamma}}{\gamma+1}(1-t)^{\frac{\gamma+1}{2}}/t \tag{14}$$

и амплитудой $\hat{v}$, меняющейся при больших значениях $y \equiv k(1-t)^{\frac{\gamma+1}{2}}$ по закону

$$\hat{v} = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\pi k\sqrt{\gamma}}}(1-t)^{\frac{1-\gamma}{4}} + O(1/y). \tag{15}$$

Условие роста амплитуды коротких ($k_{cr} \gg k > 1$) волн при $t \to 1$ следует из (15). Оно имеет вид $\gamma > 1$ и эквивалентно критерию неустойчивости волновой моды в коротковолновом пределе (1). Соотношение (15), однако, не дает информации о поведении амплитуды колебаний при $t \to 1$.

Из ограниченности решения (13) для амплитуды возмущений следует устойчивость однородного статического решения $\overline{V} \equiv 1$ волнового уравнения (10) в смысле Ляпунова. Малые возмущения остаются малыми при $t \to 1$, их стабилизация на нелинейной стадии связана с существенным замедлением всех дозвуковых течений в охлаждающейся среде.

Наиболее важным нелинейным эффектом в этой задаче является «опрокидывание» волн и образование разрывов зависимых переменных. При этом нарушается предположение об однородности энтропии, энергия волны диссипирует в тепло. Время образования разрывов t_{sh} в случае стоячих волн является функцией амплитуды ε и волнового числа k начального возмущения. При $\varepsilon k \gg 1$ время t_{sh} близко к времени «опрокидывания» адиабатических акустических волн $\mathring{t}_{sh} = (\varepsilon k)^{-1}$ [14], при меньших εk сказывается охлаждение и $t_{sh} \gtrsim \mathring{t}_{sh}$. Эффекты вязкой диссипации, связанные с возникновением разрывов, запрещают существование волн конечной амплитуды в охлаждающейся среде. Неустойчивость волновой моды при этом не проявляется, поскольку для наиболее быстро растущих коротковолновых возмущений время «опрокидывания» $t_{sh} \ll t_c$. Линейный критерий (1) является лишь необходимым условием устойчивости.

5. *Нелинейные волны в сжимающейся среде.* Рассмотрим устойчивость решения волнового уравнения (10) стационарного по температуре $\overline{V} = 1 - t$. В этом случае плотность меняется по закону $\rho = 1/(1-t)$ и в задаче появляется особенность при $t = 1$.

Для дальнейшего удобно перейти в (10) к новой функции $\theta \equiv \equiv V/(1-t) = T^{\frac{1}{1-\gamma}}$ и ввести время $\tau = -\ln(1-t)$. Теперь (10) принимает вид

$$\theta_{\tau\tau} - \theta_\tau - \gamma(\theta^{-\gamma-1}\theta_q)_q = 0. \tag{16}$$

Будем искать решения (16) в виде

$$\theta = 1 + \varepsilon\vartheta(q, \tau), \quad \tau \in [0, \infty). \tag{17}$$

Уравнение для ϑ

$$\vartheta_{\tau\tau} - \vartheta_\tau - \gamma\vartheta_{qq} = 0 \tag{18}$$

допускает периодические решения вида

$$\vartheta = ce^{\tau/2}\cos(kq - \omega\tau), \tag{19}$$

где волновое число k (q — лагранжева координата!) связано с частотой ω дисперсионным соотношением

$$\omega^2 = \gamma k^2 - 1/4. \tag{20}$$

В длинноволновом пределе (при $k \to 0$)

$$\vartheta \propto e^\tau. \tag{21}$$

Очевидно решение $\overline{V} = 1 - t$ неустойчиво при всех k.

Заметим, что волны, описываемые соотношениями (19), (20), существенно отличаются от линейных волн, рассмотренных в предыдущем разделе, поскольку имеет место дисперсия: $\omega''(k) \neq 0$. Это обстоятельство дает основания полагать, что «опрокидывание» будет не столь быстрым, как в случае, рассмотренном выше (см., например, [14]).

Уравнение, подобное (18), с точностью до замены пространственных переменных на временные описывает эволюцию линейных возмущений скорости w при распространении акустических волн в неоднородной изотермической атмосфере:

$$w_{tt} + \gamma g w_y - \gamma c_N^2 w_{yy} = 0, \tag{22}$$

g — ускорение свободного падения (см., например, [14]). В этом смысле эффекты нестационарности и неоднородности подобны друг другу.

Численное решение нелинейной задачи о стоячих волнах

$$\begin{aligned} &\theta(q, 0) = 1 + \varepsilon\cos kq, \\ &\theta_\tau(q, 0) = 0, \\ &\theta_q(0, \tau) = \theta_q(\pi, \tau) = 0 \end{aligned} \tag{23}$$

для уравнения (16) позволяет исследовать эволюцию возмущений в нелинейном режиме (см. рис. 1, 2). При $0 \leqslant \tau < 5$, пока амплитуда возмущений остается малой ($|\delta\theta/\theta| \lesssim 0.1$), линейное решение удовлетворительно описывает развитие возмущений. При $\tau \simeq 7$ ($|\delta\theta/\theta| \simeq 0.5$) колебательный режим, предсказываемый линейной теорией, сменяется монотонным

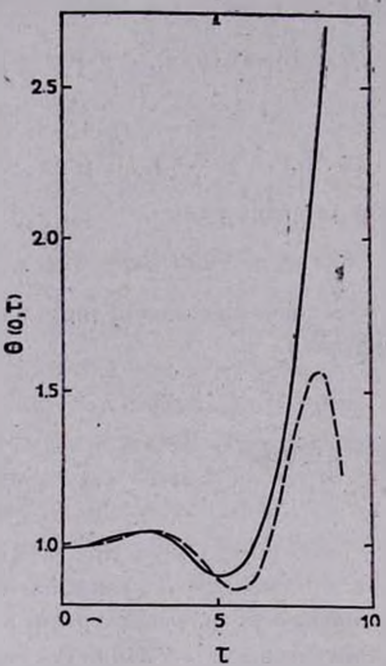


Рис. 1. Зависимость $\theta(0, \tau)$. Сплошная линия — решение нелинейной задачи (16), (23). Пунктир — решение в линейном приближении (17). $\gamma = 5/3$, $\varepsilon = -0.01$, $k = 1$.

охлаждением разреженных областей и быстрым ростом амплитуды возмущений, что приводит в дальнейшем к образованию ударных волн умеренной интенсивности $(p_2 - p_1)/p_1 \simeq 5$, или более сильных ударных волн, в зависимости от длины волны и амплитуды начального возмущения. Время выхода в нелинейный режим и плотность, при которой становятся важными нелинейные эффекты, зависят от начальной амплитуды возмущений ε.

6. *Обсуждение*. Результаты предыдущего раздела могут применяться к разнообразным астрофизическим ситуациям, когда имеет место быстрое сжатие газовых масс. В условиях межзвездного газа значение отношения

удельных теплоемкостей γ близко к 5/3. Если интенсивность высвечивания растет с увеличением температуры по степенному закону с показателем $N=(\gamma-2)/(\gamma-1)$, интервалу значений $7/5 \leqslant \gamma \leqslant 5/3$ соответствует интервал значений показателя N, определяющего закон охлаждения, $-1.5 \leqslant N \leqslant -0.5$. Поэтому можно полагать, что уравнения (8), (10), (16) приближенно описывают распространение волн в газе с учетом потерь энергии на излучение при температурах $10^5 \div 10^7$ K.

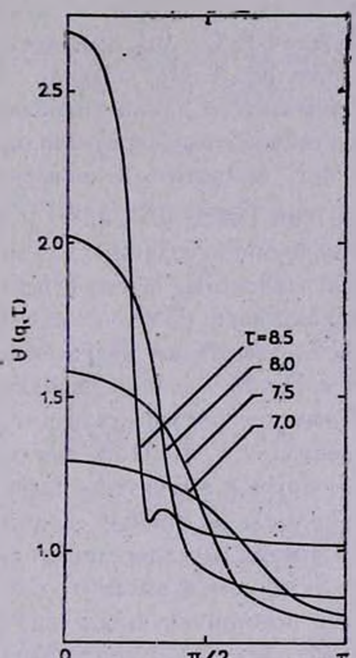


Рис. 2. Изменение профиля нелинейной волны, описываемой уравнениями (16), (23), со временем. $\gamma = 5/3$, $\varepsilon = -0.01$, $k = 1$.

В указанном интервале температур время охлаждения

$$t_c \simeq 0.7 \cdot 10^3 T_5^{1.6} n^{-1} \text{ лет}; \tag{24}$$

характерный масштаб определяется длиной волны

$$\lambda_p \equiv 2\pi c_N t_c \simeq 2.1 \cdot 10^{16} T_5^{2.1} n^{-1} \text{ см}; \tag{25}$$

теплопроводность стабилизирует возмущения с длиной волны, меньшей критического значения

$$\lambda_{cr} \simeq 10^{15} T_5^{1.55} n^{-1} \text{ см} \tag{26}$$

$(T_5 = T/10^5$ K).

Межзвездный газ, охлаждающийся вследствие излучения при температурах $10^6 \div 10^7$ К, устойчив по отношению к возмущениям волновой моды, если нет сжатия. Если же газ сжимается, неустойчивость может привести к образованию ударных волн значительной интенсивности, что должно существенно изменить характер течения в целом. Именно такие условия реализуются за фронтом взрывной волны, распространяющейся от вспышки сверхновой в межзвездной среде. В расчетах образования тонкой оболочки в остатках сверхновых, проведенных Фалле [15, 16] методом характеристик, наблюдалось возникновение вторичных ударных волн в масштабе всей тонкой оболочки (~ 0.1 пк), пока температура газа за фронтом не становилась ниже 10^5 К. Это явление находит естественное объяснение в рамках неустойчивости длинноволновых возмущений волновой моды (см. (25)). Неустойчивость коротковолновых адиабатических возмущений давления может приводить к появлению ударных волн и в меньших масштабах ~ 0.01 пк ($\lambda_{cr} \simeq 10^{-3}$ пк). Такие волны, однако, трудно воспроизвести численными методами. Если в расчетах формирования оболочек используются разностные схемы с искусственной вязкостью, эффекты образования ударных волн при температурах на фронте взрывной волны $\sim 10^5$ К полностью выпадают из рассмотрения [16].

Наблюдения волокон в Петле Лебедя, выполненные авторами [2] с высоким разрешением, указывают на существование эмиссионных деталей, расположенных на расстояниях $\sim 6''$ (0.01 пк при расстоянии до туманности, равном 770 пк) друг от друга и вытянутых преимущественно в направлении, перпендикулярном нормали к фронту взрывной волны. Детали II типа (см. рис. 1), по-видимому, представляют собой нестационарные ударные волны, распространяющиеся в области за фронтом взрывной волны, где охлаждающийся газ неустойчив вследствие сжатия. Детали I типа — стационарные ударные волны, распространяющиеся в области за фронтом, где отсутствует сжатие. Толщина области сжатия ~ 0.1 пк [17, 18] хорошо согласуется с расстоянием, на котором детали I типа сменяют волокна, яркие в линиях [O III]. Ориентация волокон определяется направлением сжатия газа за фронтом. Различия скоростей распространения ударных волн, отмеченные в [2], можно интерпретировать как отличия в степени усиления начальных возмущений в области неустойчивости или отличия в амплитуде возмущений перед фронтом взрывной волны.

Таким образом, механизм нелинейного усиления звуковых волн в области за фронтом взрывной волны, распространяющейся от вспышки сверхновой, позволяет естественным образом объяснить совокупность имеющихся сегодня данных оптических наблюдений.

Эмиссионные спектры волокон, наблюдаемых в аккреционных течениях в окрестностях центральных cD-галактик скоплений, похожи на наблюдаемые в Петле Лебедя [19] и, возможно, имеют ту же природу. Неустойчивость рассмотренного вида может оказаться существенной также для понимания природы областей формирования широких линий в активных ядрах галактик. Протекающие там бурные процессы указывают на предпочтительное образование ударных волн в результате тепловой неустойчивости.

Ленинградский государственный
университет

THIN STRUCTURE OF EMISSION FILAMENTS IN THE CYGNUS LOOP

A. G. KRITSUK

The acoustic mode of thermal instability is considered as a possible mechanism of thin structure formation in bright filaments of the Cygnus Loop. Nonlinear calculations show that the growth of small adiabatic disturbances results in shock wave formation under the condition of sufficiently large gas compression. Such a situation can be realized behind the front of supernova blast wave.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. C. Raymond*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 22, 75, 1984.
2. *J. J. Hester, R. A. R. Parker, R. J. Dufour*, Astrophys. J., 273, 219, 1983.
3. *R. McCray, R. F. Stein, M. Kafatos*, Astrophys. J., 196, 565, 1975.
4. *J. C. Raymond, J. H. Black, A. K. Dupree, L. Hartmann, R. S. Wolf*, Astrophys. J., 238, 881, 1980.
5. *R. A. Chevalier, J. N. Imamura*, Astrophys. J., 261, 543, 1982.
6. *R. A. Fesen, W. P. Blair, R. P. Kirshner*, Astrophys. J., 262, 171, 1982.
7. *G. B. Field*, Astrophys. J., 142, 531, 1965.
8. *А. Г. Крицук*, Деп. ВИНИТИ, 19. 10. 84 № 6298—84.
9. *J. H. Hunter Jr.*, Astrophys. J., 161, 451, 1970.
10. *J. H. Hunter Jr.*, Astrophys. J., 166, 453, 1971.
11. *Ю. А. Щекинов*, Астрон. ж., 55, 311, 1978.
12. *Ю. А. Щекинов*, Астрофизика, 15, 374, 1979.
13. *C. F. McKee, L. L. Cowie*, Astrophys. J., 215, 213, 1977.
14. *Дж. Уизем*, Линейные и нелинейные волны, Мир, М., 1977.
15. *S. A. E. G. Falle*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 172, 55, 1975.
16. *S. A. E. G. Falle*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 195, 1011, 1981.
17. *S. L. Mufson*, Astrophys. J., 193, 561, 1974.
18. *S. L. Mufson*, Astrophys. J., 202, 372, 1975.
19. *H. C. Ford, H. Butcher*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 41, 147, 1979.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 25 АВГУСТ, 1986 ВЫПУСК 1

УДК 524.354—86

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ВОЛОКОН КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ. I. НАБЛЮДАЕМЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ В СПЕКТРАХ ВОЛОКОН

В. В. ГОЛОВАТЫЙ, В. И. ПРОНИК

Поступила 4 апреля 1985
Принята к печати 25 марта 1986

Проведен анализ имеющихся в литературе результатов спектрофотометрических наблюдений волокон Крабовидной туманности. Показано, что существующие различия в спектрах отдельных конденсаций являются реальными. Исследованы закономерности наблюдаемого разнообразия спектров волокон. В силу этих закономерностей наблюдаемый в волокнах диапазон интенсивностей спектральных линий представлен тремя средними спектрами, содержащими интенсивности всех необходимых линий. Выяснено, что корреляция между линиями [O III]/Hβ и [O II]/Hβ существует только для волокон Крабовидной туманности и волокнистой туманности «Петля в Лебеде» (тоже остатке сверхновой) и не наблюдается ни для одной из диффузных или планетарных туманностей.

1. *Введение.* Волокна Крабовидной туманности являются остатком атмосферы сверхновой звезды, вспыхнувшей в 1054 г. в созвездии Тельца. Свечение газа в волокнах возбуждается L_c — излучением т. н. «аморфной массы» туманности, представляющим собой свечение релятивистских электронов в магнитном поле [1]. Еще в 1973 г. нами было отмечено [2], что относительные интенсивности эмиссионных линий, выраженные в единицах интенсивности Hβ, сильно меняются от волокна к волокну, коррелируя при этом друг с другом. Это различие оказалось настолько большим, что не может быть объяснено лишь ошибками наблюдений, а, очевидно, отражает реальную дисперсию какого-то физического параметра в волокнах. Было высказано предположение, что таким параметром может быть химический состав в них. Однако единственным источником информации о наблюдаемых спектрах волокон, на котором основывается этот вывод, была имеющаяся в то время работа Волчера [1], в которой приведены данные об интенсивностях основных линий лишь в области длин волн от λ 3726+29 [O II] до λ 4959+5007 [O III] для 47 конденсаций.

В последнее время опубликован ряд других работ, в которых содержатся результаты спектральных наблюдений еще около 20 отдельных конденсаций в диапазоне λ 3345+426 [Ne V] ÷ λ 7320+30 [O II] [3—7]. Эти данные совместно с наблюдениями Волчера [1] позволяют более полно исследовать наблюдаемые закономерности в спектрах волокон и в дальнейшем выяснить причины дисперсии интенсивностей спектральных линий.

2. *Наблюдаемые закономерности в спектрах волокон.* Спектральные наблюдения отдельных волокон Крабовидной туманности проводились многими авторами [1, 3—7]. К настоящему времени изучены спектры около 60 отдельных конденсаций, расположенных более или менее равномерно по всей туманности. Собранные нами сведения об относительных интенсивностях эмиссионных линий в отдельных волокнах вместе с соответствующими обозначениями волокон и библиографическими ссылками приведены в табл. 1 в порядке возрастания интенсивности линии [O II]/H_β. Тем не менее, достаточно полные спектральные данные, необходимые для определения физических характеристик газа в волокнах, имеются лишь для нескольких ярких конденсаций. Для получения недостающих сведений об интенсивностях необходимых эмиссионных линий обычное осреднение не годится, так как не известно, по каким признакам следует группировать волокна — по их яркости, пространственному расположению или же по относительным интенсивностям эмиссионных линий. Но поскольку главной нашей целью является выяснение возможного различия в химическом составе волокон, которое должно отразиться на их спектрах, то при группировании волокон мы отдали предпочтение последнему признаку. Средний спектр «ярких» и «слабых» волокон, как будет показано ниже, отличается мало. Сначала, однако, мы попытались выявить закономерности в соотношениях между относительными интенсивностями разных эмиссионных линий для разных волокон.

Как уже отмечалось [2], анализ спектров отдельных конденсаций показал, что относительные интенсивности эмиссионных линий [O II]/H_β, [O III]/H_β, He I/H_β, He II/H_β и [Ne III]/H_β меняются от волокна к волокну, в среднем увеличиваясь с удалением волокна от центра туманности (такая корреляция наблюдается по данным Волчера [1]). Изменение интенсивностей одних эмиссионных линий, как правило, сопровождается соответствующим изменением интенсивностей других линий, что свидетельствует о реальности такого изменения ([2], рис. 3). Дальнейшие наблюдения спектров волокон не только подтвердили существование таких зависимостей, но и позволили установить диапазон изменения отношений интенсивностей линий. Спектральные наблюдения т. н. «фона» с южной стороны туманности [5] и «выброса» с ее северной стороны [3], физическое представление о которых, казалось бы, должно отличаться от существую-

Таблица 1

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В ВОЛОКНАХ КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

($I(H_\beta) = 1$)

№	Линии	[6] Пол. 3	[3] A7	[6] Пол. 5′	[6] Пол. 2	[1] 2100 V6a	[1] 2102 V10	[5] C1	[6] Пол. 8′	[6] Пол. 4	[3] A9
1	3726+29 [O II]	3.49:	4.93	5.12	5.64:	6.5	6.0	6.57	6.9	7.36	7.37
2	3869+968 [Ne III]	—	1.75*	2.3*	1.0*	1.73	1.25	1.8	—	1.1*	2.3*
3	4068+76 [S II]	—	—	—	—	0.18	0.69	0.26	—	0.38:	0.38:
4	4101 H_δ	—	—	—	—	0.40	—	—	—	0.28:	—
5	4340 H_γ	—	—	—	0.47	0.49	0.55	0.37	—	0.32	—
6	4363 [O III]	—	<0.59:	—	—	0.12	0.075	0.26	—	—	<0.5
7	4471 He I	0.10***	0.35:	0.14***	0.20***	0.40	—	<0.12:	—	0.07***	0.38
8	4686 He II	0.55:	0.59:	0.59	0.81	1.22	—	0.47	—	0.14	0.25:
9	4959+5007 [O III]	4.51	15.9	7.4	8.1	—	5.5	13.5	8.0	4.73	16.5
10	5198+5201 [N I]	—	—	—	—	—	—	—	—	0.08	—
11	5755 [N II]	—	—	—	—	—	—	—	—	0.07	—
12	5876 He I	0.28:	—	0.42	0.56	—	—	0.20	—	0.20	—
13	6300+63 [O I]	0.90****	0.71**	—	0.36****	—	—	0.27****	2.1****	1.38	—
14	6563 H_α	2.99:	2.8**	2.46:	3.24	—	—	2.55	2.71:	2.54	—
15	6548+84 [N II]	4.3:	3.18**	0.55:	1.1:	—	—	4.18	8.9:	4.01	—
16	6716+31 [S II]	3.2:	1.1**	1.57	3.50	—	—	1.73	—	4.78	—
17	7320+30 [O II]	—	—	—	—	—	—	—	—	0.17:	—

№	[6] Пол. 10	[1] 2102 r9	[6] Пол. 7	[1] 2100 r5	[1] 2102 r5	[3] A1
1	7.4	7.5	7.54	7.5	7.8	7.8:
2	1.1*	1.73	1.65*	2.5*	1.89	3.4*
3	0.80	0.38	—	0.50	—	—
4	0.24	0.23	—	—	—	—
5	0.50	0.77	—	—	—	—
6	0.16	0.206	—	—	—	—
7	0.18	0.25	0.07***	0.24:	—	0.6:
8	0.40	0.50:	—	0.64:	0.94:	0.8:
9	9.0	7.3	8.2	10.4	8.5	26.8
10	—	—	<0.22	—	—	—
11	—	—	<0.15	—	—	—
12	0.53	—	0.19	—	—	—
13	1.60	—	1.09	—	—	—
14	3.75:	—	3.08	—	—	2.8**
15	3.7:	—	12.9	—	—	4.0**
15	12.5	—	4.35	—	—	2.6**
17	0.42	—	—	—	—	—

Таблица 1 (продолжение)

[6]	[5]	[1]	[1]	[6]	[3]
Пол. 6	B8	2131 r8	2100 V6b	Пол. 5	Ярк. волок.
8.08	8.31	9.1	9.0	9.22	10.0
1.75*	1.6*	1.90*	3.0*	1.4*	2.0*
0.54	0.47	0.70	—	0.51	0.4:
—	0.25	0.20	—	0.25	—
0.56	0.45	0.68	—	0.49	—
—	0.14	0.047	0.052	<0.26	0.2
0.093***	0.16	0.19	—	0.05***	0.3
0.22:	0.40	0.72:	0.93	0.30	0.7
5.25	10.4	7.1	16.4	8.24	13.4
—	—	—	—	0.11	—
<0.22	—	—	—	0.10	—
0.28	0.61	—	—	0.17	—
1.49	1.1*	—	—	1.03	1.30**
3.14	3.31	—	—	2.49	2.8**
9.6:	3.50	—	—	9.28	3.2**
5.58	0.21	—	—	4.28	5.50**
—	—	—	—	—	—

№	[7]	[1]	[4]	[4]	[1]
	Пол. 1	2130 r4	Пол. 1	Пол. 1′	2127 r5/V5
1	10.0	10.2	10.2	—	10.5
2	2.3*	1.9*	1.6*	—	2.81
3	0.24:	0.97	0.87	—	0.20
4	—	0.20	0.31	—	—
5	0.48	0.72	0.80	—	—
6	0.15	0.26	0.19	—	0.42
7	0.23	0.30	0.27	—	—
8	0.68	0.46	0.58	0.41	0.49
9	14.5	10.4	10.8	8.9	11.5
10	—	—	—	—	—
11	—	—	0.19	0.02	—
12	0.74	—	0.69	0.55	—
13	1.34	—	1.88	1.74	—
14	2.98	—	2.8**	3.52	—
15	3.96	—	6.5	4.13	—
16	3.51	—	14.0	14.2	—
17	—	—	0.61	—	—

Таблица 1 (продолжение)

[5]	[1]	[1]	[1]	[6]	[7]	[1]
E2	2100 V3	2126 r5	2104 r7	Пол. 1	Пол. 2	2127 r8
11.0	11.1	11.5	12.0	12.0	12.4	12.5
2.0*	—	2.58:	—	2.5*	2.6*	2.56*
0.21	—	0.20	—	0.31:	0.50	—
0.24	0.60	—	—	—	—	—
0.45	0.13	—	—	0.48	0.45	—
0.13	—	—	0.35	0.26	0.13:	0.43:
0.19	—	0.19	—	0.24	0.37	0.32:
0.54	0.56:	0.54:	—	0.88	0.87	—
13.9	11.8	13.9	13.8	19.7	17.2	15.5
—	—	—	—	<0.13	—	—
—	—	—	—	<0.11	—	—
0.67**	—	—	—	0.77	—	—
0.52**	—	—	—	0.57	—	—
3.49**	—	—	—	3.22	—	—
9.95**	—	—	—	5.03	—	—
3.50	—	—	—	3.14:	—	—
—	—	—	—	—	—	—

№	[5] B6	[4] Пол. 2′	[1] 2102 V5	[1] 2127 V4	[1] 2103 V13	[1] 2100 V7/V8	[6] Пол. 8
1	11.6	12.8	13:2	12.9	14.0	14.2	14.9
2	2.5*	2.8*	2.5*	2.8*	1.96*	3.05	2.3*
3	<0.50	0.50	0.13	0.26	—	0.35	0.34
4	0.35	0.31	0.20	0.28:	—	0.094	0.28
5	0.50	0.46	—	0.90	—	0.36:	0.49
6	0.26	0.13	0.43:	0.25:	—	0.24:	0.30
7	0.20	0.38	0.17	—	—	0.13:	0.17
8	0.57	0.87	1.00:	1.07	0.97	1.00	0.29
9	17.9	17.2	15.5	18.3	11.3	13.9	12.9
10	—	—	—	—	—	—	0.09
11	—	—	—	—	—	—	0.07
12	0.49**	—	—	—	—	—	0.44
13	0.78**	—	—	—	—	—	2.08
14	3.51**	—	—	—	—	—	3.47
15	2.9**	—	—	—	—	—	3.80
16	8.2**	—	—	—	—	—	5.58
17	—	—	—	—	—	—	0.45

Таблица 1 (продолжение)

[4] Пол. 2	[5] D1	[6] Пол. 7′	[1] 2131 V4+r2	[1] 2130 V11	[1] 2131 V6	[1] 2131 r5
14.9	15.0	17.1	17.5	17.7	17.7	18.1
3.7*	2.7*	—	2.66*	3.50	3.18	5.5*
0.38	0.39	—	0.52	0.34	—	0.54
0.30	0.28	—	0.14	0.17	—	—
0.63	0.48	—	—	0.45	—	—
0.18	0.23	—	0.75:	0.33:	0.31:	0.54
0.28	0.11	—	—	—	0.33	—
0.83	0.26	—	—	1.30:	—	—
18.9	13.3	11.0	13.0	19.0	20.2	15.1
—	—	—	—	—	—	—
0.039	—	—	—	—	—	—
0.89	0.47	—	—	—	—	—
1.22	1.8****	—	—	—	—	—
2.8**	3.84	—	—	—	—	—
5.24	4.14	25.2:	—	—	—	—
4.50	5.96	4.01	—	—	—	—
0.39	—	—	—	—	—	—

Таблица 1 (окончание)

№	[1]	[3]	[1]	[5]	[6]	[5]	[5]	[5]	[1]	[1]	[3]	[1]	[1]	[1]
	2103 V3	Пол. B1	2126 r7	D3	Пол. 9	D2	B1	B3	2127 V1	2100 r3	B2	2103 V14	2127 SV1	2100 V2
1	18.1	19.3	20.4	20.7	22.1	23.2	23.8	25.5	27.9	30.0	34.3	35.2	28.2	48.0
2	4.02	8.0*	4.28	3.6*	2.8*	3.3*	9.3*	8.4*	3.8*	6.4*	6.5*	7.43	9.4*	—
3	—	—	—	0.28	0.33	<0.38	—	—	1.83	1.27	—	1.31	2.58	—
4	0.50	—	—	—	0.35	0.25	—	—	—	—	—	—	—	—
5	—	—	—	—	0.64	0.56	0.48	—	—	—	—	—	—	—
6	0.64:	0.66:	—	—	0.12	0.25	1.08	0.91	1.09:	0.98:	0.68	0.14:	0.21:	0.24:
7	0.28	<0.33	—	0.24	0.36	0.24	<0.48	0.68	0.18:	—	0.40	—	—	0.85
8	—	0.33	0.77	0.58	0.51	0.63	0.72	<0.68	1.64	—	0.81	1.36	—	0.95:
9	16.0	45.0	17.3	19.8	17.0	19.3	52.9	60.3	34.0	21.0	35.9:	25.1	38.6	32.8
10	—	—	—	—	0.07:	—	—	—	—	—	—	—	—	—
11	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
12	—	—	—	0.58	—	1.06	0.84	1.95	—	—	—	—	—	—
13	—	—	—	0.80****	—	2.0****	0.8****	—	—	—	1.08**	—	—	—
14	—	2.8**	—	2.8**	—	4.12	3.68	2.82	—	—	2.8**	—	—	—
15	—	3.33**	—	13.0	—	11.0	4.88	1.64	—	—	17.6**	—	—	—
16	—	1.33**	—	2.04	—	4.26	1.6	3.36	—	—	1.62**	—	—	—
17	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Примечание. * — интенсивность линии λ 3968 [Ne III] определялась через интенсивность линии λ 3889 [Ne III] и отношение соответствующих вероятностей спонтанных переходов; ** — для определения интенсивностей соответствующих линий использовалось отношение $H_\alpha/H_\beta = 2.8$; *** — интенсивность линии λ 4471 He I выражалась через интенсивность линии λ 5876 He I; **** — интенсивность линии λ 6363 [O I] определялась через интенсивность линии λ 6300 [O I] и отношение соответствующих вероятностей спонтанных переходов.

щего представления о волокнах, также согласуются с найденными зависимостями. Это говорит о том, что природа указанных образований и волокон, как и механизм возбуждения их свечения, одни и те же.

В результате предпринятого нами анализа спектров отдельных волокон рассмотрен и в дальнейшем использован для определения физических характеристик волокон и их химического состава ряд следующих зависимостей между интенсивностями разных эмиссионных линий.

Прежде всего, это хорошо выраженные зависимости между отношениями λ 4686 He II/H_β и λ 4471 He I/H_β (рис. 1а), а также между λ 4959+ +5007 [O III]/H_β и λ 3726+29 [O II]/H_β (рис. 1b). На рисунках они сравниваются с соответствующими зависимостями для планетарных туманностей (заштрихованные области). Интенсивности линий He и O для последних взяты из каталога Калера [8]. Незаполненными большими кружками на этих и остальных рисунках обозначены наблюдения слабого ореола на краю Крабовидной туманности [5]. К сожалению, подобные соотношения нельзя построить для атомов N, Ne и S, так как спектральные линии соответствующих ионов в смежных стадиях ионизации в волокнах не наблюдаются.

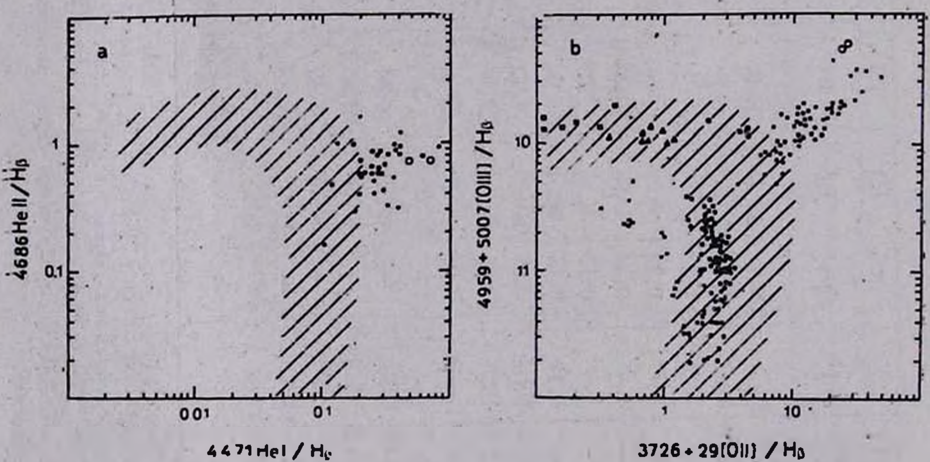


Рис. 1. а) Зависимость между отношениями интенсивностей линий λ 4686 He II/ /H_β и λ 4471 He I/H_β для волокон Крабовидной туманности (точки) и планетарных туманностей (заштрихованная область). Незаполненные большие кружки — наблюдения слабого ореола на краю Крабовидной туманности. b) Зависимость между отношениями интенсивностей λ 4959+5007 [O III]/H_β и λ 3726+29 [O II]/H_β для волокон Крабовидной туманности (точки); для планетарных туманностей (заштрихованная область, а также $\triangle$ — NGC 2392, $\square$ — NGC 7662, $\odot$ — NGC 6853); для туманности Ориона (крестики) и для диффузной туманности „Лагуна" (пустые кружки малого размера).

Далее обнаружена зависимость между интенсивностью линий λ 4959+5007 [O III]/H_β и интенсивностями таких линий, как λ 3346+426 [Ne V]/H_β, λ 3869+968 [Ne III]/H_β, λ 4363 [O III]/H_β, λ 4471 He I/H_β, λ 4686 He II/H_β, λ 5876 He I/H_β и λ 7320+30 [O II]/H_β. Большинство из этих зависимостей показаны на рис. 2.

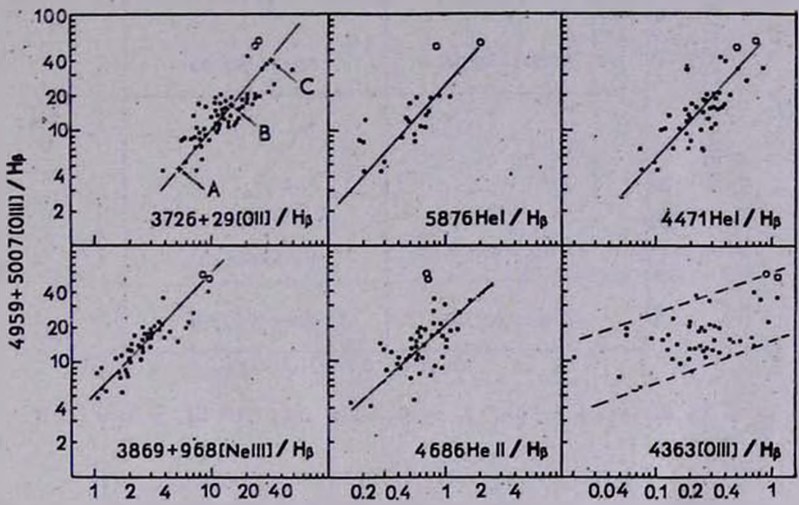


Рис. 2. Зависимости между отношениями интенсивностей линий λ 4959+5007 [O III]/H_β и $I(\lambda)/H_\beta$ [для волокон Крабовидной туманности (для линий [O II], [Ne III], He I, He II).

Однако не все линии коррелируют с отношением интенсивностей [O III]/H_β. В частности, очень слабая корреляция обратного знака имеется для линий λ 4068+76 [S II]/H_β, λ 5755 [N II]/H_β, λ 6300+63 [O I]/H_β, λ 6548+84 [N II]/H_β и λ 6716+31 [S II]/H_β (рис. 3). Поэтому мы использовали линейную корреляцию между отношением интенсивностей [O III]/H_β, с одной стороны, и каждым из следующих отношений λ 3726+29 [O II]/λ 4068+76 [S II], λ 3726+29 [O II]/λ 5755 [N II], λ 3726+29 [O II]/λ 6300+63 [O I], λ 3726+29 [O II]/λ 6548+84 [N II], λ 3726+29 [O II]/λ 6716+31 [S II], с другой стороны (рис. 4).

Наконец, рассмотрен ряд других соотношений между относительными интенсивностями разных эмиссионных линий, принадлежащих разным химическим элементам (рис. 5). Все соотношения на рис. 5, за исключением зависимости между небулярными линиями [OIII]/[NeIII] и [OII]/[NeIII], в которой соответствующие точки группируются в небольшом эллипсе, показывают хорошо выраженные зависимости, лежащие примерно под углом 45°.

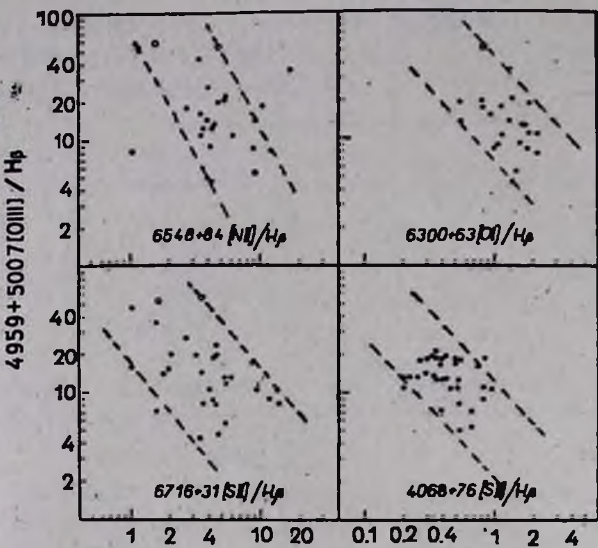


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, только для линий [N II], S II] и [O I].

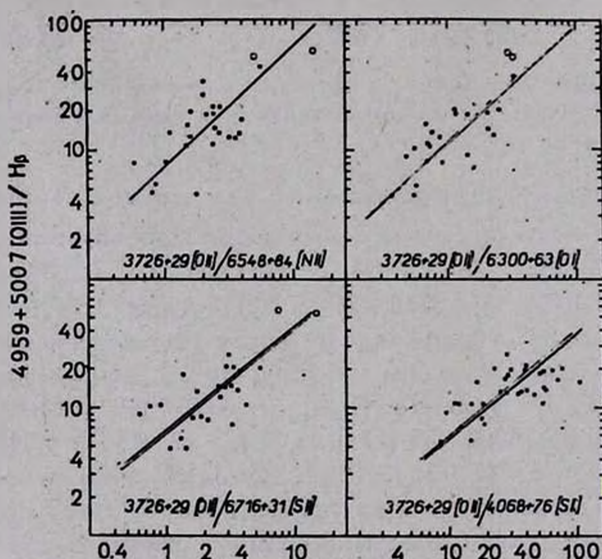


Рис. 4. Зависимость между отношениями интенсивностей линий λ 4959+5007 [O III]/Hβ и 3726+29 [O II]/$I(\lambda)$ для волокон Крабовидной туманности (для линий [N II], [S II] и [O I]).

Найденные таким образом корреляции между относительными интенсивностями эмиссионных линий в волокнах Крабовидной туманности были использованы для определения трех средних спектров, охватывающих весь наблюдаемый диапазон спектральных особенностей. Такое группирование спектров, как уже отмечалось, предпринято в связи с трудностями построения фотоионизационной модели свечения отдельных волокон, когда

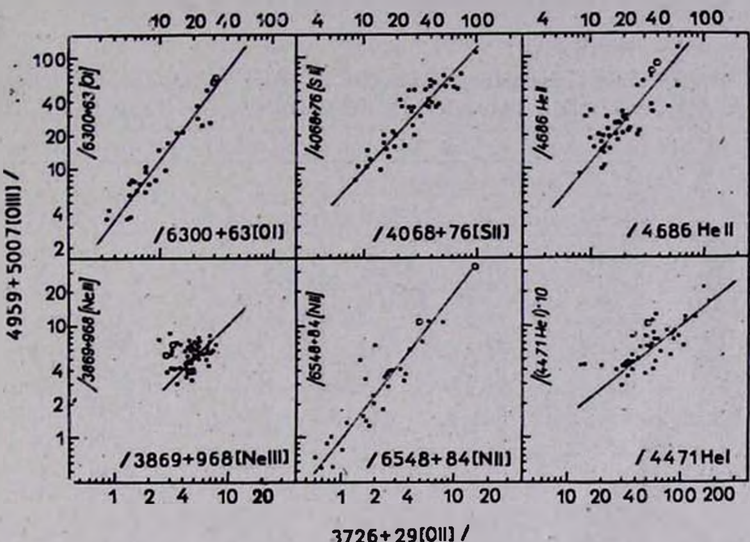


Рис. 5. Зависимости между отношениями интенсивностей линий 4959+5007 [O III]/I (λ) и 3726+29 [O II]/I (λ) для волокон Крабовидной туманности (для линий [Ne III], [O I], He I, He II, [S II], [N II]).

в их спектрах отсутствуют линии того или иного химического элемента. Заметим, что расчет фотоионизационных моделей свечения волокон является наиболее точным методом определения физических характеристик волокон и туманности в целом (химического состава, оптической толщины, параметров поля L_c-излучения и др.). В результате наблюдаемые спектры волокон, взятые из работ [1, 3—7], мы представили тремя синтетическими спектрами A, B и C, которые содержат все необходимые для анализа физических условий линии и в которых отношения интенсивностей λ 4959+5007 [O III]/H$_\beta$ приняты равными 5, 16 и 40 соответственно. Эти значения соответствуют примерно минимальной, средней и максимальной величине интенсивности [O III]/H$_\beta$, наблюдаемой в волокнах. Заметим, что большинство волокон, спектры которых до сих пор изучались, принадлежит к группе *B*.

Для определения относительных интенсивностей других эмиссионных линий мы использовали корреляции между [O III]/H$_\beta$ и соответствующими отношениями $I(\lambda)/H_\beta$ (рис. 2). Интенсивности недостающих линий определялись через хорошо выраженные линейные зависимости между [O III]/H_β и [O II]/$I(\lambda)$ (рис. 4). При этом использовались интенсивности линий [O II]/H_β, найденные по зависимости между [O III]/H_β и [O II]/H_β. Найденные таким образом относительные интенсивности основных эмиссионных линий, наблюдаемых в волокнах Крабовидной туманности, для каждой из групп волокон A, B и C приведены в табл. 2.

Таблица 2

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ОСНОВНЫХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ, НАБЛЮДАЕМЫХ В ВОЛОКНАХ КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

Линия	$I(\lambda)/I(H_\beta)$					
	Группа волокон			Яркие	Слабые	Яркое волокно
	A	B	C			
3346+425 [Ne V]	0.07	0.70	3.9*	0.38	1.2	0.70
3726+29 [O II]	5.5	15.0	30.0	10.5	20.0	14.9
3869+968 [Ne III]	1.0	2.9	7.0	2.2	4.0	3.4
4068+76 [S II]	0.64	0.40	0.30**	0.55	0.44	0.45
4101 H_δ	0.23	0.27	0.30***	0.24	0.28	—
4340 H_γ	0.43	0.45	0.50	0.51	0.49	—
4363 [O III]	0.028	0.24	1.0	0.15	0.40	0.18
4471 He I	0.030	0.26	0.63	0.21	0.37	0.28
4686 He II	0.23	0.85	2.4	0.58	1.2	0.83
4959+5007 [O III]	*5.0*	*16.0*	*40.0*	10.8	22.2	20.9
5198+5200 [N I]	—	—	—	0.13	0.08	0.10
5755 [N II]	0.089	0.080	0.058**	0.081	0.061	0.04
5876 He I	0.25	0.70	1.6	0.44	0.82	0.89
6300+63 [O I]	1.4	1.1	0.83**	1.2	1.0	1.2
6563 H_α	2.8	2.9	3.0****	3.0	3.7	3.2
6548+84 [N II]	8.7	6.8	5.0	7.2	6.7	4.5
6716+31 [S II]	7.3	4.7	3.0**	5.8	4.3	4.5
7320+30 [O II]	0.15	0.58	1.6	0.38	0.72	0.39

Примечание. * — зависимость между [O III]/H_β и [Ne V]/H_β построена по нескольким измерениям интенсивности линии [Ne V]/H_β, поэтому данные значения неуверенные; ** — соответствующие значения найдены по зависимости между интенсивностями линий [O III]/H_β и [O II]/$I(\lambda)$; *** — значения, найденные по зависимости между H_α/H_β и H_γ/H_β, H_δ/H_β; **** — значения найдены по зависимости [O III]/H_β и H_α/H_β.

Для сравнения в табл. 2 приводится также спектр «ярких» и «слабых» волокон (такое разделение волокон часто употребляется в литературе).

Интенсивности линий для этих волокон определялись обычным осреднением наблюдаемого линейчатого спектра. В качестве разделяющего фактора служила интенсивность линии [O III]/H_β. Яркими считались те волокна, у которых [O III]/H_β > 15.0, а слабыми — у которых [O III]/H_β < < 15.0. Как видно, спектры «ярких» и «слабых» конденсаций не так сильно отражают разнообразие наблюдаемых спектров волокон, как группы волокон A, B и C. В табл. 2 приведен также индивидуальный спектр отдельного, т. н. «яркого волокна», соответствующие интенсивности эмиссионных линий для которого взяты из работы [9]. Интенсивности всех спектральных линий в табл. 2 исправлены за межзвездное поглощение $A_V = 1^m.6$.

3. *Обсуждение.* Зависимости между отношениями [O III]/H_β и $I(\lambda)/H_\beta$ (рис. 2, 3) показывают, что интенсивности линий [O III], [Ne III], [O II], He I и He II меняются примерно в одинаковой пропорции при переходе от одного волокна к другому. Несколько отличающееся поведение линии λ 4363 [O III], очевидно, обусловлено дисперсией электронной температуры T_e в волокнах, а возможно и ошибками наблюдений (линия λ 4363 [O III] одна из самых слабых). Поведение линий [S II], [N II] и [O I] (рис. 3) отличается от поведения остальных линий. Несмотря на большой разброс точек на рис. 3, видно, что интенсивности этих линий в среднем уменьшаются с увеличением интенсивности [O III]/H_β. Линии [S II], [N II] и [O I] довольно яркие, поэтому разброс точек на рис. 3 скорее всего реальный; частично он может быть связан с дисперсией T_e в волокнах.

Зависимости, представленные на рис. 5, подтверждают сделанный выше вывод о характере поведения разных линий. В частности, большая концентрация точек вблизи средних значений отношения [O III]/[Ne III] и [O II]/[Ne III] (рис. 5, слева внизу) свидетельствует о том, что потоки в линиях [O III], [O II] и [Ne III] связаны между собой линейно с коэффициентом пропорциональности, близким к 1. Эти линии образуют первую группу линий. Зависимости, включающие линии второй группы [S II], [N II], [O I] (рис. 5), согласуются с большой дисперсией точек на рис. 3 и свидетельствуют о том, что эта дисперсия не может быть обусловлена только электронной температурой T_e: отношения запрещенных линий на рис. 5 меняются больше чем на порядок величины, в то время как они слабо зависят от T_e в диапазоне $T_e = (10—20) \cdot 10^3$ K, наблюдаемом в волокнах. Реальная дисперсия интенсивностей линий [O I], [N II], [S II] может быть связана с разной геометрической толщиной оптически толстых волокон, что приводит к разной ширине зоны свечения низкоионизованных атомов, либо же с дисперсией химического состава газа в волокнах.

Из рис. 5 видно также, что поведение линий He I и He II такое же, как поведение линий [O I], [N II] и [S II]. Этого, однако, нельзя сказать, если сравнивать рис. 2 и 3. Следовательно, линии He I и He II образуют третью группу линий. Поскольку зависимости, включающие линии He I и He II на рис. 5, похожи на зависимость [O III]/H_β — [O II]/H_β (рис. 2), то линия H_β также относится к этой группе.

Таким образом, наблюдаемые в спектрах волокон Крабовидной туманности эмиссионные линии по своему поведению относительно остальных линий делятся на три группы: к первой группе линий относятся [O III], [O II] и [Ne III], ко второй — [S II], [N II] и [O I] и к третьей — H_β, He I, He II. Любые соотношения между относительными интенсивностями линий внутри каждой из групп (см. рис. 1а и рис. 5 слева внизу) не показывают никаких зависимостей, а показывают только разброс точек, который наименьший в первой группе и наибольший во второй. Величина разброса не связана с яркостью линий в данной группе. Следует отметить, что группы линий, обсуждаемые здесь, не связаны с группами волокон, обсуждаемыми выше.

Чем же обусловлено наблюдаемое разнообразие спектров волокон Крабовидной туманности? Некоторые рассуждения на эту тему изложены в работе [2]; сделанные там выводы подтверждаются сейчас новыми наблюдениями. Большую роль, несомненно, играет дисперсия ионизации атомов в разных волокнах, обусловленная разными размерами волокон и значениями плотности газа в них, а также разными расстояниями их от центра туманности, т. е. разными характеристиками поля ионизирующего излучения «аморфной массы». Однако одной лишь дисперсией ионизации нельзя объяснить наблюдаемые зависимости He II/H_β — He I/H_β и [O III]/H_β — [O II]/H_β на рис. 1. Как показали расчеты [2], при фиксированном значении содержания гелия или кислорода дисперсия ионизации приводит к зависимостям между указанными выше отношениями линий, напоминающим таковые для планетарных туманностей (заштрихованные области). Дисперсия T_e, в принципе, может объяснить зависимости между линиями кислорода (рис. 1b), однако она не в состоянии объяснить зависимость между линиями гелия (рис. 1а). Ударное возбуждение линий водорода и гелия в волокнах при наблюдаемых температурах $T_e \lesssim 2 \cdot 10^4$ K также не может объяснить наблюдаемые зависимости на рис. 1.

Кроме дисперсии ионизации и T_e в волокнах важную роль при интерпретации спектров играет дисперсия содержания химических элементов. Этот вопрос, однако, требует специального рассмотрения и будет обсуждаться во второй части нашего исследования.

Нетривиальность предположения о дисперсии химического состава в волокнах Крабовидной туманности заставила нас выяснить, имеются ли зависимости, аналогичные показанным на рис. 1—5, в других туманностях (диффузных и планетарных), спектры которых заметно меняются по поверхности. Легче всего это проследить по линиям λ 4959 + 5007 [O III] и λ 3726 + 29 [O II], которые наблюдаются в спектре практически любой туманности.

Хорошо известно, что спектр туманности Ориона (NGC 1976) характеризуется максимальным возбуждением в ее центральной части вблизи Трапеции [10]. Там отношение [O III]/H_β максимально. Отношение же [O II]/H_β в центре туманности минимально и увеличивается наружу. На рис. 1b зависимость между [O III]/H_β и [O II]/H_β для туманности Ориона отмечена крестиками. Как видно, характер этой зависимости не такой, как для волокон Крабовидной туманности. Он целиком объясняется изменением ионизации кислорода внутри туманности по мере удаления от возбуждающей звезды θ' Ориона.

Аналогичную зависимость мы построили для диффузной туманности «Лагуна» (NGC 6523) по данным наблюдений [11]. На рис. 1b она отмечена незаполненными кружками. И эта зависимость также соответствует изменению ионизации кислорода в туманности. Небольшое различие между ходом зависимостей для туманности Лагуна и Ориона связано с тем, что излучение центральной части NGC 1976 (на рис. 1b это область больших значений [O III]/H_β) испытывает поглощение пылью, перемешанной с газом. Учет этого поглощения не изменит отношения [O III]/H_β, но увеличит [O II]/H_β.

Такие же зависимости мы попытались построить для некоторых планетарных туманностей, спектры которых приведены в каталоге [8]. Наиболее подходящими для нашей цели оказались три туманности — NGC 2392, NGC 6853 и NGC 7662. К сожалению, диапазон изменения относительной интенсивности линий кислорода в каждой из этих трех туманностей невелик, к тому же все они являются объектами высокого возбуждения. Тем не менее, даже эти короткие участки зависимостей указывают на изменение ионизации газа в туманностях.

Наиболее полную зависимость между [O III]/H_β и [O II]/H_β (к тому же, весьма близкую к теоретической [2]) представляет набор планетарных туманностей с примерно одинаковым химическим составом. Ионизация газа, а следовательно, и наблюдаемые спектры в разных туманностях сильно отличаются, но все вместе образуют четкую зависимость. На рис. 1b она представлена «заштрихованной областью». Такая же зависимость показана на рис. 1a между отношениями интенсивностей линий He II/H_β и He I/H_β.

Из всех рассмотренных нами туманностей только в волокнистой туманности «Петля в Лебеде» (NGC 4449), также остатке Сверхновой, имеется зависимость, подобная той, что наблюдается для волокон Крабовидной туманности. Согласно одной из последних работ [12], посвященных интерпретации спектров волокон NGC 4449, существующие модели свечения волокон в результате прохождения ударной волны не в состоянии объяснить наблюдаемого многообразия спектров волокон. Таким образом, спектры волокон Крабовидной туманности и туманности «Петля в Лебеде» похожи между собой не только большой яркостью запрещенных линий, но и своим многообразием, заключающемся в широком диапазоне значений относительных интенсивностей эмиссионных линий для разных волокон.

Львовский государственный университет
Крымская астрофизическая обсерватория

THE CHEMICAL COMPOSITION OF CRAB NEBULAE FILAMENTS. I. THE OBSERVED REGULARITIES IN THE SPECTRA OF FILAMENTS

V. V. GOLOVATY, V. I. PRONIK

The analysis of the available published spectroscopic observations of the Crab Nebulae filaments has been carried out. It has been shown that the relative intensities of the emission lines differ rather strongly from filament to filament and these differences are real. The regularity in the observed variety of spectra has been studied. Owing to the regularity, the range of intensities of the observed lines is represented by means of three average spectra containing the intensities of all necessary lines. It is ascertained that the dependence between ratios [O III]/H_β and [O II]/H_β is observed not only in the Crab Nebulae but also in filaments of nebulae Cygny Loop (remnant supernovae) and in no other diffuse or planetary nebulae.

ЛИТЕРАТУРА

1. *L. Woltjer*, Bull. Astron. Inst. Netherl., 14, 483, 1958.
2. *В. В. Головатый, В. И. Проник*, Астрон. ж., 50, 1147, 1973.
3. *K. Davidson*, Astrophys. J., 220, 177, 1978.
4. *J. Miller*, Astrophys. J., 220, 490, 1978.
5. *K. Davidson*, Astrophys. J., 228, 179, 1979.
6. *R. Fesen, R. Kirshner*, Astrophys. J., 258, 1, 1982.
7. *K. Davidson, T. R. Gall, S. P. Maran, T. P. Stecher, R. A. Fesen, R. A. Parise, C. A. Harvell, M. Kafatos, V. Trimble*, Astrophys. J., 253, 696, 1982.
8. *J. B. Kaler*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 31, No. 4, 517, 1976.
9. *D. Pequignot, M. Dennefeld*, Astron. and Astrophys., 120, 249, 1983.
10. *D. Osterbrock, E. Flatter*, Astrophys. J., 129, 26, 1959.
11. *В. И. Проник*, Изв. Крым. обсерв., 23, 3, 1960.
12. *R. Fesen, W. Blair, R. Kirshner*, Astrophys. J., 262, 171, 1982.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 25 • АВГУСТ, 1986 ВЫПУСК 1

УДК: 524.352—856

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ХОЛОДНЫХ ГИГАНТОВ В ПЛОСКОСТИ ГАЛАКТИКИ

Ю. К. МЕЛИК-АЛАВЕРДЯН, Г. Г. ТОВМАСЯН

Поступила 24 мая 1984
Принята к печати 20 апреля 1986

Рассмотрено распределение гигантских звезд поздних спектральных классов в плоскости Галактики. В качестве источника данных служил каталог № 5015 (SAO and Astrophysical Data) на магнитной ленте. Показано, что в полосе $-5\overset{\circ}{.}7<b<5\overset{\circ}{.}7$ в плоскости Галактики распределение этих звезд неоднородно и коррелирует с распределением темных газо-пылевых облаков. Обсуждена возможная эволюционная связь рассматриваемых звезд с межзвездными газо-пылевыми облаками.

1. *Введение.* Неравномерность распределения звезд в Галактике, и, в частности, в галактической плоскости,— явление, изучение которого дает основание для важных космогонических заключений. Известно, например, что открытие звездных ассоциаций [1] привело к выводу о том, что в Галактике продолжается процесс звездообразования [2]. Концентрация звездных ассоциаций к спиральным рукавам Галактики указывает на спиральные рукава, как на области звездообразования. Вместе с тем, спиральные рукава являются также местом концентрации межзвездного вещества. Это обстоятельство часто рассматривается как свидетельство в пользу представления о возникновении звезд из межзвездной среды. Согласно другой точке зрения [1, 2], наличие больших масс диффузной материи в областях звездообразования связано с выбросом этой материи молодыми, недавно образовавшимися звездами. Эта точка зрения основывается на наблюдательных данных относительно выброса вещества молодыми звездами [3].

В любом случае, наличие определенной связи между распределением молодых звезд и распределением диффузной материи является наблюдательным фактом. Эта связь, как было отмечено выше, хорошо прослеживается в спиральных рукавах Галактики. Однако неоднородность распределения межзвездной среды, наличие «облачной» структуры диффузного вещества характерно не только для спиральных рукавов, но и для всего

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО l^{II} ЗВЕЗД-ГИГАНТОВ РАЗЛИЧНЫХ

Класс	180	170	160	150	140	130	120	110	100	90	80	70	60	50	40	30	20	10	0
K0—K3 II	0	3	0	2	7	6	5	1	1	5	9	5	3	0	0	0	2	3	
K0—K3 III	3	12	3	25	20	42	19	30	11	21	20	54	15	10	7	7	2	2	
K4—K6 II	0	2	0	1	0	0	0	0	0	1	5	1	0	0	0	0	0	0	
K4—K6 III	2	1	0	3	4	4	4	6	0	4	7	4	2	3	3	0	3	0	
KII, III*	5	18	3	31	31	59	28	37	12	31	41	64	21	13	10	7	7	5	
MII, III	3	1	0	2	3	3	4	9	3	2	6	9	3	2	0	0	0	0	
C	1	0	0	0	0	0	1	0	0	1	1	1	0	0	0	2	0	1	
S	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	2	1	0	1	1	0	0	0	
Всего	9	19	3	33	34	62	34	46	15	34	49	75	24	16	11	9	7	6	
	180	170	160	150	140	130	120	110	100	90	80	70	60	50	40	30	20	10	0

* В суммарное распределение гигантов типа K входят также одна звезда тической долготы.

объема Галактики. Поэтому, признавая связь между распределением звезд и диффузной материи, следует ожидать определенной неоднородности распределения звезд не только в спиральных рукавах, но и в промежутках между ними.

Принимая в качестве рабочей гипотезы, подлежащей проверке, что «облака» диффузной материи в промежутках между спиральными рукавами образовались в результате потери массы звездами, мы полагаем, что такими звездами, скорее всего, могут быть гигантские звезды поздних спектральных классов. Действительно, холодные гиганты достаточно многочисленны, хорошо представлены в межспиральных областях и характеризуются интенсивным выбросом вещества [4]. Исходя из этого, ниже рассматривается распределение по галактической долготе красных гигантов, расположенных в галактической плоскости в окрестностях Солнца, с целью проверки связи этих звезд с диффузной газо-пылевой средой.

2. *Наблюдательные данные.* Исходным материалом для данной работы послужил каталог № 5015 (SAO with Astrophysical Data) [5] на магнитной ленте, созданной в Страссбургском центре звездных данных и предоставленный нам ЦАД при Астросовете АН СССР. Этот каталог, помимо астрометрических данных, содержащихся в хорошо известном печатном варианте [6], включает в себя следующую информацию:

1. Галактические координаты,

Таблица 1

СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ В ПЛОСКОСТИ ГАЛАКТИКИ С $|b^{II}| < 5.^{\circ}7$

0	350	340	330	320	310	300	290	280	270	260	250	240	230	220	210	200	190	180
0	1	2	9	2	3	2	4	1	2	1	1	1	1	0	4	2	3	
3	45	80	92	61	47	54	86	101	90	16	14	5	2	6	8	12	8	
0	0	0	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	
0	5	5	14	13	2	6	5	5	4	2	1	0	2	1	6	2	2	
3	52	89	117	78	52	62	95	107	96	19	16	6	5	7	18	17	13	
0	6	10	18	11	5	17	18	13	10	4	2	1	1	1	2	2	5	
1	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	2	2	1	1	3	
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1	0	1	0	0	
4	58	99	135	90	57	79	113	120	106	23	18	8	9	10	22	20	21	
0	350	340	330	320	310	300	290	280	270	260	250	240	230	220	210	200	190	180

типа K7 III в полосе 50°—60° и семь (!) звезд этого типа в полосе 120°—130° галак-

2. МК-классификацию,

3. Данные *UBV* фотометрии,

4. Радиальные скорости.

Одним из авторов настоящей работы (Г.Г.Т) были разработаны программы на алгоритмических языках PI/I и Фортран для выборки из указанного каталога, содержащего 260 000 объектов, звезд интересующих нас спектральных классов и статистической обработки полученного массива данных. С помощью этих программ было получено распределение по галактической долготе холодных гигантов, содержащихся в вышеупомянутом каталоге. Интервал по галактической долготе принят равным 10 градусам. В выборку включены звезды, содержащиеся в полосе шириной $\pm 5.^{\circ}7$ у галактического экватора, спектральных классов К и М, классов светимости II и III, а также все С и S звезды. Сверхгиганты (класс светимости I) исключались из рассмотрения. Наиболее многочисленные в выборке гиганты класса К разбиты на 6 групп по спектральному подклассу и светимости, как это показано в табл. 1.

3. *Анализ наблюдательных данных.* Для того, чтобы судить о распределении звезд по галактической долготе, используя данные табл. 1, необходимо выяснить, насколько однородными по полноте являются приведенные в этой таблице выборки звезд в различных направлениях. Как отмечено в [5], каталог SAO по степени полноты можно разделить на шесть

зон. Для каждой из этих зон в табл. 2, взятой из [5], приводятся относительные количества звезд в процентах, включенных в каталог.

Таблица 2

СТЕПЕНЬ ПОЛНОТЫ ЗОН КАТАЛОГА [5]

m \ δ	90° −2°.5	−2°.5 −30°	−30° −40°	−40° −52°	−52° −64°	−64° −90°
$>7^m.5$	99.1	98.6	99.0	99.2	99.6	95.6
>8.0	98.8	98.1	99.0	98.8	99.3	87.1
>8.5	97.4	97.5	98.6	98.6	96.5	71.8
>9.0	97.1	96.8	96.8	94.9	89.0	55.9
<9.5	91.7	91.3	93.4	87.8	81.5	43.4

Как показывает рассмотрение табл. 2, в отношении полноты каталог достаточно однороден всюду, за исключением слабых звезд зоны от — 64° до — 90° склонения. Однако по относительному количеству звезд, имеющих МК-классификацию, эти зоны существенно различаются. Это видно из табл. 3, в которой приводятся относительные количества спектрально классифицированных звезд в каждой зоне [5].

Таблица 3

ОТНОСИТЕЛЬНОЕ КОЛИЧЕСТВО ЗВЕЗД С ИЗВЕСТНОЙ МК-КЛАССИФИКАЦИЕЙ

m \ δ	+90° −2°.5	−2°.5 −30°	−30° −40°	−40° −52°	−52° −64°	−64° −90°
$>7^m.5$	22.3	9.9	9.2	97.5	98.5	98.4
>8.0	13.4	5.9	4.6	97.6	98.2	99.6
>8.5	10.9	4.8	3.8	95.9	97.4	98.4
>9.0	6.7	2.0	2.4	90.5	95.4	94.4
>9.5	5.2	1.6	1.6	81.8	85.8	80.8
<9.5	3.5	2.0	1.2	75	65.1	50.9
Всего	10.2	4.8	4.2	87.6	87.5	88.7

Сопоставляя табл. 2 и 3 и пользуясь таблицами преобразования экваториальных координат в галактические, находим, что вся интересующая нас зона шириной $|b| \leqslant 5^\circ.7$ у галактического экватора может быть подразделена на следующие области. Первая область $260^\circ \lesssim l \lesssim 350^\circ$ является наиболее исследованной: в этой области выявлено и спектрально классифицировано 75% всех звезд. Во второй зоне с $30^\circ \leqslant l \leqslant 210^\circ$ примерно 10% и, наконец, в третьей зоне с $350^\circ \lesssim l \lesssim 30^\circ$

и $210^\circ \lesssim l \lesssim 260^\circ$ — всего 4%. В пределах каждой из этих областей, приведенная в табл. 1 выборка звезд может считаться более или менее однородной по направлениям в отношении полноты, что очень существенно для дальнейшего анализа.

4. *Распределение холодных гигантов в галактической плоскости.* Рассмотрение табл. 1 с учетом выполненного в предыдущем разделе анализа показывает, что распределение холодных гигантов в галактической плоскости характеризуется значительной неоднородностью в пределах каждой из четырех зон, взятых в отдельности. Например, концентрация М-гигантов к местному спиральному рукаву отчетливо видна с $l = 60^\circ$ и выше. В противоположном направлении вдоль местного спирального рукава максимум в распределении М-гигантов не так отчетлив, так как мы имеем границу зон с существенно различной степенью полноты выборки. На концентрацию М-гигантов к местному спиральному рукаву указывалось и раньше (см., например, [7]). Приведенные в табл. 1 данные позволяют сделать вывод о том, что распределение К-гигантов весьма похоже на распределение М-гигантов и также соответствует в общих чертах ориентации местного спирального рукава. Из [7] известно, что гиганты типа М составляют неоднородный по своему распределению в Галактике класс, и среди них есть объекты как промежуточной составляющей, так и плоской.

Мы разделили гиганты типа К на 6 групп по подклассам и классам светимостей. Как видно из табл. 1, большую часть составляют звезды третьего класса светимости, типов K0—K3. Они в основном и определяют наблюдаемую неравномерность распределения по галактическим долготам. На рис. 1 приводятся графически результаты табл. 1 суммарно для всех звезд, до соответствующих звездных величин.

Сравним теперь распределение холодных гигантов с распределением диффузной межзвездной материи. С этой целью воспользуемся результатами [8] распределения газо-пылевых облаков в окрестности Солнца. Для того, чтобы сравнить распределение этих газо-пылевых облаков с приведенным в табл. 1 распределением звезд, мы должны выделить те облака, которые расположены в том же объеме, что и рассматриваемые звезды. Величину этого объема оценим следующим образом. Примем, исходя из того, что большинство исследуемых звезд класса K0—K3 III, что абсолютная звездная величина рассматриваемых красных гигантов равна $+0^m0$ [9]. Тогда, взяв значение межзвездного поглощения в среднем за $A_V = 1^m5$ кпк$^{-1}$ и принимая во внимание, что мы рассматриваем звезды до 9^m5, находим, что эти звезды удалены от Солнца не более, чем на 500 пк.

Принимая 1000 пк в качестве размера области, в которой расположены интересующие нас звезды (конечно, имеется в виду расстояние в плоскости Галактики), можно построить зависимость от галактической долготы количества газо-пылевой материи на луче зрения в пределах до принятого предельного расстояния. Эта зависимость показана на рис. 2. Сравнение рис. 1 и 2 позволяет сделать вывод, что в пределах указанных зон, характеризующихся однородностью выборки по направлениям внутри каж-

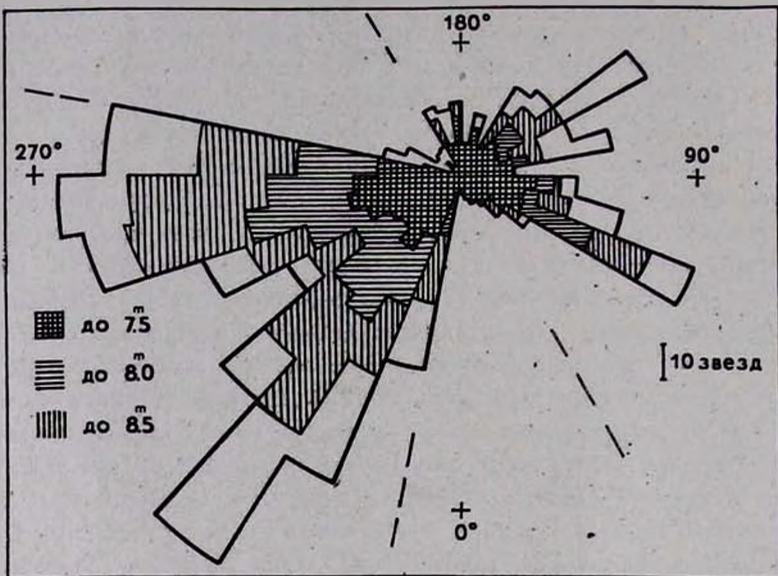


Рис. 1. Распределение холодных звезд-гигантов в плоскости Галактики в полосе $|b| < 5^{\circ}.7$ до различных видимых звездных величин. Масштаб количества звезд указан на рисунке.

дой зоны, распределение холодных гигантов явно коррелирует с распределением облаков межзвездной газо-пылевой среды. На это указывают два глубоких минимума в распределении как звезд, так и пыли в направлениях 90° и 310° галактической долготы. Оба этих минимума находятся в средних частях однородных по выборке областей, что свидетельствует об их реальном существовании.

5. *Обсуждение.* Как известно, холодным гигантам присуще заметное истечение из них газо-пылевой материи. Ниже будет показано, что интенсивность этого истечения оказывается достаточной для объяснения количества наблюдательной межзвездной газо-пылевой среды. Действительно, рассматриваемые звезды расположены в области у галактического экватора шириной $b = \pm 5^{\circ}.7$ и радиусом $R = 500$ пк. Объем V этой области равен:

$$V = 4\pi R^2 \int_0^{5.7} \sin\vartheta d\vartheta \approx 2\cdot 10^6 \text{ пк}^3. \qquad (1)$$

Общее количество N красных гигантов в этом объеме примем $\sim 10^3$. Эта оценка является, вероятно, заниженной, так как мы учитываем в ней только выявленные и классифицированные звезды-гиганты.

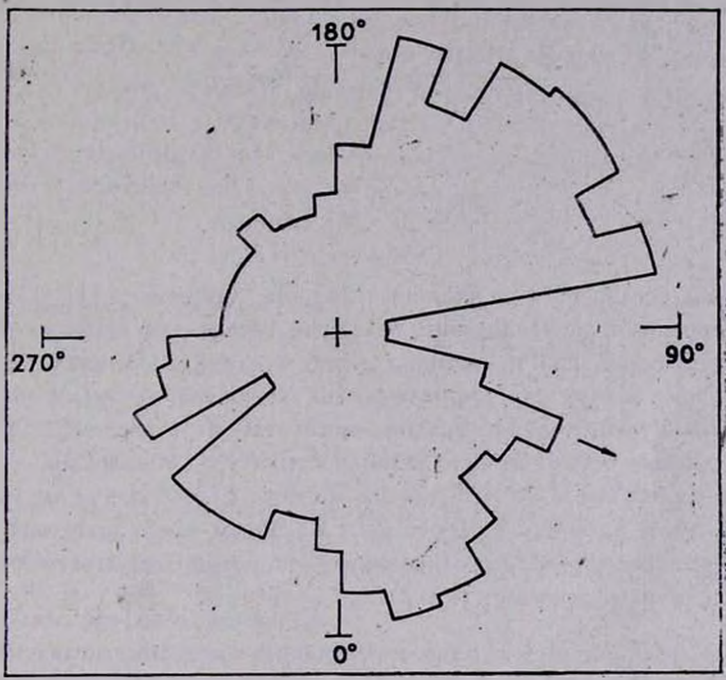


Рис. 2. Распределение газо-пылевых облаков в галактической плоскости, построенное по данным [8].

Рассмотрим теперь образование слоя диффузной материи холодными гигантами, расположенными в вышеупомянутом объеме. Количество материи в виде газо-пылевых облаков при этом будет определяться двумя конкурирующими процессами: выбросом вещества звездами и диссипацией этого вещества из объема. Для стационарного случая имеем:

$$Nm \approx \frac{M}{\tau}, \qquad (2)$$

где m — скорость потери массы холодными гигантами, составляющей $\sim 10^{-7}\ M_{\odot}$/год [4], M — масса диффузного вещества в рассматриваемом объеме, τ — время диссипации этого вещества.

Время τ можно оценить следующим образом:

$$\tau = \frac{S}{v_T}, \tag{3}$$

где S — толщина слоя диффузного вещества, составляющая ~ 140 пк [10], а $v_T \approx \sqrt{RT}$ — скорость звука в этом веществе. Полагая $T \approx \approx 100^\circ$ K, находим $v_T \approx 10^5$ см с$^{-1}$. Из (2) и (3) получаем:

$$\frac{M}{V} = \tau \dot{m} \frac{N}{V} = \frac{S}{v_T} \dot{m} \frac{N}{V} \tag{4}$$

или, численно,

$$\frac{M}{V} \simeq 10^{-} M_\odot \text{ пк}^{-3},$$

что хорошо согласуется с наблюдательными данными [11]. Отмеченная выше корреляция распределения холодных гигантов с газо-пылевой материей, образующей, как известно, спиральные рукава, ставит перед нами вопрос о том, почему эта корреляция не нарушена за время жизни рассматриваемых гигантов? Необходимо отметить, что в настоящее время уже имеются данные о том, что спиральная структура образована не только молодым, но и более старым населением диска [12]. На это же указывает, по-видимому, и настоящая работа. Мы не будем здесь пытаться дать какое-либо объяснение данному явлению, которое предполагаем более подробно рассмотреть отдельно.

6. *Заключение.* Изучение распределения холодных гигантских звезд, принадлежащих к населению первого типа, позволяет сделать следующие выводы:

1. Наблюдается определенная корреляция распределения холодных гигантов, принадлежащих к населению первого типа, с некоторыми деталями распределения межзвездного газо-пылевого вещества в плоскости Галактики.

2. Происхождение слоя газо-пылевого вещества в плоскости Галактики может быть объяснено, по крайней мере в количественном отношении, истечением вещества из холодных гигантов населения первого типа с одновременной диссипацией этого вещества из галактической плоскости в объем Галактики.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE DISTRIBUTION OF COOL GIANT STARS IN THE GALACTIC PLANE

YU. K. MELIK-ALAVERDIAN, G. H. TOVMASSIAN

The distribution of late type giant stars in the galactic plane is studied. The catalogue "SAO and Astrophysical Data" on magnetic type is used as the data source. It is shown that in the narrow band of $|b^{II}| \leqslant 5.7$ of the galactic plane, the distribution of these stars is not homogeneous and is correlated with the distribution of interstellar matter. The possibility of the evolutionary connection of late type giants and interstellar matter is discussed.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. А. Амбарцумян*, Астрон. ж., 26, 3, 1949.
2. *В. А. Амбарцумян*, Изв. АН СССР, сер. физ. 14, № 1, 15, 1950.
3. *L. V. Kuhi*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 75, 416, 1963.
4. *D. Reimers*, Astron. and Astrophys., 24, 79, 1979.
5. *F. Ochsenbein*, Bull. Inf. Cent. données stellaires, 19, 74, 1980.
6. Star Catalogue of Smithsonian Astrophysical Observatory, Smithsonian Institution, 1966.
7. *L. N. Mavridis*, Structure and Evolution of the Galaxy, ed. L. N. Mavridis, D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht, 1971, p. 111.
8. *Th. Neckel, G. Klare*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 42, 251, 1980.
9. *T. Mikami, A. Heck*, Publ. Astron. Soc. Jap., 34, 529, 1982.
10. *А. С. Шаров*, Астрон. ж., 40, 900, 1963.
11. *H. Scheffer*, Z. Astrophys., 65, 60, 1967.
12. *F. Schweizer*, in "La Dynamique des Galaxies Spirales", Ed. L. Weliachev, Paris, CNRS, 1975, p. 337.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 25 АВГУСТ, 1986 ВЫПУСК 1

УДК: 524.336—33

ЗАВИСИМОСТЬ ЦВЕТА I—K ОТ ПЕРИОДОВ ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА МАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Р. А. ВАРДАНЯН

Поступила 9 июля 1985
Принята к печати 25 марта 1986

Показано, что рост наблюдаемой степени поляризации у красных переменных звезд высокой светимости в сторону больших значений цвета $I—K$ и периода изменения блеска обусловлен собственной поляризацией у этих звезд.

Ряд параметров звезд типа Миры Кита коррелирует с периодом изменения их блеска. У тех звезд, которые являются мазерными источниками, видимое излучение обладает собственной поляризацией, причем обычно у долгопериодических переменных звезд степень поляризации увеличивается с увеличением периода (начиная с $P > 250$ дней) и цвета $I—K$ [1, 2]. Подтверждением этого является работа Хозова и др. [3]. В этом случае, независимо от того, наблюдаем ли мы изменение степени поляризации света красных переменных звезд или нет, наличие поляризации можно приписать, в основном, самим звездам.

Однако перед тем, как сделать такой вывод, необходимо выяснить, не обусловлено ли увеличение цвета $I—K$ с увеличением периода изменения блеска у этих объектов расстоянием (r) или межзвездным поглощением (A_V) — вопрос, который ранее не был рассмотрен.

Для выяснения этого вопроса из каталога Энгельса [4] нами были выписаны все мазерные источники с известными цветами $I—K$ в порядке возрастания их периодов, за исключением холодных сверхгигантов и полуправильных (типа SR) переменных звезд.

В итоге в этот список вошли 57 мазерных источников (табл. 1). Для них способом наименьших квадратов была получена зависимость цвета $I—K$ от периодов изменения блеска (P):

$$(I-K) = 0.73\frac{P}{100} + 2.09 \pm 0.675. \qquad (1)$$

Таблица 1

№	IRC	Звезда	Расстояние r (пк)	Период P	$I-K$	$\Delta(I-K)_{выч.}$
1	2	3	4	5	6	7
1	10050	IK Tau	270	460	6.78	1.33*
2	20127	U Ori	280	372	5.40	0.60
3	10406	R Aql	300	293	5.01	0.82
4	—20066	T Lep	306	368	4.99	0.22
5	30215	R lMi	350	372	4.22	—0.58
6	50484	R Cas	359	431	4.86	—0.27
7	—30419	RR Sgr	370	334	4.96	0.44
8	30272	R CrB	375	360	3.87	—0.84
9	20298	U Her	457	406	4.18	—0.86
10	10527	R Peg	480	378	4.38	—0.47
11	—10290	S Vir	477	378	5.13	0.29
12	30360	V Lyr	488	374	4.93	0.11
13	10011	WX Psc	510	650	7.60	0.77
14	10433	RT Aql	532	331	5.14	0.65
15	—20133	Z Pup	540	500	5.71	—0.02
16	10060	R Tau	594	324	3.92	—0.42
17	00243	RS Vir	613	353	4.96	0.29
18	—10529	—	620	680	6.77	—0.27
19	—30033	W Eri	693	376	5.20	0.38
20	—20197	—	740	620	6.17	—0.44
21	—30215	RU Hya	741	333	3.78	—0.73
22	00458	RR Aql	758	394	4.73	—0.23
23	40135	RU Aur	777	468	6.93	—1.42*
24	50137	NV Aur	820	620	6.47	—0.14
25	30464	UX Cyg	900	578	5.23	—1.06*
26	60001	Y Cas	955	414	5.39	0.29
27	10450	SY Aql	964	356	5.09	0.41
28	20281	WX Ser	970	425	6.08	0.90*
29	60172	U Lyn	1018	436	4.83	—0.43
30	40230	U CVn	1030	346	5.10	0.49
31	—20540	—	1050	530	6.05	0.15
32	10342	RT Oph	1091	426	5.14	—0.05
33	30492	RV Peg	1175	389	5.34	0.42*
34	—10264	T Vir	1218	339	3.51	—1.04*
35	10234	W Leo	1224	385	5.76	0.87
36	—20403	VV Sgr	1453	401	4.02	—0.99*
37	40328	RW Lyr	2376	504	4.85	—1.02*

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
38	30195	AU Gem	2703	424	5.62	0.45*
39	—10329	FS Lib	7980	415	5.67	0.56*
40	30282	RU Her	—	485	5.64	0.02
41	—30271	RR SCo	—	280	3.76	—0.36
42	70168	T Cep	—	388	4.82	—0.09
43	10066	RX Tau	—	335	5.65	1.12*
44	10135	FX Mon	—	427	5.25	0.05*
45	—10222	X Hya	—	301	4.66	0.39
46	20237	R Com	—	362	4.26	0.36
47	10290	S Ser	—	369	5.06	0.29
48	10314	RX Oph	—	322	4.49	0.06*
49	10498	UU Peg	—	456	5.52	0.11
50	—30006	S Scl	—	366	3.25	—1.50
51	30126	U Aur	—	408	3.98	1.05
52	70067	V Cam	—	522	6.18	0.29
53	20285	R Ser	—	356	4.31	—0.37
54	40037	W And	—	397	5.60	0.62
55	60150	TX Cam	—	557	6.87	0.72*
56	50141	R Aur	—	450	4.34	—1.02
57	10185	R Cnc	—	362	3.70	—1.02

Как следует из выражения (1), с увеличением периодов звезд с мазерными источниками цвет $I—K$ увеличивается.

С целью определения точности вычисленного значения $(I—K)$, по формуле (1) для 57 мазерных источников мы вычислили величины $(I—K)_{\text{выч.}}$. Потом по наблюденным и вычисленным цветам определили их разность:

$$\Delta(I-K)_{\text{выч.}} = (I-K) - (I-K)_{\text{выч.}}.$$

В табл. 1 для мазерных источников приводятся номер IRC (название звезды), период, цвет $(I—K)$ по [4], а также величина $\Delta(I—K)_{\text{выч.}}$, в порядке увеличения расстояния r. Там же звездочками обозначены источники, у которых в максимуме блеска звездная величина в визуальной области спектра $V_{\max} \geqslant 9\overset{m}{.}0$.

По данным табл. 1 затем мы вычислили количество звезд (N_1, N_2) в каждом интервале разностей $\Delta(I-K)_{\text{выч.}} = 0.0-0.5,\ 0.5-1.0,\ 1.0-$ -1.5 соответственно для объектов с $V_{\max} < 9\overset{m}{.}0$ и $V_{\max} \geqslant 9\overset{m}{.}0$.

В табл. 2 приводятся полученные значения N_1 и N_2.

Как следует из табл. 2, количество звезд с $V_{max} < 9^m_.0$ быстро падает с увеличением $\Delta (I-K)_{выч.}$ и в интервал 1.0—1.5 входят всего 4 объекта из 43. Это означает, что по формуле (1) с точностью ± 0.5 можно оценить цвет $I-K$. С другой стороны, с увеличением $\Delta (I-K)_{выч.}$ процент слабых звезд по отношению к общему числу в данном интервале значения $\Delta (I-K)_{выч.}$ быстро растет (от 15% доходя до 60%). Последнее может быть обусловлено или ошибками измерения (0.1—0.3) [5], или избытком цвета $I-K$ этих объектов, но не межзвездным поглощением или расстоянием этих объектов.

Таблица 2

$\Delta (I-K)_{выч.}$	N_1	N_2
0.0—0.5	29	5
0.5—1.0	10	3
1.0—1.5	4	6

Действительно, табл. 1 показывает, что на близких расстояниях ($r < 500$—700 пк) встречаются звезды с мазерными источниками, у которых наблюдаемое значение цвета I—K достигает величины 7.6. Между тем, на больших расстояниях ($r > 700$ пк) подобные значения цветов не наблюдаются. Из данных, приведенных в табл. 1, следует, что цвет I—K и периоды изменения блеска у звезд с мазерными источниками не зависят от расстояния. Отметим также, что в интервалах расстояний $r = 250$—500, 500—1000 и больше 1000 пк средние значения величины $\Delta (I-K)_{выч.}$ отличаются друг от друга всего на 0.1.

Итак, на основе вышеприведенных рассуждений можно сделать следующие выводы:

1. У мазерных источников, как и у звезд типа Миры Кита [3], с увеличением периода увеличивается цвет I—K.

2. Величина $\Delta (I-K)_{выч.}$ у слабых звезд, в среднем, больше, чем у ярких.

3. Независимо от того, изменяется собственная поляризация или нет, рост наблюдаемой степени поляризации у красных переменных звезд высокой светимости в сторону больших значений цвета I—K и периода изменения блеска (P) обусловлен собственной поляризацией этих звезд.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE DEPENDENCE OF $I-K$ COLOURS FROM THE PERIODS OF BRIGHTNESS CHANGES OF MASER SOURCES

R. A. VARDANIAN

It has been shown that with the increase of polarization degree of high luminosity of red variable stars, the increase of $I-K$ colours and light variation periods is due to the intrinsic light polarization of these stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Р. А. Варданян*, Астрофизика, 6, 76, 1970.
2. *Р. А. Варданян, Л. Сабадош*, Астрофизика, 9, 454, 1973.
3. *Г. В. Хозов, Т. Н. Худякова, В. М. Ларионов, Л. В. Ларионова*, Тр. АО ЛГУ, 34, 68, 1978.
4. *D. Engels*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 36, 337, 1979.
5. *G. Neugebauer, R. B. Leighton*, Two-Micron Sky Survey, Preliminary Catalog, Pasadena, 1969.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 25 АВГУСТ, 1986 ВЫПУСК 1

УДК: 524.31—335.7

ОБ ЭФФЕКТИВНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ НОРМАЛЬНЫХ ЗВЕЗД КЛАССОВ О9—А0

Е. В. ГРУБАН

Поступила 10 декабря 1985

Принята к печати 18 февраля 1986

С целью определения эффективных температур звезд классов О9—А0 проведено сравнение средних наблюдаемых распределений энергии в их спектрах с соответствующими данными, вычисленными для различных моделей атмосфер. В случае ЛТР-моделей и плоскопараллельного приближения температуры сверхгигантов всех подклассов получаются ниже температур звезд главной последовательности, тогда как при использовании для горячих сверхгигантов моделей статических протяженных атмосфер их температуры оказались выше и практически совпали с температурами звезд главной последовательности, найденными при использовании моделей, учитывающих отклонения от ЛТР.

1. *Введение.* В предыдущей работе автора [1] была изложена методика уточнения по непрерывным спектрам МК-классификации для звезд подклассов О9—А0 и приведены результаты этого уточнения для более чем 100 звезд. Найденные затем средние распределения энергии в интервале $320.0 \div 737.5$ нм для звезд разных спектральных подклассов и классов светимости собраны в работе [2]. Высокая точность этих данных ($\sim 1\%$) и их однородность позволяют получить эффективные температуры путем сравнения этих наблюдаемых распределений с теоретическими распределениями, рассчитанными для различных моделей атмосфер, и построить шкалы эффективных температур. Этим вопросам посвящена настоящая статья.

2. *Шкала эффективных температур звезд II—V классов светимости.* Для определения эффективных температур звезд II—V классов светимости средние распределения энергии в их спектрах сравнивались с данными наиболее совершенных моделей атмосфер в плоскопараллельном приближении, учитывающих покровный эффект от многих линий поглощения и

построенных при предположении о существовании ЛТР—моделей Куруца [3].

Перед сравнением все кривые нормировались в λ 401 нм, где континуумы звезд исследуемых подклассов представлены достаточно хорошо. Распределение энергии в рассматриваемом диапазоне спектра для различных моделей менее чувствительно к различиям в ускорениях силы тяжести, чем к различиям в температурах, поэтому первоначально для сравнения выбирались модели со следующими значениями $\lg g$: 4.0 — для звезд V класса светимости, 3.5 — IV класса, 3.0 — III класса, 2.5 — II класса. Эффективная температура модели, которая давала наилучшее согласие с наблюдательными данными во всем рассматриваемом диапазоне спектра, принималась за среднюю эффективную температуру звезды данного подкласса. После этого, если нужно, проводилось уточнение $\lg g$.

Полученные таким образом значения эффективных температур (T_{eff}) и логарифмов ускорений силы тяжести на поверхности ($\lg g$) приведены в табл. 1 для различных спектральных подклассов и классов светимости. Здесь же указано число звезд, использовавшихся при выведении средних кривых. Значения T_{eff} для соответствующего спектрального подкласса нанесены на рис. 1 для разных классов светимости разными символами. В нижней части рисунка на вертикальных отрезках отложены ошибки определения T_{eff}, полученные как $1/2\ \Delta T$, где ΔT — разность температур соседних моделей.

Как видно из рисунка, для исследуемых спектральных подклассов у звезд II—V классов светимости нет большого различия температур, что подтверждает известные результаты ранних исследований (см. библиографию в [4]).

Для сравнения с уже существующими шкалами эффективных температур в табл. 1 приведены температуры, полученные Андерхилл и др. [5]; T_{eff} (UD). Существенное отличие настоящей шкалы от шкалы [5] и от других шкал, при определении которых использовались данные о непрерывных спектрах (на рис. 1 приводится недавно опубликованная шкала Феодоссио [6]), состоит в том, что при ее построении использовалась уточненная по непрерывному спектру спектральная классификация [1]. Как было показано в работе [7], отсутствие однозначного соответствия непрерывных спектров спектральным подклассам в МК-классификации связано не только с ошибками наблюдений, но и с реальными физическими причинами. В результате действия некоторых из них непрерывные спектры звезд часто относятся к более поздним подклассам, чем линейчатые [1]. Отсюда и меньшие эффективные температуры (иногда на 1000—4000 К, как видно из табл. 3, 4 в [4]), которые получаются из непрерывных спектров. Поэтому естественно, что приведение непрерывных спектров

Таблица 1

ЭФФЕКТИВНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЗВЕЗД II—V КЛАССОВ СВЕТИМОСТИ

Сп. подкласс	Класс светим.													
	II			III			II—III	IV			V			IV—V
	T_{eff}	lg g	кол. звезд	T_{eff}	lg g	кол. звезд	T_{eff} (UD)	T_{eff}	lg g	кол. звезд	T_{eff}	lg g	кол. звезд	T_{eff} (UD)
O9				50000	4.0	1								
O9.5											40000	4.0	2	
B0											35000	4.0	3	30780
B0.5								30000	3.5	1				29270
B1	25000	3.0	1	25000	3.0	2	26320	25000	3.5	1	27500	4.0	2	26900
B2	22500	3.0	2				22270	22500	3.5	10	25000	4.0	5	22820
B2.5								21250	3.5	2	22500	4.0	3	20380
B3								20000	3.5	4	20000	4.0	5	18530
B4				18000	3.0	2		18000	3.5	3	18000	4.0	1	16340
B5	16000	2.5	1				14850	16000	3.0	4	17000	4.0	3	15170
B6				15000	4.0	2	13660							
B7											13500	4.0	2	1298[illegible]
B8	13000	2.5	2	12500	3.0	3	11930				12500	4.0	6	11900
B8.5											12000	4.0	3	
B9.5	10000	2.0	1	11000	3.0	2		10000	2.5	1	10500	(3.5)	4	10200
A0				10000	3.0	4					10000	4.0	4	

в соответствие со спектральными подклассами в МК-классификации не только улучшило сходимость непрерывных спектров звезд одного подкласса [2], но и привело в некоторых случаях к более высоким средним для подкласса эффективным температурам, которые неплохо согласуются с данными, полученными из линейчатого спектра [8] (см. рис. 1).

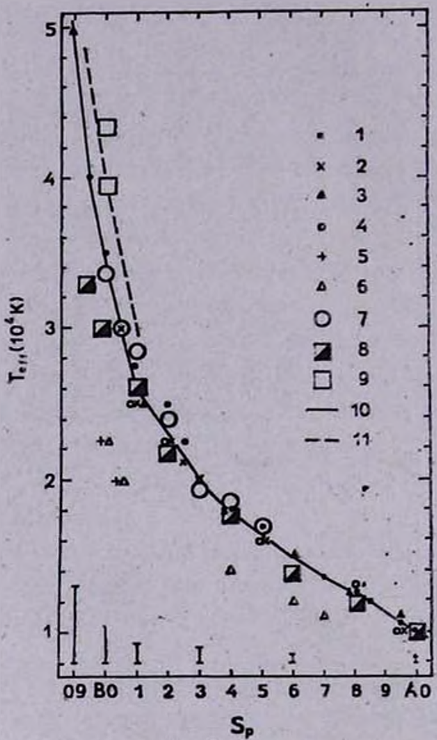


Рис. 1. Шкалы эффективных температур, полученных по нашим данным с помощью следующих моделей атмосфер: а) Куруца [3] для звезд V класса светимости (1). IV (2), III (3), II (4), Ib (5), Ia (6) (на вертикальных отрезках отложены величины $^1/_2\,\Delta T$, где ΔT — разность температур соседних моделей); b) Аувра и Михаласа [25] для горячих звезд главной последовательности (11); с) Кунаца, Хаммера и Михаласа [26] для горячих сверхгигантов (9). 10 — усредненная шкала для звезд II—V классов светимости. 7 и 8 — шкалы эффективных температур по данным Кэмпа [8] и Феcдоссно [6] соответственно.

3. *Эффективные температуры сверхгигантов.* Обратимся теперь к звездам класса светимости I. Распределения энергии в спектрах В-сверхгигантов, представленные в [2], не являются средними, а относятся к отдельным звездам. Эти звезды перечислены в табл. 2 (в список включена также звезда η Leo, которая показала те же особенности в непрерывном спектре, что и сверхгиганты I). В таблице приводятся их номера (BS) по каталогу

[9], угловые диаметры (θ), расстояния (d) и радиусы ($R/R_{\odot}$) [4], а также спектральные классы, уточненные по непрерывному спектру (Sp) [1]. (На содержании трех последних столбцов остановимся ниже). Наблюденные распределения энергии в спектрах сверхгигантов, исправленные за влияние межзвездного ослабления света [10], приведены на рис. 2.

Таблица 2

СВЕРХГИГАНТЫ

Назв. звезды	BS	θ (10^{-3} с дуги)	d (пк)	$R/R_{\odot}$	Sp	T_{eff} (K)	T^{*}_{eff} (K)	$T_{2/3}$ (K)
ζ Ori	1948	0.527	350	20	B0 Ib	22500	27580	43400
ε Ori	1903	0.708	470	36	B0 Ia	22500	25090	39500
	3090				B0.5 Ib	20000		
$\varkappa$ Ori	2004	0.450^{+}			B0.5 Ia	20000	26390$^{\Delta}$	
o^2 CMa	2653	0.587	843	53	B4 Ia	14000	14760	
η CMa	2827	0.769	608	50	B6 Ia	12000	13[illegible]20	
β Ori	1713	2.510	228	62	B7 Ia	11000	11380	
η Leo	3975	0.690	540	40	B9.5 II	10000	9400	

+ Значение θ приводится из [20].

Δ Значение T^{*}_{eff} взято из [19].

При интерпретации спектров сверхгигантов с помощью моделей [3] возникают трудности. Известно, что из-за большой роли светового давления увеличивается протяженность атмосфер этих звезд [11], что ставит под сомнение возможность применения плоскопараллельного приближения.

Де Ягер [12] показал, что для фотосфер большинства горячих ($T > 8000$ K) сверхгигантов плоскопараллельное приближение справедливо, поскольку ускорение силы тяжести (g) на поверхности этих звезд превосходит предельное значение g_{lim}, при котором высота однородной атмосферы становится больше δR (δ — малое число порядка 0.1), что нарушает ее плоскопараллельность. Однако его нельзя применять к звездному ветру, для которого эффективное ускорение силы тяжести $g_{eff} = g(1 - |g_{rad}/g|)$ (здесь g_{rad} — ускорение, обусловленное давлением излучения) может принимать отрицательные значения.

Согласно Хачингсу [13], истечение есть общее свойство всех горячих звезд самой высокой светимости. Не являются исключением и звезды списка 2. Скорости потери масс для них лежат в пределах $(0.4 \div 3.0) \times 10^{-6}\ M_{\odot}$/год [14] (для сравнения, для звезд главной последовательности $\dot{M} = 4 \cdot 10^{-8}\ M_{\odot}$/год [15], т. е. истечение из исследуемых звезд значительное, и игнорировать его нельзя.

Для того, чтобы можно было применить плоскопараллельное приближение при интерпретации спектров таких звезд, их атмосферы обычно моделируются двумя составными частями: фотосферой (внутренняя часть атмосферы) и протяженной оболочкой —мантией (внешняя, зафотосфер-

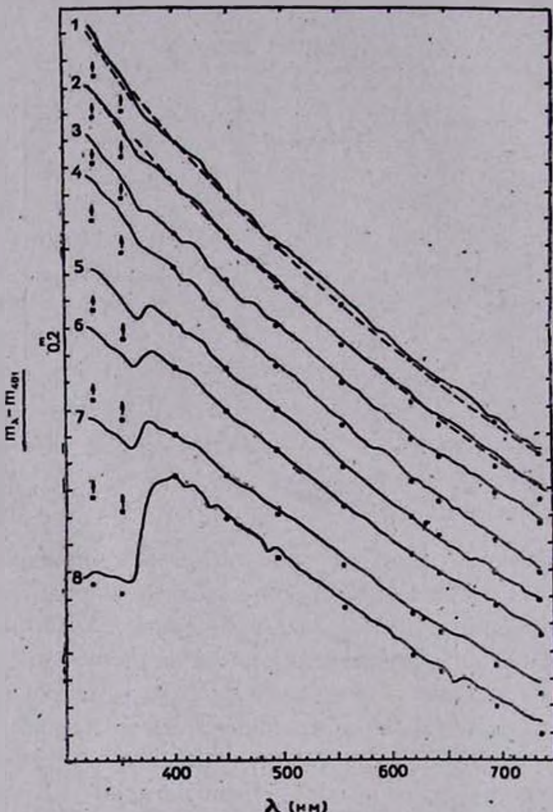


Рис. 2. Сравнение наблюденных распределений энергии (сплошные линии) в спектрах сверхгигантов ζ Ori (1), ε Ori (2), BS 3090 (3), κ Ori (4), c^2 CMa (5), η CMa (6), β Ori (7), η Leo (8) с данными, полученными для следующих моделей: а) [3] (точки) с T и $\lg g$, равными соответственно 22 500 K, 3.0 (1), 22 500 K, 3.0 (2), 20 000 K, 2.5 (3), 20 000 K, 3.0 (4), 14 000 K, 2.0 (5), 12 000 K, 2.0 (6), 11 000 K, 2.0 (7), 10 000 K, 2.0 (8); b) [26] (штриховые линии) с $T_{2/3}$ и $\lg g_{2/3}$, равными соответственно 43 400 K, 4.27 (1) и 39 500 K, 3.79 (2).

ная часть звезды) [4]. Предполагается, что геометрические размеры фотосферы малы по сравнению с радиусом звезды, поэтому она может быть представлена классической моделью, состоящей из плоскопараллельных слоев газа. Крупномасштабные движения, включающие истечение, происходят во внешних частях атмосферы—мантии. Считается, что наблюдаемое излучение представляет собой излучение, испущенное фотосферой, плюс дополнительное излучение, которое исходит из мантии, при этом полагают, что мантия является оптически тонкой на частотах субординатных континуумов.

Используя основные параметры для В-сверхгигантов из табл. 8—2 в [4], мы провели оценки оптической толщины (τ) мантии для трех возможных механизмов непрозрачности в непрерывном спектре в исследуемом диапазоне длин волн: свободно-свободного поглощения, электронного рассеяния и связано-свободного поглощения. При этом делалось предположение о постоянстве скорости выбрасывания материи из звезды, т. е. рассматривалось изменение плотности газа в мантии по закону $N(r) = N_0\left(\frac{r_0}{r}\right)^2$ (см., например, [12]), где N_0 — число частиц в 1 см^3 у основания мантии, равное концентрации частиц в фотосфере ($r = r_0$); $N(r)$ — концентрация частиц на расстоянии r от фотосферы. Оценки показали, что мантии В-сверхгигантов оптически тонки на частотах субординатных континуумов для свободно-свободного ($\tau_{ff} \simeq 10^{-7}$ для $\lambda = 500$ нм) и связано-свободного ($\tau_{bf} \simeq 10^{-2}$ у границы бальмеровской серии) поглощения и находятся на пределе оптически тонкого случая для электронного рассеяния ($\tau_e \simeq 1$).

Как известно (см., например, [16]), хотя рассеяние и не участвует непосредственно в переработке излучения (коэффициент электронного рассеяния σ не зависит от частоты), оно способствует ему, увеличивая путь кванта в среде и повышая тем самым вероятность его поглощения (коэффициент поглощения $\alpha_\nu \sim \nu^{-3}$). Это приводит к увеличению обусловленной поглощением эффективной оптической толщины мантии. Влияние электронного рассеяния на непрерывный спектр увеличивается с ростом отношения $\frac{\sigma}{\alpha_\nu} = \frac{b_\nu(T)}{N_e}$ [17] ($b_\nu(T)$ — функция от температуры), которое тем больше, чем меньше концентрация свободных электронов и чем выше температура, т. е. это влияние оказывается наиболее существенным для протяженных оболочек горячих сверхгигантов. Поэтому необходимо принимать во внимание, что какая-то доля излучения фотосферы сверхгигантов может быть поглощена мантией, при этом излучение в фиолетовой части спектра уменьшится сильнее, чем в красной.

Если учесть это и, кроме того, иметь в виду, что все сверхгиганты имеют эмиссию в области бальмеровского континуума [4], то становится очевидным, что для определения эффективных температур метод совпадения теоретических и наблюденных распределений энергии во всем рассматриваемом диапазоне спектра для сверхгигантов непригоден. Однако, поскольку влияние электронного рассеяния и эмиссии оболочки меньше в красной области, то эффективные температуры сверхгигантов иногда устанавливаются (см. [4]) по наилучшей сходимости теоретических и наблюденных данных в области пашеновского континуума при минимальном различии в области бальмеровского.

Рассмотрим эту возможность. На рис. 2 построены наилучшим образом совпадающие с наблюденными кривыми теоретические значения монохроматических потоков, вычисленных по моделям [3] с наименьшими $\lg g$ и нормированных в λ 401 нм. Эффективные температуры соответствующих моделей, T_{eff}, приведены в табл. 2 (столбец 7) и на рис. 1. В восьмом столбце табл. 2 приведены взятые из таблицы 4—1 в [4] эффективные температуры сверхгигантов, T^{*}_{eff}, полученные из интегрирования по всему спектру наблюденных монохроматических освещенностей (исправленных за влияние межзвездного ослабления света) и угловых диаметров. Используемые угловые диаметры были вычислены по методу Блэквелла—Шеллиса [18] по формуле

$$\theta = 2\,(E_\lambda/F_\lambda)^{1/2}, \tag{1}$$

где F_λ — монохроматический поток в ИК-области, выходящий с поверхности звезды (взят из [3]), и E_λ — соответствующий поток, приходящий на внешнюю границу земной атмосферы и исправленный за влияние межзвездного поглощения (произведена также коррекция наблюденных потоков за ИК-избытки).

Сравним T_{eff} с T^{*}_{eff}. Температуры T^{*}_{eff} почти для всех звезд несколько выше T_{eff}. Как видно из рис. 2, теоретические распределения энергии для моделей с температурами T_{eff} большей частью практически совпадают с наблюдениями в пашеновском континууме (лишь иногда в этой области спектра наблюдаются большие избытки). Однако, по-видимому, наблюденный пашеновский континуум во всех случаях искажен влиянием мантии, и выведенная из него T_{eff} не характеризует излучение фотосферы.

Следует заметить, что эффективная температура, полученная в [19] из полного потока и углового диаметра, измеренного интерферометрически [20] (в табл. 2 такая температура приводится для $\varkappa$ Ori, BS 2004), может быть несколько заниженной, поскольку из-за наличия электронно-рассеивающей оболочки радиус звезды, определенный таким путем, больше истинного радиуса фотосферы. В результате температура, определенная по формуле

$$T^{*}_{eff} = \left(\frac{4\theta^{-2}}{\sigma} \int\limits_{0}^{\infty} E_{\lambda} d\lambda \right)^{1/4}, \qquad (2)$$

где σ — постоянная Стефана—Больцмана, будет меньше, чем температура, характеризующая излучение фотосферы.

Этот эффект был получен для звезды ζ Pup [21]. Существование электронно-рассеивающей оболочки у нее авторы связали с большой скоростью потери массы ($\dot{M} = 6 \cdot 10^{-6}$ $M_{\odot}$/год [22]). Для этой звезды, согласно [23], скорость растет с расстоянием не очень быстро. Учитывая это, авторы [21] предположили, что в области от 1.0 до 1.5 звездного радиуса плотность вещества (и, следовательно, оптическая толщина оболочки для электронного рассеяния) может быть еще достаточно большой.

Для звезды $\varkappa$ Ori, для которой в табл. 2 приводится T^{*}_{eff} из [19], мы не нашли данных о скорости потери массы. Однако, как следует из [14], темп потери массы исследуемых нами звезд в 2—15 раз меньше, чем у ζ Pup. Поэтому, если электронно-рассеивающие оболочки обусловлены звездным ветром, то количество материи, вызывающей эффект гало, для В-сверхгигантов меньше, чем для ζ Pup, что должно уменьшить эффективность влияния электронного рассеяния.

С другой стороны, для звезд ε Ori и η CMa с сильно (почти на порядок) [14] различающимися скоростями потери массы оба метода определения угловых диаметров (интерферометрический и Блэквелла—Шеллиса) дают одинаковые (в пределах ошибок измерений) результаты (см. табл. 3—5 в [4]). Поэтому или у данных звезд электронно-рассеивающие оболочки расположены близко к звездам, что практически не сказывается на измерении угловых диаметров, или при использовании метода Блэквелла—Шеллиса (см. формулу (1)) недостаточно учитываются межзвездное покраснение и ИК-избытки. Во всяком случае, влияние гало на определение эффективных температур В-сверхгигантов в данном случае не обнаруживается.

Итак, сравнение эффективных температур T_{eff}, полученных из распределения энергии в спектре, с температурами T^{*}_{eff}, вычисленными по формуле (2), показало, что T^{*}_{eff}, как правило, несколько выше T_{eff}. По-видимому, наблюдаемое распределение энергии в спектре излучения В-сверхгигантов во всем видимом диапазоне искажено влиянием излучения мантии, и использовать его для определения эффективных температур нельзя. Поэтому в качестве характеристики излучения фотосферы лучше использовать T^{*}_{eff}, хотя надо иметь в виду, что она может быть занижена.

4. *Влияние учета отклонения от ЛТР на эффективные температуры горячих звезд главной последовательноси.* Остановимся подробнее на самых горячих звездах в нашем рассмотрении, на звездах подклассов O9—B0. Как известно, в фотосферах этих звезд из-за большой степени ионизации вещества важную роль в переносе излучения играет рассеяние света свободными электронами, которое слабо связано с локальными тепловыми условиями. Михаласом было показано [11], что в таких атмосферах будут иметь место отклонения от ЛТР вплоть до больших глубин, где образуется континуум. Пренебрежение этими эффектами в атмосферах звезд с $T_{eff} > 30\,000$ K ведет к понижению шкалы эффективных температур [24]. Однако основные изменения, которые вносят отклонения от ЛТР в расчеты непрерывных спектров, относятся к континууму в далеком ультрафиолете, где их необходимо принимать во внимание. В ближней УФ-области и видимом диапазоне их влияние меньше, и его обычно не учитывают.

Посмотрим, как сказывается влияние учета отклонений от ЛТР на определении эффективных температур звезд в нашем случае. На рис. 3 приведены средние распределения энергии в спектрах звезд подклассов O9—B0 классов светимости III, IV, V и подкласса B1 II. Лишь для этих подклассов удалось найти модельные данные без предположения об ЛТР. На каждую кривую на рис. 3 нанесены нормированные в λ 401 согласующиеся с ней расчетные данные, полученные из моделей как с предположением об ЛТР (Куруц [3]), так и с учетом отклонений от ЛТР (Ауэр и Михалас [25]).

Видно, что в большинстве случаев T_{eff} для моделей без предположения об ЛТР на 5000—10 000 K выше. Соответствующая этим температурам шкала приведена на рис. 1 в виде штриховой линии, которая проходит несколько выше сплошной кривой, полученной при использовании моделей с предположением об ЛТР. Уточнять величину вертикального сдвига шкалы, по-видимому, преждевременно, поскольку теория не-ЛТР находится на начальной стадии своего развития и не разработана еще так тщательно и во всех деталях, как теория при предположении о существовании ЛТР. Поэтому результат, связанный с повышением эффективных температур горячих звезд при использовании моделей с учетом отклонений от ЛТР, можно рассматривать лишь как качественный, а полученные в этом случае T_{eff} предварительными.

5. *Влияние протяженности атмосферы на эффективные температуры сверхгигантов.* Поскольку теоретические расчеты моделей атмосфер горячих сверхгигантов очень сложны, они проведены пока лишь для случая статических сферических протяженных атмосфер с очень высокими температурами [26]. Попробуем применить их при интерпретации спектров самых горячих звезд в нашем исследовании, ζ Ori и ε Ori.

Относительные монохроматические потоки для моделей [26] с $T_{2/3} = 43\,400$ K и $T_{2/3} = 39\,500$ K, пересчитанные на единичный интервал длин волн, построены на рис. 2 в виде зависимостей $-2.5\,\lg(F_\lambda/F_{401})$ от λ. (В отличие от „тонкого“ плоскопараллельного случая в моделях протяженных атмосфер становится неоднозначным понятие „радиус“

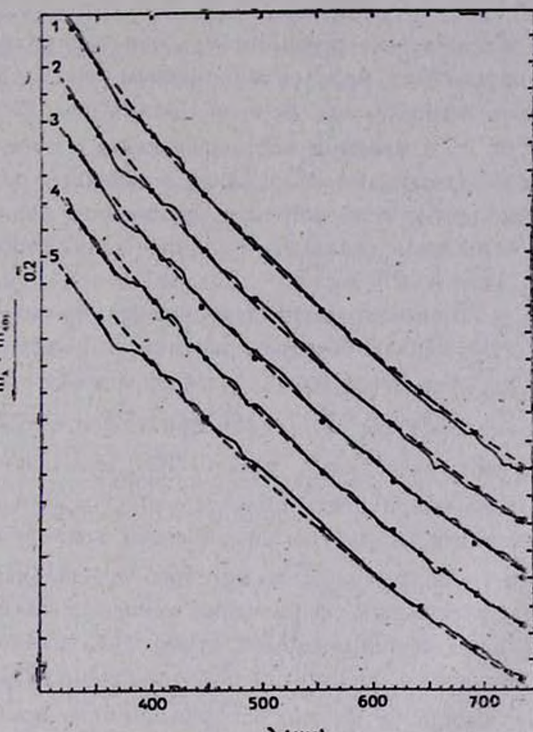


Рис. 3. Сравнение средних распределений энергии (сплошные линии) в спектрах звезд подклассов O9 III (1), O9.5 V (2), B0 V (3), B0.5 IV (4), B1 II (5) с данными, полученными для следующих моделей: а) [3] (точки) с T и $\lg g$, равными соответственно 50 000 К, 4.0 (1), 40 000 К, 4.0 (2), 35 000 К, 4.0 (3), 30 000 К, 3.5 (4), 25 000 К, 3.0 (5); b) [25] (штриховые линии) с T и $\lg g$, равными соответственно 50 000 К, 4.5 (1), 50 000 К, 4.0 (2), 40 000 К, 4.5 (3), 35 000 К, 4.0 (4), 30 000 К 3.3—3.5 (5).

и, следовательно, „эффективная температура“. Поэтому в качестве характерного радиуса используется значение $R_{2/3}$, при котором $\tau_R = 2/3$ [27]). Как видно, относительные теоретические потоки дают хорошее согласие с наблюденными.

Однако сравнение абсолютных наблюденных монохроматических освещенностей на внешней границе земной атмосферы с теоретическими (f_λ), вычисленными по формуле

$$f_\lambda = \left(\frac{\theta}{2 \cdot 2.063 \cdot 10^8} \right)^2 F_\lambda,$$

где θ — в миллисекундах дуги, показывает, что вычисленные значения в среднем существенно меньше наблюденных (в 4 раза—для ζ Ori, в 2 раза — для ε Ori).

Полученное расхождение, по-видимому, связано главным образом с несоответствием параметров моделей параметрам звезд (в обоих случаях радиусы моделей значительно меньше радиусов звезд, а именно, $R_{2/3}/R_\odot \simeq (1/3)\, R/R_\odot$), а также с несовершенством моделей. Ошибки θ для данных звезд не превышают 8% [20], а возможные ошибки наблюденных величин из-за ошибок в калибровке еще меньше (как показало сравнение абсолютных потоков для Веги, отличие вычисленных и наблюденных величин в среднем $< 1\%$).

Несмотря на различие абсолютных значений, относительные распределения энергии в непрерывном спектре практически совпадают с модельными данными, поэтому атмосферам звезд ζ Ori и ε Ori можно приписать соответствующие температуры $T_{2/3}$ (они приведены в табл. 2, столбце 9) и посмотреть, как они согласуются с T_{eff}. Как видно из табл. 2, $T_{2/3} > T_{eff}$, т. е. эффект сферичности областей образования континуума проявляется в увеличении температуры сферической атмосферы по сравнению с плоской. И, хотя температуры $T_{2/3}$ еще требуют дальнейших уточнений, поскольку модели статических сферических атмосфер являются лишь приближением к реальной расширяющейся атмосфере, можно сделать вывод, что истинные температуры сверхгигантов должны быть выше, чем температуры T_{eff}, получающиеся из плоскопараллельного приближения.

Интересно сравнить температуры сверхгигантов $T_{2/3}$ с температурами горячих О—В-звезд главной последовательности, полученными из совпадений наблюденных распределений энергии с данными моделей, учитывающих отклонения от ЛТР. Как видно из рис. 1, температуры практически совпали.

Это естественно было ожидать, так как именно в атмосферах горячих звезд все эффекты, учтенные в приведенных моделях, проявляются наиболее сильно. Однако, принимая во внимание плавный ход зависимостей температуры от спектрального подкласса, можно предположить, что эти эффекты имеют место и в атмосферах звезд других подклассов, но их эффективность постепенно падает с уменьшением температуры. Может быть, именно их влиянием и объясняется существующее расхождение эффективных температур сверхгигантов и звезд главной последовательности. Проверить это можно лишь при дальнейшем совершенствовании моделей и расширении вариаций их параметров.

6. *Заключение.* Сравнение наблюденных распределений энергии в спектрах звезд с теоретическими, рассчитанными для моделей в плоскопараллельном приближении [3], показало совпадение результатов наблюдений и расчетов для звезд II—V классов светимости и наличие избытков излучения в областях бальмеровского и пашеновского континуумов для сверхгигантов. Построенные для сверхгигантов и звезд главной последовательности шкалы эффективных температур, полученных из наилучшего совпадения данных наблюдений и теории, не совпали.

Сравнение наблюденных распределений энергии в спектрах горячих О—В-звезд главной последовательности с данными моделей без предположения об ЛТР [25], а в спектрах горячих В-сверхгигантов с данными моделей статических протяженных атмосфер [26] показали хорошее согласие результатов наблюдений и соответствующих моделей. Полученные из этих сравнений температуры оказались значительно выше температур, определенных при использовании плоскопараллельного приближения. При этом температуры горячих В-сверхгигантов и звезд главной последовательности практически совпали.

Автор выражает глубокую благодарность В. А. Гаген-Торну за ценные замечания при подготовке рукописи.

Главная астрономическая
обсерватория АН СССР

ON EFFECTIVE TEMPERATURES OF NORMAL O9—A0 STARS

E. V. RUBAN

In order to determine the effective temperature of O9—A0 stars, a comparison is made of observed energy distributions in their spectra with those calculated for different model atmospheres. The temperature of supergiants of all subclasses are lower than those of the main sequence in the case of LTE models and plane-parallel approximation. In the case of static extended model atmospheres for hot supergiants their temperature has proven to be higher and, in fact, coincide with the temperature of stars of the main sequence, determined with the use of models taking into account deviations from LTE.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Е. В. Рубан*, Астрофизика, 22, 75, 1985.
2. *Е. И. Гаген-Торн, Е. В. Рубан*, Средние распределения энергии в спектрах звезд классов O9—A0, ВИНИТИ, № 5310—84 Деп., 42 с., 1984.
3. *R. L. Kurucz*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 40, 1, 1979.

4. B Stars with and without Emission Lines, eds. A. B. Underhill, V. Doazan, NASA Sp-456, 1982.
5. *A. B. Underhill, L. Divan, M.-L. Prevot-Burnichon, V. Doazan*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 189, 601, 1979.
6. *E. Theodossiou*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 214, 327, 1985.
7. *Е. В. Рубан*, Астрофизика, 21, 111, 1984.
8. *L. W. Kamp*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 36, 143, 1978.
9. *D. Hoffleit*, Catalog of Brigth Stars, New Haven, 1964.
10. *Е. И. Гаген-Торн, Е. В. Рубан*, Бальмеровские скачки, спектрофотометрические градиенты и температуры звезд по результатам спектрофотометрических наблюдений, ВИНИТИ, № 6001—83 Деп., 24 с., 1983.
11. *Д. Михалас*, Звездные атмосферы, т. I, Мир, М., 1982.
12. *К. де Ягер*, Звезды наибольшей светимости, Мир, М., 1984.
13. *J. B. Hutchings*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 147, 161, 1970.
14. Mass Loss and Evolution of O-type Stars, eds. P. S. Conti, C. W. H. de Loore, IAU, Symp., 83, 1979.
15. *J. B. Rogerson, H. J. Lamers*, Nature Phys. Sci., 256, 190, 1975.
16. *В. Г. Горбацкий, И. Н. Минин*, Нестационарные звезды, Физматгиз, М., 1963.
17. *В. В. Соболев*, Астрофизика, 16, 695, 1980.
18. *D. E. Blackwell, M. J. Shallis*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 180, 177, 1977.
19. *A. D. Code, J. Davis, R. C. Bless, R. Hanburg Brown*, Astrophys. J., 203, 417, 1976.
20. *R. Hanbury Brown, J. Davis, L. K. Allen*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 167, 121, 1974.
21. *A. V. Holm, J. P. Cassinelli*, Astrophys. J., 211, 432, 1977.
22. *J. I. Castor, D. C. Abbott, R. I. Klein*, Astrophys. J., 195, 157, 1975.
23. *H. J. G. L. M. Lamers, D. C. Morton*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 32, 715, 1976.
24. *D. Mihalas*, Astrophys. J., 160, 1161, 1970.
25. *L. U. Auer, D. Mihalas*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 24, 193, 1972.
26. *P. B. Kunasz, D. G. Hummer, D. Mihalas*, Astrophys. J., 202, 92, 1975.
27. *D. Mihalas, D. G. Hummer*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 28, 343, 1974.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 25 · АВГУСТ, 1986 ВЫПУСК 1

УДК: 524.3—36:520.8

О ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА ЗВЕЗД МЕТОДОМ МОДЕЛЕЙ АТМОСФЕР

В .В. ЛЕУШИН, Г. П. ТОПИЛЬСКАЯ

Поступила 2 октября 1985
Принята к печати 20 марта 1986

Сравниваются разные программы расчета профилей и эквивалентных ширин линий поглощения. Показана необходимость точного учета квадратичного эффекта Штарка при расчетах средних и сильных линий. Исследуется влияние моделей атмосфер на теоретические эквивалентные ширины линий. Оценивается точность определения содержания элементов при использовании метода моделей атмосфер.

1. *Введение.* Определение химического состава звезд на основе моделей атмосфер сравнением теоретически рассчитанных и наблюдаемых контуров и эквивалентных ширин линий связано с целым рядом упрощений и приближений при расчетах. В настоящее время в литературе встречаются довольно обширные сводки расчетов эквивалентных ширин и контуров линий по программам разных авторов [1—5]. Особенно часто для подобных расчетов используются программы WIDTH 5 и WIDTH 6. Каждая из этих программ использует определенные математические и физические приближения, к тому же при счете применяются разные модели атмосфер.

В настоящей работе сопоставлены результаты расчетов по некоторым программам счета контуров и эквивалентных ширин линий с использованием разных моделей с целью выяснения важности тех или иных приближений и методов устранения различий в расчетах разных авторов. Для того, чтобы оценить ошибку определения химического состава методом моделей атмосфер, вызванную только теоретическими расчетами и не связанную с ошибками атомных параметров и измерений, одни и те же линии были посчитаны по трем программам расчета линий и для моделей, полученных по разным программам. С этой целью использовались три программы вычисления профилей и эквивалентных ширин линий поглощения в предположении ЛТР: программы Куруца WIDTH 5 и WIDTH 6 и программа KONTUR, созданная нами на основе программы Снежко [6].

2. *Вычисление потока излучения.* В программах WIDTH 5 и WIDTH 6 используется шкала геометрических глубин $M = -\int_r^\infty \rho dr$, содержащая 40 точек по глубине, в которой должна быть задана модель. В этих глубинах вычисляются коэффициенты поглощения в континууме и в линии. Оптические глубины находятся интегрированием $\tau_\lambda = \int_0^M \varkappa_\lambda dM$, после чего с помощью квадратичной интерполяции по τ_λ осуществляется переход к фиксированным глубинам t_j, которые используются при интегрировании в процессе вычисления функции источника и потока.

В программе KONTUR модель задается в шкале оптических глубин $\tau_{\lambda_{St}}$ на некоторой фиксированной длине волны λ_{St}, максимальное количество точек по глубине — 50. При вычислении потока на длине волны λ решается дифференциальное уравнение $d\tau_{\lambda_{St}} = \frac{\varkappa_{\lambda_{St}}}{\varkappa_\lambda} dt$, методом Рунге-Кутта прогноза и коррекции четвертого порядка, в результате чего находятся точки $\tau^*_{\lambda_{St}}$, соответствующие коэффициенту поглощения $\varkappa_\lambda$. При вычислении потока в линии в это уравнение добавляется коэффициент поглощения в линии α_λ, $d\tau_{\lambda_{St}} = \frac{\varkappa_{\lambda_{St}}}{\varkappa_\lambda + \alpha_\lambda} dt$. В вычисленных точках $\tau^*_{\lambda_{St}}$ квадратичной интерполяцией по $\tau_{\lambda_{St}}$ находятся параметры модели T, P_e, P_g, и с этими значениями вычисляются функция источника S_λ и поток H_λ.

Методика вычисления S_λ и H_λ такая же, как в программе ATLAS 5 [7]. Для функции источника методом итераций Гаусса — Зайделя решается уравнение

$$S_\lambda = (1 - \rho_\lambda) B_\lambda + \rho_\lambda J_\lambda,$$

где ρ_λ — доля рассеяния в полном поглощении, B_λ — функция Планка, J_λ — средняя интенсивность,

$$J_\lambda = \frac{1}{2}\int_0^\infty S_\lambda (t) E_1 (|t - \tau|) dt.$$

В первом приближении принимается $S_\lambda = B_\lambda$, итерации прекращаются после достижения точности $\Delta S_\lambda / S_\lambda < 10^{-5}$ во всех точках по глубине. Интегрирование средней интенсивности и потока,

$$H_\nu(\tau) = \frac{1}{2}\int_0^\infty S_\lambda(t)\, E_2(|t-\tau|)\, dt,$$

осуществляется 43-точечной квадратурой Гаусса.

3. *Коэффициент поглощения в линии.* Профиль коэффициента поглощения в линии во всех программах описывается функцией Фойгта, $H(a, v)$, где $a = \frac{\Delta\lambda_R + \Delta\lambda_{St} + \Delta\lambda_W}{\Delta\lambda_D}$, $v = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}$. Здесь $\Delta\lambda_D$ — доплеровская ширина линии, $\Delta\lambda_R$ — ширина вследствие затухания излучения, $\Delta\lambda_{St}$ — штарковская ширина, $\Delta\lambda_W$ — ширина, обусловленная эффектом Ван-дер-Ваальса.

В программе WIDTH 5 для учета эффектов Штарка и Ван-дер-Ваальса необходимо задать соответствующие константы C_4 и C_6. Тогда $\Delta\lambda_{St}$ и $\Delta\lambda_W$ вычисляются по приближенным формулам Унзольда.

$$\Delta\lambda_{St} = \frac{\lambda^2}{4\pi c} C_4^{2/3}\, 38.3 \left(\frac{8kT}{\pi m_e}\right)^{1/6} N_e,$$

$$\Delta\lambda_W = \frac{\lambda^2}{4\pi c}\, C_6^{0.4} (34\, N(\mathrm{H\ I}) + 10\, N(\mathrm{He\ I})) \left(\frac{8kT}{\pi m_H}\right)^{0.3}.$$

Если C_4 и C_6 не заданы, то приближенно считается $a = \frac{10\, \Delta\lambda_R}{\Delta\lambda_D}$.

В программе WIDTH 6 уширение Ван-дер-Ваальса вычисляется также по Унзольду,

$$\Delta\lambda_W = \frac{\lambda^2}{4\pi c}\, C_6 (2N(\mathrm{H\ I}) + 0.42\, N(\mathrm{He\ I}))\, (T\cdot 10^{-4})^{0.3},$$

а для оценки уширения Штарка применяется аппроксимация

$$\Delta\lambda_{St} = \frac{\lambda^2}{4\pi c} C_4 N_e \quad [8].$$

В случае, если константы C_4 и C_6 не заданы, они вычисляются в программе:

$$C_4 = 10^{-8} \left(\frac{(Z+1)^2\, 13.595}{\chi}\right)^{5.2}, \qquad C_6 = 6.5\cdot 10^{-9} \left(\frac{(Z+1)^2 \cdot 13.595}{\chi}\right)^{4.5},$$

где Z — заряд иона, χ — потенциал ионизации с верхнего уровня.

В программе KONTUR для учета квадратичного эффекта Штарка используются результаты наиболее точных расчетов, проведенных Гримом [9, 10]. Для этого для каждой линии вводятся зависящие от температуры электронная ударная полуширина w, ионная ударная полуширина α и сдвиг d. Штарковская ширина линии и сдвиг вычисляются в каждой точке по глубине по формулам

$$\Delta\lambda_{St} = 2wN_e \cdot 10^{-16}\,(1 + \alpha N_e^{1/4} A),$$

$$d = wN_e \cdot 10^{-16}\,(d/w + \alpha N_e^{1/4} B),$$

где

$A = 1.75\,(1 - 0.75\,r)$, $B = 2\,(1 - 1.2\,r)$ для нейтральных атомов

и

$A = 1.75\,(1 - 1.2\,r)$, $B = 2\,(1 - 1.2\,r)$ для ионизованных атомов.

Здесь r—параметр дебаевского экранирования, $r = 1.85\,\pi^{1/6} N_e^{1/6} \left(\frac{e^2}{kT}\right)^{1/2}$.

В случае применения программы KONTUR для изучения звезд ранних спектральных классов, с $T_e > 8\,000°$, уширение вследствие эффекта Ван-дер-Ваальса может не учитываться из-за его незначительности. Тогда параметры функции Фойгта имеют вид $a = \frac{\Delta\lambda_R + \Delta\lambda_{St}}{\Delta\lambda_D}$, $v = \frac{\Delta\lambda + d}{\Delta\lambda_D}$. Важным преимуществом здесь является использование точных, зависящих от температуры штарковских ширин.

4. *Сравнение результатов расчетов по программам WIDTH 5, WIDTH 6 и KONTUR.* По программам WIDTH 5, WIDTH 6, KONTUR были проведены расчеты спектральных линий для моделей с $T_e = 8\,850°$, $\lg g = 4.0$ и $T_e = 22\,500°$, $\lg g = 3.4$. При сравнении теоретических значений с экспериментальными использовались эквивалентные ширины линий для звезд TX Leo ($T_e = 8850° \pm 100°$, $\lg g = 3.8 \pm 0.2$, $v_t = 1.3$ км/с) и V 380 Cyg ($T_e = 22\,500° \pm 200°$, $\lg g = 3.4 \pm 0.2$, $v_t = 3.3$ км/с). Модели рассчитывались по двум модификациям программы ATLAS 5: для WIDTH 6—по ATLAS 6, для WIDTH 5 и KONTUR — по SAM 1 [11]. Модели, рассчитанные по этим программам, почти идентичны, различия лежат в пределах различий двух последовательных итераций одной модели, для которой достигнута хорошая сходимость (то есть ошибка потока меньше 1% на всех глубинах), хотя скорость сходимости может быть разной. Различие температуры в верхних слоях моделей не удается уменьшить проведением дальнейших итераций, что связано с методами расчетов и используемыми процедурами температурной коррекции. Таким образом, в

пределах точности применяемого метода эти модели являются одинаковыми. Модели считались с учетом отклонений от ЛТР и бланкетирования Н-линиями. Микротурбулентная скорость для первой модели принималась

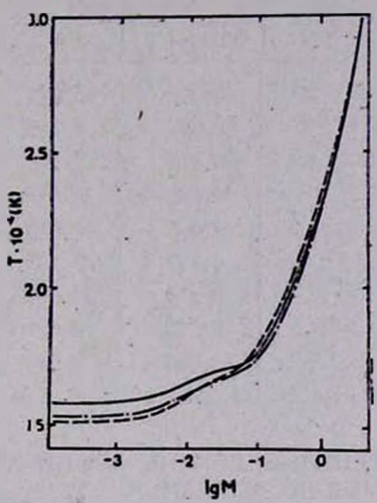


Рис. 1. Распределение температуры с глубиной для не-ЛТР моделей с параметрами $T_e = 22\,500°$, $\lg g = 3.4$. Сплошная линия — модель посчитана по программе SAM 1. 5 итераций;. штрих-пунктирная — SAM 1, 6 итераций; штриховая — ATLAS 6, 5 итераций.

равной 1.3 км/с, для второй — 3.3 км/с. Распределение температуры с глубиной в используемых не-ЛТР моделях показано на рис. 1, результаты расчетов приведены в табл. 1 и 2.

При расчетах по программам WIDTH 5 и WIDTH 6 использовались те параметры уширения линий, которые вычисляются внутри этих программ. Сравнение показывает, что для слабых линий нет систематических различий между результатами, полученными по программам WIDTH 6 и KONTUR. Имеющийся разброс вызван отличиями в моделях и алгоритмах программ WIDTH 6 и KONTUR, то есть фактически обусловлен внутренней точностью метода моделей атмосфер. При усреднении по всем линиям каждого элемента эти программы дают одинаковые содержания элементов. Программа WIDTH 5 дает систематически заниженные значения эквивалентных ширин, что может привести к избыткам в содержании элементов на 0.3—0.5 логарифма относительно содержания, определенного по WIDTH 6 и KONTUR. Для сильных линий, например для линий He I в модели с $T_e = 22\,500°$, программы WIDTH 5 и WIDTH 6 дают систематически заниженные значения эквивалентных ширин, что приводит к нереально большим избыткам гелия при сравнении с наблюдаемыми эквивалентными ширинами в V 380 Cyg.

Таблица 1

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ (W_λ, A), РАССЧИТАННЫЕ ПО МОДЕЛИ $T_e = 8850°$, $\lg g = 4.0$, $v_t = 1.3$ км/с

Линия		$\lg \frac{N_{el}}{\Sigma N}$	Программа		$W_{\lambda,\text{ набл.}}$
			WIDTH 6	KONTUR	
Mg II	4391	—3.25	0.083	0.049	0.061
	4433		0.096	0.115	0.036
Fe I	4045	—4.40	0.129	0.193	0.260
	4187.04		0.069	0.076	0.054
	4187.80		0.068	0.070	0.065
Fe II	4233		0.117	0.103	0.230
	4576		0.076	0.089	0.078
Ti II	4300	—7.12	0.097	0.091	0.182
	4399		0.066	0.060	0.103

Таблица 2

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ (W_λ, A), РАССЧИТАННЫЕ ПО МОДЕЛИ $T_e = 22\,500°$, $\lg g = 3.4$, $v_t = 3.3$ км/с

Линия		$\lg \frac{N_{el}}{\Sigma N}$	Программа			$W_{\lambda,\text{ набл.}}$
			W5	W6	KONTUR	
He I	3965	—1.0	0.151	0.186	0.328	0.23
	4121		0.118	0.150	0.175	0.38
	4388		0.153	0.199	0.512	0.58
	4438		0.071	0.088	0.110	0.19
N II	3995	—4.45	0.049	0.064	0.060	0.148
	4035		0.016	0.025	0.022	0.045
	4176		0.012	0.019	0.016	0.070
	4601		0.022	0.034	0.030	0.099
O II	4317	—3.45	0.039	0.052	0.044	0.190
	4367		0.041	0.054	0.047	0.201
Mg II	4390	—3.85	0.022	0.032	0.037	0.071
	4428		0.006	0.010	0.012	0.074
	4433		0.012	0.018	0.021	0.065
	4481		0.096	0.122	0.125	0.368

Используя параметры штарковского уширения, рассчитанные Гримом [9, 10], мы определили C_4 для температуры, характерной для глубин формирования линий He I. Для модели $T_e = 22\,500°$, $\lg g = 3.4$ линии He I формируются на глубине $\tau \sim 0.3 \div 0.4$, чему соответствует $T_e = 18\,000°$. Оказалось, что найденные таким образом C_4 примерно на 1.0—1.5 порядка больше, чем те, которые вычисляются для линий He I в программе WIDTH 6. Так как линии He I при $T_e = 22\,500°$ довольно сильные, то они оказываются очень чувствительны к таким различиям в C_4. Вводя C_4, посчитанные по штарковским ширинам, данным Гримом, в программу WIDTH 6, мы пересчитали линии He I. В результате получилось гораздо лучшее согласие с эквивалентными ширинами, полученными по программе KONTUR. В табл. 3 приведены результаты этих расчетов вместе с соответствующими значениями $\lg C_4$. Таким образом, для корректных расчетов сильных линий по программам WIDTH 5 и WIDTH 6 необходимо задавать соответствующие константы уширения за счет квадратичного эффекта Штарка.

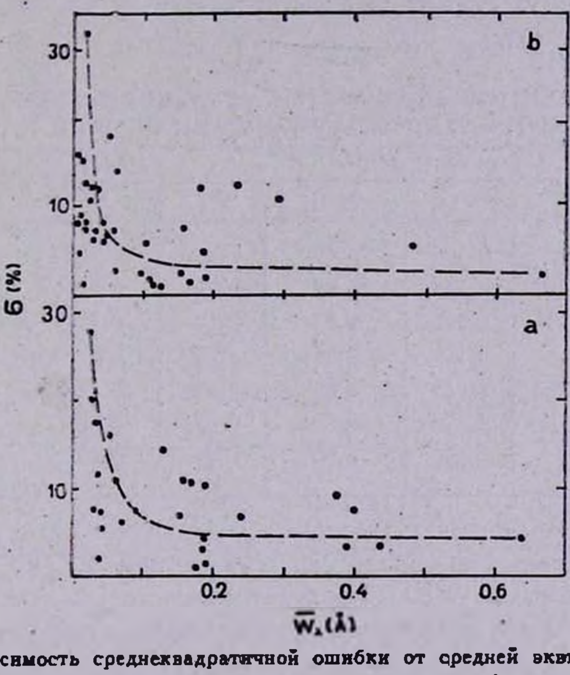


Рис. 2. Зависимость среднеквадратичной ошибки от средней эквивалентной ширины линии, a — по результатам измерений трех спектрограмм, b — по результатам расчетов по программам WIDTH 6 и KONTUR.

На рис. 2 показана зависимость среднеквадратичной ошибки, $\sigma = \overline{W}^{-1}\sqrt{\dfrac{\Sigma(W_i - \overline{W})^2}{n(n-1)}}$, от средней эквивалентной ширины, $\overline{W}$, посчитанной по результатам измерений трех спектрограмм с дисперсией 8 А/мм, полученных на ОЗСП БТА САО АН СССР и по расчетам для двух программ, WIDTH 6 и KONTUR. Для сильных линий при расчетах по программе WIDTH 6 использовались пересчитанные нами значения C_4. Зависимость теоретической ошибки от эквивалентной ширины имеет тот же характер, что и для ошибки измерений и достигает 30% для слабых линий. При использовании одинаковых атомных параметров для расчетов одинаковых линий эта ошибка вызвана только приближенными методами вычислений и различиями в алгоритмах программ при одних и тех же применяемых физических предположениях. Ошибка расчетов максимальна именно для слабых линий по той же причине, что и для измерений: если уровень континуума и профиль линии проводятся или рассчитываются с некоторой неопределенностью, то относительная ошибка будет тем больше, чем слабее линия. Таким образом, современный уровень метода моделей атмосфер накладывает ограничения на точность определения химического состава по слабым линиям в пределах точности спектрального материала с умеренной дисперсией (8—10 А/мм), что соответствует ~ 0.3 dex в содержании элемента.

Таблица 3

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ (W_λ, А) ЛИНИЙ He I ДЛЯ МОДЕЛИ С $T_e = 22\,500°$ ПРИ РАЗНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ C_4

Линия	WIDTH 6				KONTUR	W_λ, набл.	
	$-\lg C_4^{SBS}$	W_λ	$-\lg C_4^{G}$	W_λ	W_λ	V 380 Cyg	α Pyx
3965	4.99	0.186	3.60	0.261	0.328	0.23	
4026	4.51	0.285	3.14	0.752	0.896	0.70	1.075
4121	4.64	0.150	3.67	0.174	0.175	0.38	
4388	4.51	0.199	2.95	0.458	0.512	0.58	0.640
4433	4.57	0.088	3.50	0.098	0.110	0.19	0.105
4471	4.99	0.300	3.64	0.652	0.681	1.07	1.130
4713	5.16	0.179	4.07	0.199	0.181	0.35	0.335

Рассчитанные профили некоторых линий показаны на рис. 3. Видно, что профили некоторых линий по программам WIDTH 6 и KONTUR близки, по программе WIDTH 5 линии мельче и уже, сильные линии по программе KONTUR имеют хорошо выраженные штарковские крылья, отсутствующие при расчетах по программам WIDTH 5 и WIDTH 6. Заметим, что даже при использовании новых значений C_4, линии He I, посчитанные по программе WIDTH 6, в большинстве случаев оказались слабее и уже, чем по программе KONTUR, что вызвано, по-видимому, тем, что в WIDTH 6 не учитывается зависимость штарковского уширения от температуры.

5. *Сравнение с расчетами других авторов.* Для сравнения наших расчетов с результатами других авторов первоначально были посчитаны три

модели со стандартным химическим составом, $v_t = 0$, в приближении не-ЛТР: $T_e = 15\,000°$, $\lg g = 4.0$; $T_e = 22\,500°$, $\lg g = 3.0$; $T_e = 22\,500°$, $\lg g = 4.0$. По этим моделям по программам WIDTH 6 и KONTUR были рассчитаны профили и эквивалентные ширины ряда линий He I, Si II, Si III и K Ca II. Результаты приведены в 4 столбце табл. 4—6. При рас-

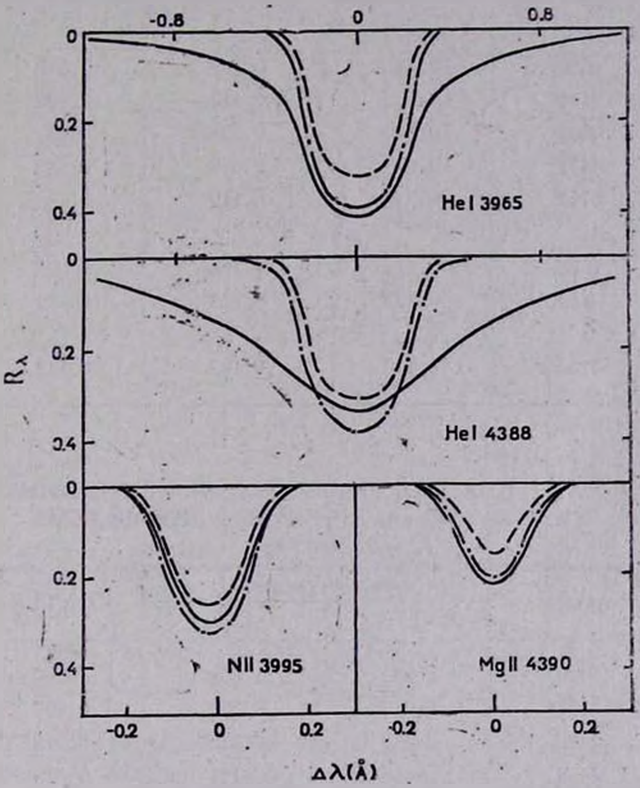


Рис. 3. Сравнение профилей линий, рассчитанных по разным программам: KONTUR— сплошная линия, WIDTH 6 — штрих-пунктирная линия, WIDTH 5 — штриховая линия.

четах по программе WIDTH 6 линий He I использовались значения C_4, определенные по данным Грима. Во 2 и 3 столбцах приведены результаты не-ЛТР и ЛТР расчетов Ауэра, Михаласа [1] для линий He I, Михаласа [2] для K Ca II и Кэмпа [3] для Si II и Si III. Видно, что по нашим расчетам все линии для моделей с $T_e = 22\,500°$ получились гораздо слабее, чем соответствующие ЛТР-линии других авторов, причем различие гораздо больше, чем различие ЛТР и не-ЛТР расчетов в работах [1—3]. Для модели с $T_e = 15\,000°$, $\lg g = 4.0$ согласие наших расчетов с расчетами других авторов хорошее.

Таблица 4

СРАВНЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН, W_λ (А) НЕКОТОРЫХ ЛИНИЙ ДЛЯ МОДЕЛИ $T_e = 15\,000°$, $\lg g = 4.0$

Линия	[1–3]		WIDTH 6
	NLTE	LTE	
He I			
4026	0.848	0.829	0.812
4121	0.115	0.112	0.108
4438	0.040	0.038	0.052
4471	0.693	0.659	0.618
4713	0.110	0.112	0.130
Si II			
4128	0.117	0.104	0.093
4130	0.133	0.117	0.103
Ca II			
3933	0.110	0.122	0.112

Таблица 5

СРАВНЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН, W_λ, А, ЛИНИЙ He I ДЛЯ МОДЕЛИ $T_e = 22\,500°$, $\lg g = 4.0$

Линия	Ауэр, Михалас [1]		KONTUR
	NLTE	LTE	
4026	1.532	1.605	1.300
4121	0.256	0.271	0.197
4388	0.957	0.914	0.718
4438	0.138	0.131	0.119
4471	1.381	1.455	0,907
4713	0.285	0.305	0.183
4921	0.908	0.827	0.475

Чтобы выяснить причины различий, мы сравнили модели, используемые нами, с моделями Михаласа [12], по которым рассчитывались линии в работах [1—3]. Сравнение, приведенное на рис. 4, показывает, что распределение температуры с глубиной в не-ЛТР моделях, посчитанных по методике Куруца, для $T_e = 22\,500°$ значительно отличается от соответствующего распределения как ЛТР, так и не-ЛТР моделей Михаласа. Различие не-ЛТР моделей связано с разной методикой учета отклонений от ЛТР в моделях [7, 11] и [12].

Таблица 6

СРАВНЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН, W_λ, А, НЕКОТОРЫХ ЛИНИЙ ДЛЯ МОДЕЛИ $T_e = 22\,500°$, $\lg g = 3.0$

Элемент, линия	[1—3]		KONTUR		WIDTH 6
	NLTE	LTE	NLTE модель	LTE модель	LTE модель
He I					
4026	0.756	0.819	0.579	0.665	0.573
4121	0.169	0.192	0.137	0.171	
4388	0.511	0.477	0.340	0.393	0.339
4438	0.103	0.096	0.092	0.098	0.094
4471	0.692	0.754	0.435	0.566	0.542
4713	0.206	0.244	0.150	0.333	0.205
4921	0.506	0.442	0.265	0.327	
Si II					
3856	0.066	0.049	0.035	0.047	
4128	0.056	0.050	0.037	0.049	0.041
4130	0.065	0.057	0.041	0.053	0.048
Si III					
4553	0.135	0.090	0.070	0.075	
4569	0.116	0.080	0.063	0.068	
4576	0.079	0.058	0.049	0.052	
Ca II					
3933	0.070	0.056	0.040	0.050	0.052

6. *Влияние модели атмосферы на теоретический контур линии.* При вычислении не-ЛТР моделей в работе [12] уравнения переноса решались одновременно с уравнениями стационарности, при этом учитывались не только переходы в континууме, но и в линиях. Учитывались пять уровней атома водорода, три уровня атома гелия и один уровень некоторого «среднего» легкого элемента. При расчетах не-ЛТР моделей [7, 11] используется итерационная процедура, в которой после вычисления поля излучения решаются уравнения статистического равновесия для шести уровней HI и одного уровня H^-. Найденные неравновесные населенности уровней затем используются на следующем шаге для вычисления поля излучения и так далее. При этом переходы в линиях не учитываются.

Более грубый учет отклонений от ЛТР в моделях [7, 11] приводит к тому, что в верхних слоях атмосферы здесь не получается инверсии температуры с глубиной, которая явно выражена в моделях [12]. Кроме того, необходимо заметить, что модели [12] рассчитывались до глубины

$\lg M = -6.5$ в 70 точках по глубине, в то время как модели [7, 11] рассчитываются только в 40 точках до глубины $\lg M = -4.0$. Для моделей с параметрами $T_e = 15\,000°$, $\lg g = 4.0$ распределения температуры с глубиной в ЛТР и не-ЛТР моделях [12] и в не-ЛТР моделях [7, 11] близки на глубинах $\lg M \geqslant -3.0$ (рис. 4). В более высоких слоях отклонения от ЛТР становятся существенными, и ЛТР и не-ЛТР модели Михаласа дают различный ход температуры с глубиной. Но поскольку на формирование линий (кроме линий водорода) самые верхние слои оказывают малое влияние, то хорошее согласие моделей на глубинах $\lg M \geqslant -3.0$ дало возможность получить совпадение эквивалентных ширин линий (табл. 4).

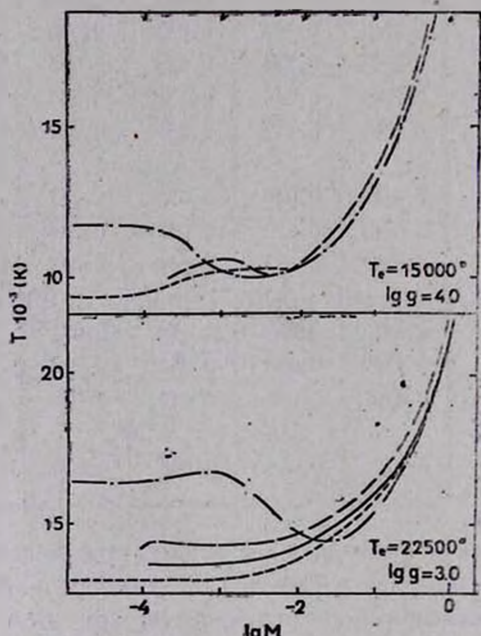


Рис. 4. Распределение температуры с глубиной для моделей $T_e = 15\,000°$, $\lg g = 4.0$ и $T_e = 22\,500°$, $\lg g = 3.0$. Сплошная линия — ЛТР модель, рассчитанная по программе SAM 1, штриховая линия — не-ЛТР модель, рассчитанная по SAM 1, пунктирная линия — ЛТР модель [12], штрих-пунктирная линия — не-ЛТР модель [12].

Чтобы устранить различия в линиях для горячих моделей, мы посчитали по програме SAM 1 две ЛТР модели с $T_e = 22\,500°$, $\lg g = 3.0$ и $\lg g = 4.0$. Зависимость $T(M)$ для модели $T_e = 22\,500°$, $\lg g = 3.0$ показана на рис. 4. Видно, что ЛТР модели холоднее в верхних слоях, чем не-ЛТР модели, посчитанные по программе SAM 1, однако они горячее, чем ЛТР модели Михаласа. При этом модели, рассчитываемые по программам SAM 1 или ATLAS 6, сходятся медленно и при проведении большого количества итераций постепенно приближаются к соответствующим моделям Михаласа, но при достижении ошибки потока $\Delta H < 0.5\%$ на всех глубинах ошибка стабилизируется и лучшей сходимости получить не удается. Одной из причин медленной сходимости моделей Куруца и их отличия от ЛТР моделей Михаласа является то, что при большом вкладе рассеяния в коэффициент непрозрачности, имеющем место в нашем случае, итеративные методы решения уравнения переноса и температурной коррекции, используемые при вычислении моделей [7, 11], оказываются малоэффективными [13].

Для ЛТР модели $T_e = 22500°$ $\lg g = 3.0$ по програме KONTUR были заново посчитаны линии поглощения некоторых элементов. Результаты приведены на рис. 5 и в пятом столбце табл. 6. Несмотря на остав-

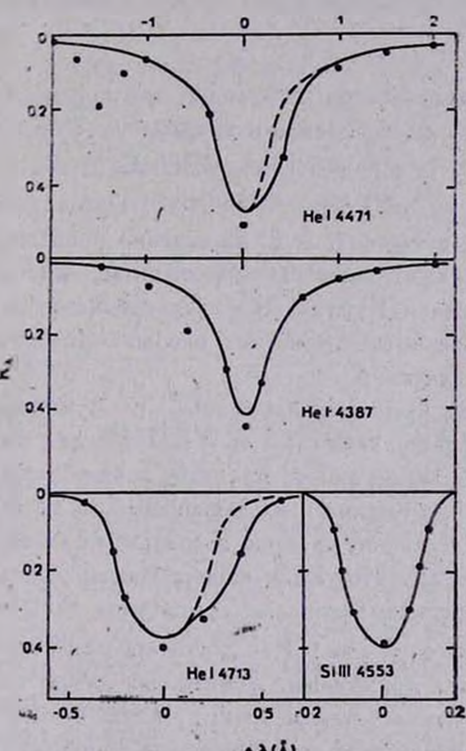


Рис. 5. Сравнение профилей линий, рассчитанных по програме KONTUR; сплошная линия, с расчетами [1] и [3], точки. Пунктирной линией показаны профили триплетных линий, рассчитанных как синглеты.

шееся небольшое различие в моделях, эти результаты хорошо согласуются с ЛТР расчетами Ауэра, Михаласа и Кэмпа [1—3]. Заметное отличие в эквивалентных ширинах и профилях имеется только для линий He I диффузной серии $\lambda\lambda$ 4026, 4388, 4471, 4921 А, для которых в расчетах Ауэра, Михаласа [1] учитывались запрещенные компоненты, а в наших расчетах— нет. Для изолированных линий He I $\lambda\lambda$ 4121, 4438, 4713 А согласие почти полное. Все линии He I рассчитывались с учетом асимметрии из-за штарковских сдвигов, а триплеты $\lambda\lambda$ 4026, 4121, 4471, 4713 А, кроме того, с учетом тонкой структуры. При этом триплеты получились сильнее, чем в тех случаях, когда они считались как синглеты, с использованием средневзвешенных сил осцилляторов (пунктирная линия на рис. 5). Заметим, что программа WIDTH 6 не позволяет учитывать асимметрию и тонкую структуру линий, и это еще одна причина того, что линии He I, посчитанные по программе WIDTH 6, оказываются слабее, чем по программе KONTUR. Результаты расчетов некоторых линий по программе WIDTH 6 для ЛТР модели $T_e = 22500°$, $\lg g = 3.0$, приведены в 6-ом столбце табл. 6.

7. *Сравнение результатов расчетов с наблюдениями*. Результаты расчетов сравнивались с наблюдаемыми эквивалентными ширинами для звезд TXLeo, $T_e = 8850°$, $\lg g = 4.0$ [14], V 380 Cyg, $T_e = 22500°$ $\lg g = 3.4$ [15] и α Pyx, $T_e = 22000°$, $\lg g = 3.65$ [4]. Наблюдаемые эквивалентные ширины приведены в табл. 1, 2, 3. Сравнение показывает, что наилучшее согласие с наблюдениями дают расчеты по программе KONTUR с использованием ЛТР моделей Куруца. В случае расчетов с не-ЛТР моделями теоретические эквивалентные ширины оказываются меньше наблюдаемых практически для всех линий.

По результатам, приведенным в табл. 1—3, можно заключить, что использование программ WIDTH 5 и WIDTH 6 для расчетов эквивалентных ширин сильных линий может привести к ошибочному определению содержаний элементов, а именно к их завышению. В то же время, по слабым линиям получается большой разброс в содержаниях элементов, определенных по разным линиям. Этот факт отмечается во многих работах (см., например, [5], где при использовании программы WIDTH 5 разброс содержания Fe для линий с $W_\lambda < 0.1$ А достигает одного порядка) и обусловлен в основном тремя причинами: для слабых линий имеются большие неопределенности в атомных параметрах, для них велика ошибка измерений и, как показано выше, также велика ошибка теоретических расчетов.

Поэтому для определения содержания элементов нам представляется наиболее правильным использовать наблюдаемые эквивалентные ширины средних и сильных линий, сравнивая их с корректно проведенными расчетами.

8. *Выводы*. Результаты сравнения расчетов эквивалентных ширин линий по программам WIDTH 6 и KONTUR свидетельствуют о том, что су-

ществующие методы расчетов дают случайный разброс значений W_λ для слабых линий в пределах 20—30%.

Для сильных линий более корректным является использование программы KONTUR, которая дает возможность учесть зависимость штарковского уширения от температуры и включить в расчеты тонкую структуру линий.

Расчеты по программе WIDTH 5 во всех случаях приводят к получению завышенных содержаний элементов, что связано с некорректным учетом механизмов уширения линий.

Использование ЛТР моделей [7, 11] для ЛТР расчетов линий дает результаты, которые хорошо согласуются с результатами других авторов [1—3], причем до $T_e \sim 25\,000$ К эквивалентные ширины линий, рассчитанных в приближении ЛТР, не сильно отличаются от эквивалентных ширин, рассчитанных с учетом отклонений от ЛТР. В то же время использование моделей атмосфер, рассчитанных с учетом отклонений от ЛТР по методике Куруца, для ЛТР расчетов линий приводит к значительному ослаблению всех линий. Таким образом, результаты ЛТР расчетов линий позволяют корректно определять содержание элементов, по крайней мере в звездах с T_e до 25 000 К.

В заключение авторы выражают благодарность В. В. Соколову и В. В. Цымбалу за полезные дискуссии.

Ростовский-на-Дону государственный
университет

ON THE ACCURACY OF DETERMINATION OF STELLAR ABUNDANCE USING THE MODEL ATMOSPHERES

V. V. LEUSHIN, G. P. TOPILSKAYA

Different programs for computing the profiles and the equivalent widths of the stellar absorption lines are compared. If a high accuracy for the medium and strong lines is needed, the quadratic Stark effect should be taken into account. The atmospheric model dependence of the computed equivalent widths is investigated. The overall accuracy of stellar abundance derived by using the model atmospheres is estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *L. H. Auer, D. Mihalas*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 25, 433, 1973.
2. *D. Mihalas*, Astrophys. J., 179, 209, 1973.
3. *L. W. Kamp*, NASA TR R-455, 1976.

4. *J. Norris*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 23, 193, 1971.
5. *S. Adelman*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 206, 637, 1984.
6. *Л. И. Снежко*, Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, 3, 3, 1971.
7. *R. L. Kurucz*, SAO Spec. Rept., 309, 1979.
8. *S. Sahal-Brechot, B. Serge*, Astron. and Astrophys., 13, 161, 1971.
9. *Г. Грим*, Спектроскопия плазмы, Мир, М., 1969.
10. *Г. Грим*, Уширение спектральных линий в плазме, Мир, М., 1978.
11. *S. Wright, J. Argyros*, Comm. Univ. London Observ., 76, 1975.
12. *D. Mihalas*, NCAR-TN/STR-76, 1972.
13. *Д. Михалас*, Звездные атмосферы, т. 1, Мир, М., 1982.
14. *М. Л. Евтихиева, В. В. Леушин*, Химический состав атмосферы яркого компонента TX Leo, Деп. № 2083—81, ВИНИТИ, М., 1981.
15. *В. В. Леушин, Г. П. Топильская*, Астрофизика, 1986 (в печати).

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 25 АВГУСТ, 1986 ВЫПУСК 1

УДК: 524.354.7—854

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ВОЗБУЖДЕНИЕ ПРОДОЛЬНЫХ ВОЛН В МАГНИТОСФЕРЕ ПУЛЬСАРОВ

А. З. КАЗБЕГИ, Г. З. МАЧАБЕЛИ, Г. И. МЕЛИКИДЗЕ

Поступила 19 ноября 1985

Принята к печати 25 марта 1986

Рассмотрена возможность усиления лентмюровских волн в магнитосфере пульсаров из-за кривизны силовых линий магнитного поля. Показано, что при $\Gamma \ll \tilde{\omega}_{B_{\text{эфф}}}$ учет кривизны силовых линий магнитного поля приводит к уменьшению аналогичного инкремента в случае $R_B \to \infty$ (R_B — радиус кривизны силовых линий). В случае размытого резонанса ($\Gamma \gtrsim \tilde{\omega}_{B_{\text{эфф}}}$) возможна генерация потенциальных волн, однако инкремент неустойчивости оказывается порядка $1/\tau_0$ (τ_0 — время выноса плазмы за световой цилиндр).

Вопрос генерации волн в релятивистской электронно-позитронной плазме является центральным для объяснения происхождения излучения пульсаров, наблюдаемого на Земле. Согласно работам [1—3], в плазме магнитосферы молодых пульсаров (PSR 0531+21, PSR 0833—45) могут возбуждаться электромагнитные волны из-за асимметрии одномерной функции распределения электронов и позитронов на аномальном допплер-эффекте. Однако с возрастом вращение пульсаров замедляется. Уменьшение частоты вращения приводит к изменению параметров плазмы и, в конечном счете, к нарушению условия возбуждения электромагнитных волн [3]. Наличие пучка в плазме магнитосферы пульсаров может приводить к возбуждению потенциальных волн на черенковском резонансе [4—6]. Однако, для принятых на сегодняшний день параметров плазмы магнитосферы пульсаров, инкремент этой неустойчивости оказывается меньше, чем $1/\tau_0$, где τ_0 — время выноса плазмы за световой цилиндр, и неустойчивость не развивается [7].

Другой возможности генерации волн в однородной релятивистской электронно-позитронной плазме магнитосферы пульсаров, по-видимому, не существует. Поэтому представляется необходимым исследование возможности усиления неустойчивостей в плазме из-за неоднородности магнитного поля. При этом крупномасштабные дрейфовые неустойчивости в настоящей работе рассматриваться не будут, так как целью работы является изучение возможности усиления коротковолновых потенциальных возмущений, частота которых попадает в радиодиапазон.

Проблема усиления потенциальных ленгмюровских волн из-за кривизны силовых линий магнитного поля пульсаров обсуждалась в работе В. Е. Шапошникова [8]. Однако метод расчета, использованный в [8], не позволяет получить инкремент неустойчивости в явном виде.

Принято считать магнитное поле пульсара дипольным и что с расстоянием оно изменяется по закону

$$B = B_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^3. \tag{1}$$

Здесь $R_0 = 10^6$ см — радиус нейтронной звезды, B_0 — индукция магнитного поля у поверхности звезды.

Пренебрегая дрейфом частиц поперек магнитного поля, можно считать, что движение частиц (ларморовских кружков) происходит вдоль искривленных силовых линий магнитного поля B_0. Воспользовавшись этим предположением допустим, что частицы движутся в некотором эффективном магнитном поле $B_{эфф.}$ таком, чтобы это движение происходило по ларморовскому кружку с радиусом, равным радиусу кривизны силовых линий магнитного поля B_0. Тогда ларморовская частота эффективного магнитного поля $\omega_{B_{эфф.}}$ имеет вид

$$\omega_{B_{эфф.}} = \frac{p_\parallel}{mR_B}. \tag{2}$$

Здесь $p_\parallel$ — импульс частицы вдоль магнитного поля B_0, и вследствие нашего предположения он перпендикулярен $B_{эфф.}$.

Представим диэлектрическую проницаемость потенциальных волн в виде $\varepsilon^l = 1 + \varepsilon^l_p + \varepsilon^l_b$, где индексы „$p$“ и „$b$“ указывают на принадлежность величин к основной массе плазмы и пучку, соответственно. Учет кривизны приводит к существенным изменениям только в пучковой части ε^l, и поэтому

$$\varepsilon^l_p = -\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \int \frac{f_0 dp_\parallel}{(\omega - k_z v_\parallel)^2}, \tag{3}$$

$$\varepsilon^l_b = -4 \frac{\omega_b^2}{\omega^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2 J_n^2 (k_z R_B)}{k_z^2 R_B^2} a^4 \int \frac{\chi \cdot f \cdot d\chi}{(a^2 - \chi^2)^2}. \tag{4}$$

Здесь направление оси z совпадает в начальный момент времени с направлением B_0, $a^2 = 1\Big/\left(\frac{n^2}{k_z^2 R_B^2} - 1\right)$, $\chi^2 = \frac{p^2}{m^2c^2} = \gamma_b^2$, $\omega_p^2 \gg \omega_b^2$, поэтому, для того, чтобы в дисперсионном соотношении $\varepsilon^l = 0$ вклад ε_b^l был бы существенным, необходимо выполнение резонанса

$$a_0^2 \equiv 1\Big/\left(\frac{n_0^2}{k_z^2 R_B^2} - 1\right) = \chi^2, \tag{5}$$

n_0 — фиксированное значение.

Заметим, что неустойчивость может иметь место только в случае, когда $\frac{\partial f}{\partial \chi} > 0$, т. е. при наличии пучка. Функция распределения f среднего радиопульсара характеризуется наличием пучка энергичных первичных частиц, с лоренц-факторами $\gamma_b \simeq 10^6$ (в системе наблюдателя). Тогда $a^2 = \chi^2 \simeq \gamma_b^2 \gg 1$. Величина $\varepsilon_b^l \sim a^4$ оказывается настолько большой, что нарушается условие развития кинетической неустойчивости — $R_e \varepsilon^l \gg I_m \varepsilon^l$; $\omega \gg \Gamma_k$ (сравни с выводами работы [7]). При этом кинетическая неустойчивость развиваться не может. Предполагая, что $\omega = \frac{cn_0}{R_B} + \Delta\omega$, $\Delta\omega \ll \omega$, получим дисперсионное соотношение

$$1 - 4\frac{\omega_p^2}{k^2c^2}\overline{\gamma} - 16\frac{\omega_p^2}{k^3c^3}\overline{\gamma^3}\Delta\omega - \frac{\omega_b^2}{\gamma_b^3}\frac{n^2 J_n^2(k_z R_B)}{k_z^2 R_B^2(\Delta\omega)^2} = 0. \tag{6}$$

Уравнение (6) при условии

$$\left(\frac{n^2 J_n^2(k_z R_B)}{k_z^2 R_B^2}\right)^{1/2}\left(\frac{\omega_b}{\omega_p}\right) \gg \frac{\overline{\gamma^{1/2}}}{\gamma_b^{3/2}} \tag{7}$$

для инкремента неустойчивости дает

$$\Gamma_k \sim \left(\frac{n_b}{n_p}\right)^{1/3}\left(\frac{n_0 J_{n_0}(k_z R_B)}{k_z R_B}\right)^{2/3}\frac{kc}{\gamma_b(\overline{\gamma^3})^{1/3}}. \tag{8}$$

Выражение (8) отличается от инкремента, полученного в работе [7] без учета кривизны, множителем $(n_0 J_{n_0}(k_z R_B)/k_z R_B)^{2/3} \equiv A$. Генерация волн может происходить как в области с фазовыми скоростями $v_\phi < c$, так и в случае $v_\phi > c$, что принципиально невозможно в случае возбуждения потенциальных возмущений частицами на черенковском резонансе. В выражениях для ε^l (3) и (4) предполагается, что $v_\phi \simeq c$. Из условия (5) следует $a^2 \simeq \gamma_b^2 \gg 1$ и $n \simeq k_z R_B$. При этом для частот, совпадающих с радиодиапазоном, $k_z R_B \gg 1$, поэтому можно пользоваться асимптотическим разложением функции Бесселя для больших аргументов и больших индексов при $n_0 \simeq k_z R_B$: $J_{n_0}(n_0) \simeq \frac{\Gamma(1/3)}{2^{2/3}\cdot 3^{1/6}\cdot\pi} \times \frac{1}{n_0^{1/3}}$, и множитель A оказывается много меньше 1. При вычислении инкремента (8) предполагалось, что

$$\Gamma \ll \tilde{\omega}_{B_{\text{эфф.}}}. \tag{9}$$

Здесь $\tilde{\omega}_{B_{\text{эфф.}}} = \frac{\omega_{B_{\text{эфф.}}}}{\gamma} = \frac{c}{R_B}$. Таким образом, инкремент ограничен величиной порядка $\frac{c}{R_B} \sim 1/\tau_0$, где τ_0 — время выноса плазмы за световой цилиндр, и такая неустойчивость в магнитосфере пульсаров развиваться не успевает.

Для того, чтобы инкремент оказался большим, необходимо отказаться от условия (9), что приводит к размытию резонанса.

Рассмотрим возможность генерации потенциальных волн в случае $\Gamma > \tilde{\omega}_{B_{\text{эфф.}}}$. Для этого вернемся к выражению (4). Предполагая функцию распределения в виде $f \sim \delta(p_\parallel - p_b)$, после интегрирования найдем

$$\varepsilon_b = -\frac{\omega_b^2}{\omega^2}\frac{1}{\gamma_b}\left(\frac{n_b}{n_p}\right)\frac{1}{\nu}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\frac{n^2 J_n^2(k_z R_B)}{(\nu - n)}, \tag{10}$$

где $\nu = \frac{\omega}{\tilde{\omega}_{B_{\text{эфф.}}}} = \frac{\omega R_B}{c}$. Резонанс размыт. Таким образом, в сумме по n невозможно ограничиться одним членом, и поэтому оценим бесконечный ряд, входящий в выражение (10). Запишем его следующим образом:

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\frac{n^2 J_n^2(k_z R_B)}{(\nu - n)} = \nu\left(1 + \nu\sum_{n=-\infty}^{\infty}\frac{J_n^2(k_z R_B)}{(\nu - n)}\right).$$

Воспользуемся известной формулой

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\frac{J_n^2(k_z R_B)}{(\nu - n)} = \frac{\pi}{\sin\nu\pi} J_\nu(k_z R_B) J_{-\nu}(k_z R_B)$$

и представим функции $J_{\pm\nu}$ в виде интеграла:

$$J_{\pm\nu}(x) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\pi}^{\pi} \exp[\pm i\nu\varphi - ix\sin\varphi]\,d\varphi \mp$$

$$\mp \frac{\sin\nu\pi}{\pi}\int\limits_{0}^{\infty} \exp[\pm\nu\varphi - x\,\mathrm{sh}\,\varphi]\,d\varphi. \tag{11}$$

Заметим, что $R_e\nu \gg 1$ и $x = k_z R_B \gg 1$, поэтому первый интеграл в (11) содержит быстроосциллирующую подынтегральную функцию и имеет отличное от нуля значение в точке $\varphi = 0$, при этом интеграл равен 1. Подынтегральное выражение второго интеграла (11) также стремится к нулю везде, кроме точки $\varphi = 0$, где его значение равно 1. Таким образом, полагая $\nu = s + i\Delta$, где s — большое целое число, после некоторых преобразований имеем

$$\varepsilon_b^l = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\frac{1}{\gamma_b}\left(\frac{n_b}{n_p}\right)\nu\left\{\frac{i}{2}(-1)^s(\operatorname{sign}\Delta_0)\,e^{\Delta\pi}\right\}. \tag{12}$$

Приравнивая действительную и мнимую части дисперсионного соотношения для потенциальных волн нулю по отдельности, окончательно получим

$$\omega^2 \simeq \omega_p^2\overline{\gamma} \tag{13}$$

и

$$[\operatorname{sign}\Delta_0](-1)^s\Delta e^{-|\Delta|\pi} = \left(\frac{\omega R_B}{c}\right)^2\frac{1}{16\overline{\gamma}^3}\frac{1}{\gamma_b}\left(\frac{n_b}{n_p}\right). \tag{14}$$

Параметры, входящие в правые части уравнений (13) и (14), для средних пульсаров можно считать заданными: $\omega \sim 10^8$ Гц, $R_B \simeq 10^9$ см, $\gamma_b \simeq 10^6$, $\frac{n_b}{n_p} \simeq 10^{-4}$, $\overline{\gamma}^3 \sim 10^4$ (все в системе наблюдателя). В результате для величин Δ имеем

$$\Delta e^{-\Delta\pi} \simeq 10^{-1} \div 10^{-2},$$

откуда $\Delta \sim 1$, а так как согласно обозначению $\Delta = \frac{\Gamma R_B}{c}$, инкремент оказывается порядка $1/\tau_0$ (τ_0 — время выноса плазмы за световой цилиндр). $\Gamma \sim c/R_B$, и развитие этой неустойчивости оказывается проблематичным, тем более, что сам результат получается на пределе применимости условия $\Gamma > \overline{\omega}_{B_{\text{эфф}}} \simeq \frac{c}{R_B}$.

Резюмируя вышесказанное, можно утверждать, что учет кривизны магнитных силовых линий, при условии $\tilde{\omega}_{B_{\text{эфф.}}} \simeq c/R_B \gg \Gamma$ (когда выполняется резонансное условие), приводит к уменьшению аналогичного инкремента неустойчивости потенциальных возмущений полученного при $R_B \to \infty$. В случае же размытого резонанса ($\tilde{\omega}_{B_{\text{эфф.}}} < \Gamma$) могут генерироваться потенциальные волны из-за движения частиц вдоль искривленных силовых линий магнитного поля. Величина инкремента неустойчивости порядка c/R_B. Превышение Γ над c/R_B сильно зависит от величины параметров плазмы и незначительно.

Авторы благодарны В. Е. Шапошникову и М. Э. Гедалину за ценные замечания.

Абастуманская астрофизическая
обсерватория

EFFECT OF MAGNETIC FIELD INHOMOGENEITY ON EXCITATION OF LONGITUDAL WAVES IN PULSAR MAGNETOSPHERE

A. Z. KAZBEGI, G. Z. MACHABELI, G. I. MELIKIDZE

The possibility of amplification of Lengmuir waves in pulsar magnetosphere due to the curvature of magnetic field lines has been considered. It is shown that when $\Gamma \ll \tilde{\omega}_{B_{\text{eff.}}}$ if one takes into account the curvature in question one gets the decrease of analogous growth rate in the case of $R_B \to \infty$ (R_B — being the curvature radius). In the case of diffuse resonance ($\Gamma \gg \tilde{\omega}_{B_{\text{eff.}}}$), the generation of potential waves is possible, however the growth rate of the instability is of the order $1/\tau_0$ (τ_0 — is the time of carrying plasma outside the light cylinder).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Д. Г. Ломинадзе, Г. З. Мачабели, А. Б. Михайловский*, Физика плазмы, 5, 1337, 1979.
2. *Г. З. Мачабели, В. В. Усов*, Письма в Астрон. ж., 5, 445, 1979.
3. *J. G. Lominadze, G. Z. Machabeli, V. V. Usov*, Astrophys. and Space Sci., 90, 19, 1983.
4. *В. П. Силин*, Ж. эксперим. и теор. физ., 38, 1577, 1960.
5. *В. Н. Цытович*, Ж. эксперим. и теор. физ., 40, 1775, 1961.
6. *Д. Г. Ломинадзе, А. Б. Михайловский*, Ж. эксперим. и теор. физ., 76, 959, 1979.
7. *В. Д. Егоренков, Д. Г. Ломинадзе, П. Г. Мамрадзе*, Астрофизика, 19, 753, 1983.
8. *В. Е. Шапошников*, Астрофизика, 17, 749, 1981.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 25 АВГУСТ, 1986 ВЫПУСК 1

УДК: 524.527

О ФОРМИРОВАНИИ КРУПНОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ ОБЛАКАМИ

В. Г. ГОРБАЦКИЙ, К. И. УСОВИЧ

Поступила 29 декабря 1985

Результаты расчетов показали, что под действием вязкости в спиральных галактиках должны возникать кольцеобразные образования, состоящие из облаков. Предложена гипотеза о том, что причиной возникновения массивных молекулярных комплексов («гигантских молекулярных облаков») в кольцеобразных структурах является гравитационная неустойчивость «газа облаков».

1. *Введение.* Представление совокупности облаков в межзвездном пространстве как «газа облаков» использовалось в различных аспектах. Понятие вязкости такого газа применялось в работе [1] при исследовании устойчивости галактических дисков, а в работах [2—4], при изучении переноса углового момента в спиральных галактиках. Как было установлено в [2], если учитывать только контактные столкновения облаков, то за время порядка 10^9 лет в системе, подобной Галактике, должно происходить значительное перераспределение плотности межзвездной среды. При этом могут образоваться кольцевые структуры, а часть облаков выходит за пределы звездного диска. В [3] в качестве фактора, определяющего вязкость, принималось гравитационное взаимодействие гигантских молекулярных облаков и было показано, что у галактик, имеющих максимум на кривой вращения, облака накапливаются в переходной области, следующей за областью максимума.

В данной работе приводятся результаты более полных, чем в [2] расчетов эволюции распределения плотности «газа облаков» под действием его вязкости и высказывается гипотеза о возможности образования гигантских молекулярных облаков в результате гравитационной неустойчивости «газа облаков» в кольцеобразных областях повышенной плотности. В отличие от работы [3] ставится вопрос не о динамике совокупности уже существующих гигантских молекулярных комплексов (МК), а о характере процесса образования таких комплексов из облаков сравнительно малой массы.

2. *Уравнения, определяющие динамику вязкого «газа облаков».* Система уравнений газодинамики для тонкого диска (толщина $H \ll$ радиуса), однородного по высоте, в цилиндрических координатах записывается в следующем виде:

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\varphi^2}{r} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial r} - \frac{\partial \varphi_g}{\partial r} +$$

$$+ 2\frac{\tilde{\eta}}{\sigma}\left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r^2}\right) + \frac{2}{\sigma}\frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial r}\frac{\partial v_r}{\partial r}; \tag{1}$$

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_r v_\varphi}{r} = \frac{\tilde{\eta}}{\sigma}\left(\frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r^2}\right) + \frac{1}{\sigma}\frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial r}\left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r}\right);$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = -\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(\sigma r v_\varphi).$$

Здесь φ_g — гравитационный потенциал, определяемый звездным компонентом галактики, v_r и v_φ — радиальная и азимутальная составляющие скорости, σ — поверхностная плотность, $\tilde{\eta} = \eta H$ — коэффициент „поверхностной вязкости“ и $\bar{p} = pH$.

Систему (1) записываем в лагранжевых координатах в виде, несколько ином, чем в [2]:

$$\frac{\partial l}{\partial t} = \frac{l^2 + j^2}{r^2} - r\frac{\partial \varphi_g}{\partial r} - \frac{r}{\sigma}\frac{\partial \bar{p}}{\partial r} + 2\left[r^2\frac{\partial}{\partial s}\left(\tilde{\eta}\sigma\frac{\partial l}{\partial s}\right) - l\frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial s}\right],$$

$$\frac{\partial j}{\partial t} = r^2\frac{\partial}{\partial s}\left(\tilde{\eta}\sigma\frac{\partial j}{\partial s}\right) - 2j\frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial s}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial l}{\partial s} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{\sigma}\right); \quad l = r\frac{\partial r}{\partial t} \equiv r v_r,$$

где $j = r v_\varphi$ — удельный угловой момент и s — лагранжева координата,

$$s = \int_0^r r'\sigma(r', t')\,dr', \tag{3}$$

выражающая массу газа, содержащегося в пределах сектора с углом в один радиан и протяженностью от 0 до r.

Как и в [2], значения s рассматривались в интервале

$$0.05\,\mathfrak{M}_t \leqslant s \leqslant \mathfrak{M}_t, \tag{4}$$

где $\mathfrak{M}_t$ — полная масса газа в единичном секторе диска. Таким образом, область диска, прилегающая к его центру, исключалась из рассмотрения.

В качестве начального состояния принимался вращающийся однородный по высоте диск, равновесный при заданном гравитационном потенциале φ_g, создаваемом звездной составляющей. Соответственно:

$$\text{при } t=0 \qquad j^2 = r^3 \frac{\partial \varphi_g}{\partial r}; \quad \sigma = \sigma_0; \quad l = 0. \tag{5}$$

В качестве одного из граничных условий использовалось соотношение, выражающее сохранение полного углового момента в пределах указанного интервала (4):

$$J(t) = \int\limits_{0.05\mathfrak{M}_t}^{\mathfrak{M}_t} j(s;\ t)\, ds = \text{const}. \tag{6}$$

Условие (6) записывается в более удобной при вычислениях дифференциальной форме:

$$\left\{ r(s;\ t) \left[\frac{\partial r(s;\ t)}{\partial s} \right]^{-1} \frac{\partial j(s;\ t)}{\partial s} - 2j(s;\ t) \right\} \tilde{\eta}(s) \Bigg|_{0.05\,\mathfrak{M}_t}^{\mathfrak{M}_t} = 0. \tag{6'}$$

Величина удельного момента на внутренней границе области считалась не зависящей от времени,

$$j(0.05\,\mathfrak{M}_t;\ t) = \text{const}. \tag{7}$$

Вычисления проводились при трех вариантах граничных условий, налагаемых на величину l:

а) поток газа через внутреннюю и внешнюю границы отсутствует,

$$l(0.05\,\mathfrak{M}_t;\ t) = l(\mathfrak{M}_t;\ t) = 0. \tag{8}$$

б) $$l(0.05\,\mathfrak{M}_t;\ t) = 0; \quad \frac{\partial l(s;\ t)}{\partial s}\Bigg|_{s=\mathfrak{M}_t} = 0; \tag{9}$$

в) $$\frac{\partial l(s;\ t)}{\partial s}\Bigg|_{s=0.05\,\mathfrak{M}_t} = 0; \quad \frac{\partial l(s;\ t)}{\partial s}\Bigg|_{s=m_t} = 0 \tag{10}$$

(постоянство плотности на внутренней границе при учете (7)).

Граничные условия для σ определяются указанными соотношениями и уравнением неразрывности.

Естественно, что набором условий а), б), в) далеко не исчерпываются все возможности, но эти условия являются более простыми и предоставляют довольно широкие возможности для исследования эволюции «газа облаков».

3. Характеристики модели — коэффициент вязкости, градиент давления, кривая вращения. Величины, входящие в систему (1),— коэффициент вязкости, градиент давления и градиент потенциала — в рамках поставленной задачи задаются, а не находятся при посредстве каких-либо уравнений, связывающих их с искомыми функциями σ, v_r, v_φ. Таким образом, решаемая задача не является самосогласованной.

При определении величины коэффициента вязкости «газа облаков» предполагалось, что все облака сферические с массой $\mathfrak{M}_{\text{обл.}} = 100\,\mathfrak{M}_\odot$ и диаметром $d_{\text{обл.}} = 5$ пк. Учитывались только контактные столкновения. Коэффициент вязкости приближенно выражается соотношением

$$\tilde{\eta} \approx \sigma l_{\text{с. п.}} \sqrt{\langle \Delta u^2 \rangle}\,, \tag{11}$$

в котором $\sqrt{\langle \Delta u^2 \rangle}$ — средняя скорость облаков и $l_{\text{с. п.}}$ — длина свободного пробега облака. В большей части расчеты производились в предположении о постоянстве значения $\tilde{\eta}$ вдоль радиуса диска. Поскольку эффективный поперечник столкновений одинаков, $l_{\text{с. п.}} \sim \sigma^{-1}$, и предположение о постоянстве $\tilde{\eta}$ должно, в общем, соответствовать действительности. Кроме того, расчеты выполнялись также при величине $\tilde{\eta}$, зависящей от s следующим образом:

$$\tilde{\eta} = \tilde{\eta}_0 e^{\frac{s}{\mathfrak{M}_t}} \left(1 - \frac{s}{\mathfrak{M}_t}\right)^b \quad (b > 1), \tag{12}$$

и их результаты мало отличаются от полученных при $\tilde{\eta} = \tilde{\eta}_0$. Значение $\tilde{\eta}_0/H$ было принято равным $4.5 \cdot 10^3$ г см$^{-1}$ с$^{-1}$. Это несколько больше, чем значение, принятое в работе [2], в которой была взята величина σ/H, соответствующая окрестности Солнца, а она меньше среднего значения для газового диска Галактики.

В качестве выражения для градиента давления принималось следующее:

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial r} = \langle \Delta u^2 \rangle \, \frac{d\sigma}{dr}\,,$$

где среднее значение квадрата скорости облаков $\langle \Delta u^2 \rangle$ считается постоянным («изотермический случай»). Расчеты производились при значениях $\langle \Delta u^2 \rangle = 10^{10}$, 10^{11}, 10^{12} см^2 с$^{-2}$.

На результатах расчетов сильно сказывается выбор формы потенциала, создаваемого, по предположению, только звездами галактики и определяющего кривую вращения. Как было установлено в [2], кольцеобразная структура в газовом диске возникает лишь при определенном виде потенциала — при наличии максимума на кривой вращения $(v_\varphi = f(r))$.

В данной работе расчеты выполнялись при трех различных выражениях для величины $\frac{\partial \varphi_g}{\partial r}$.

$$\text{I} \qquad \frac{\partial \varphi_g}{\partial r} = G\mathfrak{M}_{\text{гал.}} r\,(r^2 + a^2)^{-3/2}. \qquad (13)$$

Кривая вращения в этом случае соответствует модели Кузмина — Тумре [5].

$$\text{II} \qquad \frac{\partial \varphi_g}{\partial r} = \frac{\sum\limits_{i=0}^{5} A_i \left(\frac{r}{r_{\max}}\right)^i}{\sum\limits_{i=0}^{5} B_i \left(\frac{r}{r_{\max}}\right)^i} \frac{\sum\limits_{i=0}^{5} B_i}{\sum\limits_{i=0}^{5} A_i} \frac{v^2_{\varphi\,\max}}{r}, \quad r < r_{\max}, \qquad (14)$$

$$\frac{\partial \varphi_g}{\partial r} = \frac{v^2_{\varphi\,\max}}{r}, \quad r > r_{\max}.$$

Соответствующая кривая вращения имеет точку максимума на расстоянии $r \approx 4.7$ кпк. Такое выражение использовано в модели [6].

$$\text{III} \qquad r\,\frac{\partial \varphi_g}{\partial r} = \left(\frac{a_{in} V_{in} \frac{r}{r_{in}}}{\left\{1 + \left(\frac{r}{r_{in}}\right)^2\right\}^{3/4}} \right)^2 + \left(\frac{a_{\text{out}} V_{\text{out}} \left(\frac{r}{r_{\text{out}}}\right)^{3/2}}{1 + \left(\frac{r}{r_{\text{out}}}\right)^2} \right)^2, \qquad (15)$$

$$V_{in} = 265 \text{ км/с}; \quad V_{\text{out}} = 231 \text{ км/с}; \quad r_{in} = 0.5 \text{ кпк}; \quad r_{\text{out}} = 6.0 \text{ кпк};$$

$$a_{in} = 3^{3/4} \cdot 2^{-1/2}; \qquad a_{\text{out}} = 4 \cdot 3^{-3/4}.$$

Потенциал φ_g в данном случае дает „двугорбую“ кривую вращения с максимумами в точках $r \approx 1$ кпк и $r \approx 8$ кпк [4].

Решение системы (2) с указанным набором входящих в уравнения функций и при сформулированных в разделе 2 начальных и граничных условиях производилось по неявной двухшаговой разностной схеме с итерациями. Предварительно уравнения были приведены к безразмерным переменным. Характерные значения величин t_0, r_0, s_0 выбирались в предположении, что по массе и размеру моделируемая система близка к Галактике. В соответствии с этим принято:

$$t_0 = 1.5\cdot 10^{16}\ \text{с}; \quad r_0 = 3\cdot 10^{22}\ \text{см}; \quad s_0 = 1.6\cdot 10^{42}\ \text{г}.$$

Обезразмеривание других величин, входящих в (2), производилось при следующих характерных их значениях:

$$j_0 = 3.75\cdot 10^{29}\ \text{см}^2\ \text{с}^{-1}, \quad \sigma_0 = 3.6\cdot 10^{-3}\ \text{г см}^{-2}; \ \bar{\eta}_0 = 4.5\cdot 10^{24}\ \text{г с}^{-1}.$$

Шаг по времени был принят равным $\Delta t = 0.01\ t_0$. При расчетах обеспечивалось сохранение углового момента с точностью $\approx 2\%$.

Некоторые из результатов расчетов, относящиеся к формированию кольцеобразных структур, приведены в следующем разделе.

4. *Образование кольцеобразных уплотнений в газовом диске.* Решение уравнений, определяющих движение «газа облаков», показало, что под действием вязкости в нем появляется радиальный компонент скорости, вызывающий перераспределение плотности. Характерное время такого перераспределения около $5\cdot 10^8$ лет, то есть приблизительно равно двум-трем периодам обращения диска. Удельный угловой момент при этом перераспределяется мало ($\approx 1\%$).

Распределение плотности к моменту $5\cdot 10^8$ лет (бывшее однородным при $t = 0$) при потенциале в форме II представлено на рис. 1. Наиболее характерной особенностью этого распределения являются «горбы»—значительное возрастание σ в интервале $4 \lesssim r \lesssim 5$ кпк и меньшее — при $r \approx$ ≈ 3 кпк. Ширина бо́льшего «горба» увеличивается с возрастанием дисперсии скорости облаков.

Появление кольцеобразной структуры во вращающемся гравитирующем диске при наличии вязкости, установленное в работе[2], было предсказано Чандрасекаром [7], исходившим из следующего рассуждения. Сила вязкости определяется соотношением

$$F_{\text{вязк.}} = \eta \frac{d}{dr}\left(\frac{1}{r}\frac{d}{dr} r v_\varphi\right). \tag{16}$$

Если принять, что скорость вращения $v_\varphi \sim r^n$, то

$$F_{\text{вязк.}} \sim \eta\,(n^2 - 1)\, r^{n-2}. \tag{17}$$

Из (17) следует:

$$|n| > 1, \quad F_{\text{вязк.}} > 0; \quad |n| < 1, \quad F_{\text{вязк.}} < 0.$$

Таким образом, в той области, где v_φ убывает медленнее, чем r^{-1}, вещество должно двигаться в сторону возрастания r. Там же, где v_φ убывает быстрее, чем r^{-1}, сила вязкости создает движение внутрь диска.

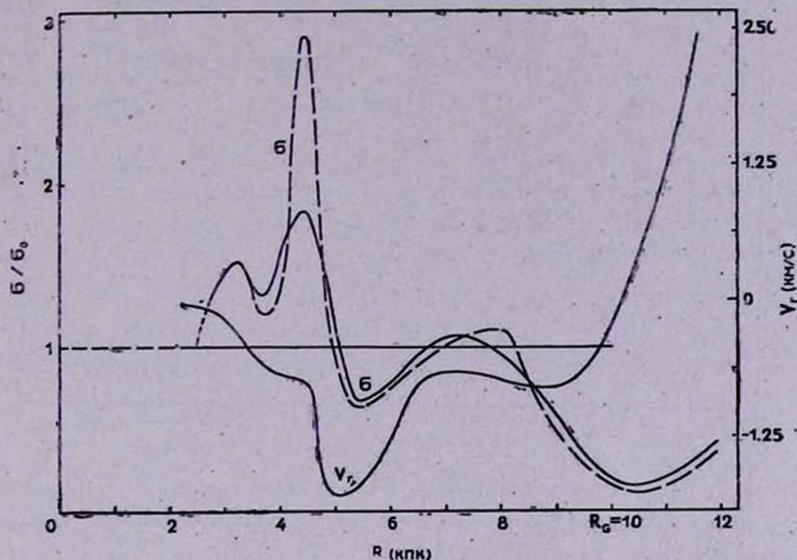


Рис. 1. Распределение плотности (σ) и скорости радиального движения (v_r) в газовом диске к моменту времени $5 \cdot 10^8$ лет. Потенциал соответствует форме II. Пунктиром обозначена кривая, соответствующая величине $\langle \Delta u^2 \rangle = 10^{11}$ см^2 с$^{-2}$, сплошной линией — величине $\langle \Delta u^2 \rangle = 10^{12}$ см^2 с$^{-2}$.

Скорость изменения v_φ с расстоянием сильно меняется в той области, где кривая вращения имеет достаточно острый максимум. Вблизи него сила вязкости меняет направление и создаются условия для образования кольцеобразной области повышенной плотности. В случае галактики с двугорбой кривой вращения эти области также расположены недалеко от максимумов кривой вращения (рис. 2). Тем самым подтверждаются соображения о причинах возникновения кольцеобразных уплотнений в газовых дисках галактик.

Заметим, что условия, задаваемые на внутренней границе, сказываются на распределении плотности вблизи границы и на характере пиков плотности. Однако их положение остается практически неизменным. Условия на внешней границе диска либо запрещают течение газа через нее — как в случае а), либо допускают уход газовых облаков за пределы области, первоначально занимавшейся «газом облаков». Из расчетов следует, что такое течение, вызываемое перераспределением углового момента в диске, действительно реализуется (см., например, рис. 1) и может являться причиной образования наблюдаемых газовых оболочек у спиральных галактик.

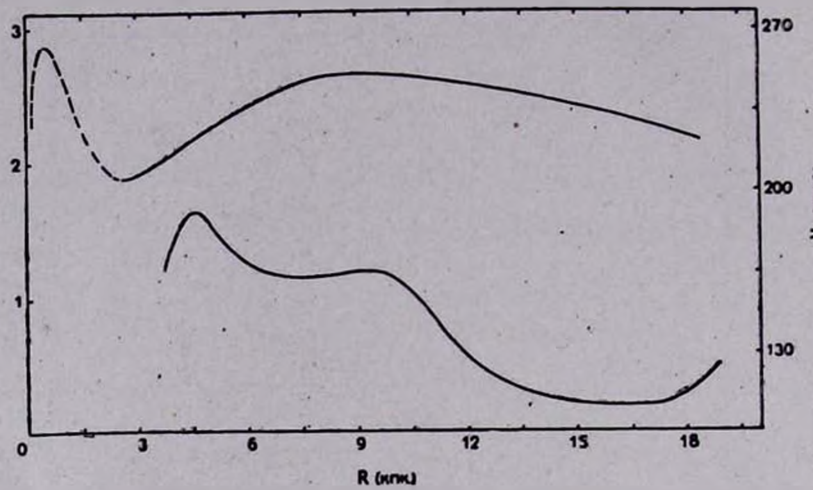


Рис. 2. Распределение плотности (σ) — нижняя кривая и скорости вращения (v_φ^0) — верхняя кривая в газовом диске к моменту времени $5 \cdot 10^8$ лет. Кривая вращения принята в форме III ($\langle \Delta u^2 \rangle = 10^{11}$ см^2 с$^{-2}$).

Распределение плотности газа в спиральных галактиках отражается в наблюдаемом распределении областей H II. Если судить по данным для Галактики, согласно которым пространственные распределения областей H II и областей излучения молекулы CO близки между собой [8], то по наблюдениям зон ионизованного водорода можно находить распределение гигантских молекулярных облаков. Согласно результатам работы [9], распределение областей H II в виде кольцеобразных структур встречается у спиральных галактик часто — преимущественно у галактик типа Sb. Пример такого распределения, сходного с теоретическим, изображенным на рис. 1, представлен на рис. 3. Гистограмма распределения областей H II в Галактике (рис. 4) также имеет большое сходство с рисунком 1. По-видимому, одной из причин, приводящих к образованию кольцеобразных газовых структур в спиральных галактиках, является особенность кривой вращения — наличие у нее одного или более максимумов.

5. *Возможные причины возникновения гигантских молекулярных комплексов.* Обнаруженные в Галактике более десяти лет тому назад гигантские молекулярные комплексы (МК), представляющие собой один из самых существенных компонентов межзвездной среды, обладают следующими характеристиками [10]:

Масса	$\mathfrak{M}_{МК} = (10^5 \div 10^6)\,\mathfrak{M}_\odot$,
Размеры	$d_{МК} = 15 \div 40$ кпк,
Средняя концентрация молекул H_2	$n_{H_2} = 10^3 \div 10^4$ см$^{-3}$,
Количество МК в Галактике	$N_{МК} \approx 5 \cdot 10^3$.

МК обладают сложной структурой — они представляют собой совокупность сгустков, движущихся в среде меньшей плотности со скоростями 3—5 км/с относительно центра масс комплекса [11]. Концентрация газа в сгустках на порядок выше, чем в окружающем их газе. Массы этих сгустков составляют $(10^2 \div 10^4)\,\mathfrak{M}_\odot$. Обнаружение сгустков меньшей массы пока затруднительно, но нет оснований предполагать, что спектр масс резко обрывается со стороны малых масс.

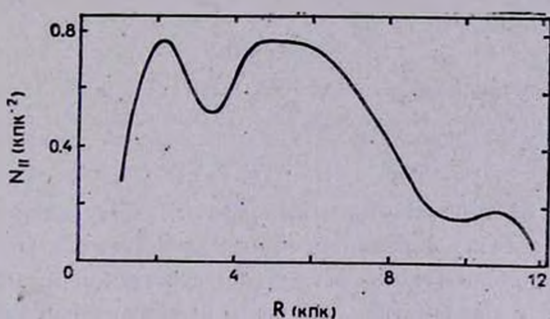


Рис. 3. Распределение поверхностной концентрации областей H II, (N_{II}) в галактике типа Sb NGC 3184 (по [9]).

Сопоставление суммарной массы МК со скоростью звездообразования в Галактике приводит к выводу о большом времени их существования ($\gtrsim 10^8$ лет). Вместе с тем, характерное время развития гравитационной неустойчивости в МК должно быть по крайней мере на порядок ме́ньшим. В качестве фактора, противодействующего неустойчивости, предполагается турбулентность. Самосогласованная модель гигантского молекулярного облака, коллапсу которого препятствует турбулентность, рассчитана в [12]. Однако в настоящее время отсутствуют достаточно убедительные соображения об источниках энергии турбулентного движения в облаках — как первичных, так и компенсирующих диссипацию.

Происхождение МК связывается с объединением межзвездных облаков малой массы — либо путем слипания при столкновениях друг с другом [13], либо при скучивании в результате паркеровской неустойчивости [14]. При этом вопрос о причинах специфического распределения МК остается в стороне. Объяснение же существования кольцеобразной структуры, содержащей большинство МК, предлагаемое в [3], основано на предположении о наличии системы стабильных гигантских облаков, распределенных более или менее равномерно по диску. Поскольку время образования МК того же порядка, что и время перераспределения плотности в диске, или даже превосходит его, концепция, приписывающая перераспределение в системе МК только гравитационным взаимодействиям между комплексами, является внутренне не согласованной.

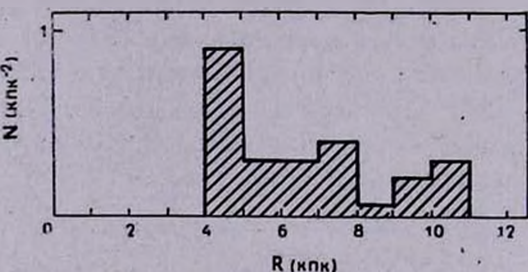


Рис. 4. Гистограмма распределения областей H II вдоль радиуса Галактики (для областей с расстоянием от Солнца $D_{\odot} < 9$ кпк и потоком излучения не меньшим [5.2 Ян$\cdot D_{\odot}^2$ (кпк)]).

Создание картины эволюции межзвездной среды должно предусматривать решение трех тесно связанных между собой задач — объяснения образования МК, продолжительности их существования и особенностей распределения МК в пространстве. Как было отмечено выше, для каждой из этих задач в отдельности решение было предложено, но указанные решения не создают цельной картины. Самосогласованную схему, в рамках которой получают объяснение основные факты, относящиеся к МК, можно предложить, исходя из результатов описанных в первых разделах этой статьи вычислений.

Распределение по массе облаков межзвездного газа в Галактике должно быть близким к закону [15]

$$N(\mathfrak{M})\,d\mathfrak{M} \sim \mathfrak{M}^{-3/2}d\mathfrak{M}, \tag{18}$$

и, следовательно, основная часть массы должна заключаться в облаках, сравнительно небольших ($\mathfrak{M}_{\text{обл.}} \lesssim 100\,\mathfrak{M}_{\odot}$). Они же создают наибольший вклад в коэффициент вязкости «газа облаков» (по крайней мере, вне кольца, где сосредоточены МК). Считая «газ облаков» состоящим из «частиц» с массой, равной $100\,\mathfrak{M}_{\odot}$, мы поэтому сохраняем правильный порядок величины $\bar{\eta}_0$.

«Газ облаков», как и всякий газ, обладает самогравитацией. В результате гравитационной неустойчивости «газа облаков» в нем должны создаваться из малых облаков более крупные комплексы. Рассмотрим подробнее вопрос о гравитационной неустойчивости такого газа.

Прежде всего, заметим, что столкновения облаков — по предположению контактные — являются неупругими. Кинетическая энергия частично переходит в тепловую и затем в энергию излучения. Некоторая доля вещества может превращаться в звезды. Как и ранее, примем, что скорость уничтожения облаков при столкновениях равна скорости их образования, а сток кинетической энергии мгновенно компенсируется притоком энергии при выбрасывании газа из звезд (такое же предположение о «детальном равновесии газа облаков» было сделано в [1]).

Исследуя движение «газа облаков» в диске галактики, мы считали толщину газового слоя малой по сравнению с радиусом диска — порядка длины свободного пробега облака. Для тонкого диска критерий гравитационной неустойчивости записывается в таком виде [16]:

$$\lambda > \lambda_J \approx \frac{\langle \Delta u^2 \rangle}{G\sigma}, \tag{19}$$

где, как и прежде, $\langle \Delta u^2 \rangle$ — квадрат дисперсии скоростей облаков и σ — поверхностная плотность слоя газа. При значениях $\sigma_0 = 3.6 \times \times 10^{-3}$ г см$^{-2}$ и $\langle \Delta u^2 \rangle \approx 5 \cdot 10^{11}$ см с$^{-1}$ джинсовская длина волны $\lambda_J \approx 2 \cdot 10^{21}$ см, то есть около 1 кпк.

В окрестностях Солнца значение σ на порядок меньше, чем σ_0, а в кольце, содержащем МК, — в несколько раз превосходит σ_0. Время нарастания неустойчивости t_J в условиях, соответствующих окрестности Солнца, порядка

$$t_J \approx \frac{\sqrt{\langle \Delta u^2 \rangle}}{G\sigma_\odot} \approx 10^{16} \text{ с} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ лет}.$$

Таким образом, величина t_J превосходит время перехода облаков под действием вязкости в область уплотнения и поэтому неустойчивость на этом уровне не успевает развиваться.

В кольце, создающемся в результате перераспределения плотности, положение иное — там $\lambda_J \approx 40 \div 80$ пк и $t_J \approx 10^7$ лет. Таким образом, в указанной области существуют условия для сравнительно быстрого развития гравитационной неустойчивости в «газе облаков» и оказывается возможным собирание облаков в большие массивные комплексы. Масса получающегося таким путем образования

$$\mathfrak{M}_{\text{МК}} \approx \sigma\lambda_J^2 \lesssim 10^6\ \mathfrak{M}_\odot \tag{20}$$

соответствует массам наблюдаемых МК.

В ходе гравитационного скучивания облаков за счет потенциальной энергии их взаимодействия возрастает кинетическая энергия. При столкновениях облаков, образующих комплекс, может происходить турбулизация газа. Из наблюдений следует, что суммарная кинетическая энергия сгустков порядка 10^{50} эрг. Характерное время диссипации турбулентной энергии МК около 10^7 лет и, следовательно, для поддержания МК турбулентными движениями в течение 10^8 лет необходимо 10^{51} эрг. Именно такова, по порядку величины, энергия, освобождающаяся при скучивании облаков в молекулярный комплекс $|\Phi|$:

$$|\Phi| \approx \frac{G\mathfrak{M}_{\text{МК}}^2}{R_{\text{МК}}}. \tag{21}$$

При $\mathfrak{M}_{\text{МК}} = 5 \cdot 10^{5'} \mathfrak{M}_\odot$ и $R_{\text{МК}} \approx 10$ пк величина $|\Phi|$ составляет $2 \cdot 10^{52}$ эрг. Таким образом, энергии, переходящей в энергию турбулентного движения, достаточно для обеспечения существования наблюдаемых МК.

Процесс скучивания облаков развивается нелинейно. Во время своего движения к центру конденсации облака должны сталкиваться — при этом они будут укрупняться и обмениваться моментом. Суммарный момент относительно центра конденсации не может быть равен нулю, поскольку азимутальный компонент скорости облаков v_φ меняется вдоль радиуса диска. Длине λ_J вдоль радиуса соответствует различие в значениях v_φ в 2—3 км/с. Наличие момента количества движения должно препятствовать коллапсу МК. Определение момента для МК представляет важную, в рамках рассматриваемой схемы образования комплексов, наблюдательную задачу.

Исследование различных процессов, сопровождающих скучивание газовых облаков и, в частности, процесса образования молекул в них, не входит в задачу данной работы, цель которой — обратить внимание на важную роль, которую может играть самогравитация «газа облаков» в образовании и эволюции гигантских молекулярных комплексов. Некоторые из таких процессов авторы предполагают исследовать в дальнейших публикациях.

Авторы признательны А. В. Осканяну за предоставление гистограммы, изображенной на рис. 4.

Ленинградский государственный
университет

ON FORMATION OF LARGE SCALE STRUCTURE OF INTERSTELLAR MEDIUM AS CONSEQUENCE OF GASEOUS CLOUDS INTERACTION

V. G. GORBATSKY, K. I. USOVICH

The results of computations show that ringlike structures consisting of clouds must be formed in spiral galaxies due to viscosity. The hypothesis is proposed of Jeans instability of "gas of clouds" being the cause of origin of massive molecular complexes observed in rings („giant molecular clouds").

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ю. Н. Мишуров, В. И. Пефтиев, А. А. Сучков*, Астрон. ж., 53, 268, 1976.
2. *В. Г. Горбацкий, В. М. Сербин*, Астрофизика, 19, 79, 1983.
3. *M. Fukunaga*, Publ. Astron. Soc. Jap., 35, 173, 1983.
4. *M. Fukunaga*, Publ. Astron. Soc. Jap., 36, 433, 1984.
5. *Г. Г. Кузмин*, Публ. Тарт. обсерв., 32, 11, 1952.
6. *K. C. Freeman*, Astrophys. J., 160, 811, 1970.
7. *С. Чандрасекар*, Принципы звездной динамики, ИЛ, М., 1948.
8. *Л. В. Мирзоян, В. В. Амбарян*, Астрофизика, 24, 475, 1986.
9. *P. W. Hodge, R. C. Kennicutt*, Astrophys. J., 267, 563, 1983.
10. *P. Goldreich, S. Tremaine*, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 20, 517, 1982.
11. *J. M. Scalo, W. A. Pumphrey*, Astrophys. J. Lett., 258, L29, 1982.
12. *Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник*, Астрофизика, 21, 147, 1984.
13. *N. Z. Scoville, K. Hersch*, Astrophys. J., 229, 578, 1979.
14. *L. Blitz, F. H. Shu*, Astrophys. J., 238, 148, 1980.
15. *J. Kwan*, Astrophys. J., 229, 567, 1979.
16. *A. Toomre*, Astrophys. J., 139, 1217, 1964.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 25 АВГУСТ, 1986 ВЫПУСК 1

УДК: 524.52:524.78

СЖАТИЕ ГАЗОВОГО ОБЛАКА ДАВЛЕНИЕМ МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОЙ СРЕДЫ

Н. Я. СОТНИКОВА

Поступила 30 октября 1985
Принята к печати 20 февраля 1986

Показано, что эволюция межзвездного газового облака, попавшего в пространство между галактиками, существенно зависит от давления горячей межгалактической среды. Если разница между давлением облака P_0 и окружающего его горячего газа P_{ext} велика ($P_{ext}/P_0 \sim 10$), то облака в широком интервале масс и температур неограниченно сжимаются под действием внешнего давления, превращаясь в дальнейшем в звезды. Для умеренного скачка давления ($P_{ext}/P_0 \sim 3$) в зависимости от мощности источника нагрева найдено, при каких значениях параметров облака сохраняют свою индивидуальность.

1. *Введение.* К настоящему времени богатый и разнообразный наблюдательный материал, относящийся к двойным и взаимодействующим галактикам, очень мало использован в теоретических исследованиях. Особенно важным для физики двойных галактик и совершенно не исследованным с теоретической точки зрения является процесс обмена веществом между галактиками. Не изучив этот процесс, нельзя понять особенности звездообразования в парах галактик, степень активности их ядер, и вообще эволюцию двойных галактик [1]. Первым шагом в решении подобной задачи является ответ на вопрос, в какой форме происходит обмен веществом.

В двойных галактиках вещество от одной галактики к другой может перетекать как в виде звезд, так и в форме газа. Присутствие нейтрального водорода в окрестностях двойных и взаимодействующих галактик подтверждается наблюдениями [2, 3]. Поскольку в Галактике газ содержится, главным образом, в виде отдельных облаков, то можно считать, что и в двойных галактиках имеются облака нейтрального водорода.

Эволюция облака, попавшего в пространство между галактиками, зависит от физических условий в межгалактической среде. На периферии галактик, а тем более в межгалактической среде, эти условия резко отличаются от условий внутри галактики. Поэтому в таком облаке, во-первых, нарушается условие равновесия по давлению, во-вторых, нарушается тепловое равновесие облака, поскольку изменяются источники нагрева и, наконец, может быть существенным контакт облака с горячей межгалактической средой.

Простая оценка показывает, что давление в межгалактическом газе выше, чем давление в облаке. Действительно, если для концентрации частиц среды вне галактики принять значение $n_{\text{мг}} \simeq 10^{-2} - 10^{-3}$ см$^{-3}$, для температуры $T_{\text{мг}} \simeq 10^7$ K, а для концентрации и температуры в облаке значения $n_0 \simeq 10-100$ см$^{-3}$, $T_0 \simeq 30-50$ K, то отношение давлений $P_{\text{мг}}/P_0 \sim 10$. Следовательно, внешнее давление является важным фактором, определяющим судьбу облака, находящегося в пространстве между галактиками. Изменение параметров холодного облака вследствие контакта с горячим газом занимает, как можно показать, больше времени ($t_{\text{г}}$), чем изменение состояния под действием внешнего давления (характерное время $t_{\text{вд}}$).

Поскольку $P_{\text{мг}}/P_0 \sim 10$, то границу сжимающегося облака можно рассматривать как фронт ударной волны и, считая волну стационарной, получить оценку времени $t_{\text{вд}}$:

$$t_{\text{вд}} = \frac{R_0}{D} = \sqrt{\frac{3}{4}}\,\frac{R_0}{\sqrt{P_0/\rho_0}}\sqrt{\frac{P_0}{P_{\text{мг}}}}, \tag{1}$$

R_0, ρ_0—радиус и плотность облака, D—скорость волны. При $R_0 = 5$ пк, $n_0 = 20$ см$^{-3}$, $P_{\text{мг}}/P_0 = 10$ получаем $t_{\text{вд}} \simeq 2 \cdot 10^6$ лет. Время $t_{\text{г}}$ можно оценить, следуя работе [4]. Оно оказывается равным $\sim 10^7$ лет. Из сравнения времен $t_{\text{вд}}$ и $t_{\text{г}}$ следует, что влияние внешнего давления и горячего газа на эволюцию облака можно исследовать независимо.

В данной работе производится оценка действия давления межгалактической среды на сжатие газового облака.

2. *Устойчивость газового облака, находящегося под действием внешнего давления.* Задача об устойчивости однородного изотермического шара, состоящего из идеального газа, на который действует постоянное внешнее давление, была рассмотрена в 1957 г. [5]. В этой работе на основании теоремы вириала была найдена следующая зависимость внешнего давления P_{ext} от радиуса облака R при фиксированных значениях температуры T, массы $\mathfrak{M}$ облака и молекулярного веса μ:

$$P_{\text{ext}} = \frac{3\mathfrak{M}kT}{4\pi\mu m_{\text{H}}}\frac{1}{R^3} - \frac{3G\mathfrak{M}^2}{20\pi}\frac{1}{R^4}. \tag{2}$$

Эта зависимость представлена на рис. 1. Из рис. 1 видно, что существует критическое значение внешнего давления $P_{\text{ext.}\,c}$, выше которого облако любого размера должно неограниченно сжиматься. Этому значению $P_{ext,c}$ соответствует критическое значение радиуса R_c. Решения, для которых P_{ext} уменьшается с уменьшением R, неустойчивы. Для устойчивости необходимо выполнение двух условий: $P_{ext} \leqslant P_{ext,c}$ и $R \geqslant R_c$, где

$$\frac{P_{ext,c}}{k} = 1.4 \cdot 10^5 \frac{1}{\mu^4} \left(\frac{200\, \mathfrak{M}_\odot}{\mathfrak{M}}\right)^2 \left(\frac{T}{50\,k}\right)^4 \text{K см}^{-3}, \quad (3)$$

$$R_c = 0.56\mu \left(\frac{\mathfrak{M}}{200\, \mathfrak{M}_\odot}\right)\left(\frac{50\,k}{T}\right) \text{ пк.} \quad (4)$$

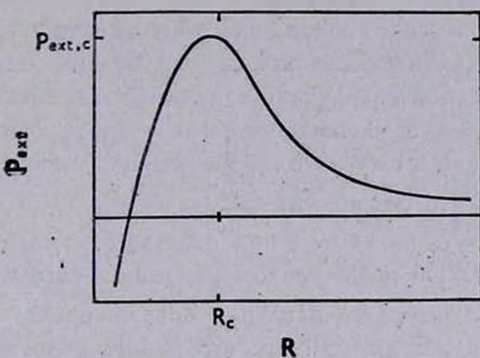


Рис. 1. Зависимость внешнего давления P_{ext}, необходимого для устойчивости однородного газового шара, от радиуса шара R.

Давление межгалактической среды $P_{МГ}/k$ при $n_{МГ} \simeq 10^{-3}$ см$^{-3}$, $T_{МГ} \simeq 10^7$ K равно 10^4 K см$^{-3}$, а следовательно, для облаков с $T_0 \simeq 50$ K и массами $\mathfrak{M} \simeq 200\, \mathfrak{M}_\odot$, $P_{МГ} < P_{ext,c}$ и $R_c \simeq 0.6$ пк. Таким образом, межзвездные облака с типичными размерами $R = 5$ пк оказываются устойчивыми по отношению к сжатию внешним давлением при условии неизменности температуры облака в процессе сжатия. Однако облако, попавшее в горячую межгалактическую среду, не находится в состоянии теплового равновесия. Факторы, приводящие к охлаждению облака, не зависят от того, где оно находится: внутри галактики или в пространстве между галактиками, поскольку они определяются только его плотностью и химическим составом. Источники же нагрева связаны с внешними факторами и, по-видимому, нагрев в межгалактической среде осуществляется, главным образом, мягким рентгеновским излучением горячего газа с температурой $3 \cdot 10^6 - 10^7$ K [6]. Поэтому процесс сжатия облака внешним давлением необходимо рассматривать, принимая во внимание изменение энергетического состояния облака, то есть помимо уравнения движения использовать и уравнение энергии.

Такая задача рассматривалась в работе [13] в связи с изучением поведения межзвездных облаков, проходящих через фронт ударной волны. В этой работе исследовалась эволюция изотермических сферически-симметричных облаков с произвольной функцией охлаждения при изменяющемся внешнем давлении и сформулированы условия, при которых облака начинают сжиматься под действием самогравитации. При этом предполагалось, что облака находятся в квазигидростатическом равновесии.

На поведение облаков, попавших в межгалактическую среду, существенное влияние оказывает нагрев внешними источниками, кроме того, необязательным становится предположение о гидростатическом равновесии облаков. Эти факты учитываются в данной работе.

3. *Сжатие сферического облака внешним давлением.* В соответствии со сказанным выше, для исследования сжатия облака необходимо получить решение нестационарной нелинейной задачи газодинамики, что очень трудно. Задача существенно упрощается, если считать сжимающееся облако остающимся в процессе сжатия однородным по температуре и плотности.

Предположим, что сферически-симметричное облако массы $\mathfrak{M}$, с начальным радиусом R_0 находится под действием постоянного во времени внешнего давления. Такое предположение имеет смысл, если характерное время t_p изменения внешнего давления больше времени t_s распространения звука по облаку. Если принять, что радиус облака $R_0 = 5$ пк, температура $T_0 = 50$ K, то $t_s = \dfrac{R_0}{v_s} = R_0 \sqrt{\dfrac{\mu m_{\rm H}}{\gamma k T_0}} = 6.0 \cdot 10^6$ лет, где v_s — скорость звука, $\mu = 1$ — средний молекулярный вес, $\gamma = 5/3$. Время t_p можно оценить следующим образом: $t_p = r/v$, где r — средний размер галактики, v — скорость, с которой облако вылетает из галактики. При $r = 15$ кпк, $v = 100$ км/с получаем $t_p = 4.5 \cdot 10^8$ лет. Таким образом, $t_p \gg t_s$, и предположение о постоянстве внешнего давления оказывается справедливым.

Будем считать также, что температура T и плотность ρ в начальный момент времени одинаковы в каждой точке облака, и в дальнейшем сжатие сохраняет однородность распределения T и ρ, т. е. $T = T(t)$, $\rho = \rho(t) \propto R^{-3}(t)$, где R — радиус облака.

После интегрирования уравнения движения по объему облака $V(t) = \dfrac{4\pi}{3} R^3(t)$ получается следующее уравнение:

$$\frac{3}{5}\mathfrak{M} R \frac{d^2R}{dt^2} = \frac{3\mathfrak{M} kT}{\mu m_{\rm H}} - 4\pi R^2 P_{\rm ext} - \frac{3}{5}\frac{G\mathfrak{M}^2}{R}, \tag{5}$$

где μ — молекулярный вес.

Уравнение энергии для одноатомного идеального газа (т. е. $\gamma = 5/3$) преобразуется к виду:

$$\frac{1}{2R^2}\frac{d}{dt}\left(\frac{3\mathfrak{M}kT}{\mu m_H}R^2\right) = \int\limits_{V(t)}(\Gamma - \Lambda)\,dV, \tag{6}$$

где Γ — функция нагрева, Λ — функция охлаждения, рассчитанные на единицу объема. Система (5)—(6) решается при таких начальных условиях:

$$T = T_0, \quad R = R_0, \quad t = 0. \tag{7}$$

4. *Охлаждение и нагрев облака.* Функция охлаждения облака нейтрального водорода определяется внутренними факторами. При $T < 10^4$ К основной вклад в функцию охлаждения принадлежит тяжелым элементам. При низких температурах ($T < 50$ К) и небольших плотностях ($n < 200$ см$^{-3}$) основной механизм охлаждения — ударное возбуждение атомами H и электронами сверхтонкой структуры основного состояния C^+ с последующим излучением энергии в далекой ИК-области [7]. При этом можно считать, что весь углерод находится в ионизованном состоянии. Функция охлаждения, обусловленного высвечиванием на ионах, C^+ определяется следующим образом [8]:

$$\Lambda(C^+) = 10^{-23} n^2(H)\frac{n(C^+)}{n(H)}\left(1.77 + \frac{6.67\cdot 10^3 x}{T}\right)\exp(-92/T), \tag{8}$$

где $x = \dfrac{n_e}{n(H)}$.

При более высоких температурах становится существенным охлаждение на кислороде [9]:

$$\Lambda(O) = 10^{-24} n^2(H)\frac{n(O)}{n(H)} T^{0.33}[6.43\exp(-228/T) + + 3.7\cdot 10^{-3} x \exp(-326/T)]. \tag{9}$$

При $T > 4000$ К доминирует охлаждение в линии L_α водорода [10]:

$$\Lambda(H) = 7.3\cdot 10^{-19} x\cdot n^2(H)\exp(-118\,400/T). \tag{10}$$

Мягкое диффузное рентгеновское излучение является эффективным источником нагрева нейтрального водорода [6], и для облаков, попавших в горячую среду с температурой $T \sim 3\cdot 10^6$—10^7 К, этот механизм можно считать основным.

Покажем, что мягкое рентгеновское излучение можно рассматривать как объемный источник нагрева. Действительно, коэффициент поглощения $\varkappa_x$-квантов с энергией 0.1—10 кэВ при фотоэффекте на атомах межзвездной среды [11]:

$$\left\{\begin{array}{ll} \varkappa_x = 0.185\left(\dfrac{0.1 \text{ кэВ}}{E}\right)^3 n(\text{H})\,\text{пк}^{-1}, & 0.1 \text{ кэВ} \leqslant E \leqslant 0.53 \text{ кэВ}, \\ \varkappa_x = 6.2\cdot 10^{-4}\left(\dfrac{1 \text{ кэВ}}{E}\right)^{2.5} n(\text{H})\,\text{пк}^{-1}, & 0.53 \text{ кэВ} \leqslant E \leqslant 10 \text{ кэВ}, \end{array}\right. \tag{11}$$

где E — энергия поглощаемого кванта.

Длина свободного пробега l_x рентгеновского кванта в нейтральном водороде (т. е. расстояние, на котором оптическая толщина $\tau_x = 1$) равна $1/\varkappa_x$. В табл. 1 представлены значения l_x в зависимости от энергии кванта E.

Таблица 1

ДЛИНА СВОБОДНОГО ПРОБЕГА

E (кэВ)	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
l_x (пк)	0.27	2.2	7.3	17	34

Видно, что для облаков с радиусами $R < 10$ пк кванты с энергией $E < 300$ эВ ионизуют и нагревают газ по всему объему облака. Следует заметить, что максимум рентгеновского излучения газа с температурой $T \simeq 3\cdot 10^6$ K как раз находится в области энергий ~ 300 эВ.

Будем считать, что рентгеновское излучение интенсивности I_x, падающее на поверхность облака, полностью поглощается ($\varkappa_x R \gg 1$). В расчете на единичную площадку за единицу времени поглощается энергия πI_x, все облако поглощает — $\pi I_x 4\pi R^2$, единичный объем — $\dfrac{\pi I_x 4\pi R^2}{4\pi/3R^3} = \dfrac{3\pi I_x}{R}$ или $\dfrac{3\rho_x c}{2R}$, где ρ_x — плотность рентгеновского излучения, c — скорость света. Если через q обозначить долю энергии, идущую непосредственно на нагрев газа, то функцию нагрева Γ можно выразить следующим образом:

$$\Gamma = \frac{3}{2}\, q\rho_x c\, \frac{1}{R}. \tag{12}$$

Плотность мягкого рентгеновского излучения в гало Галактики составляет 10^{-4} эВ/см^3 [12]. Тогда $\Gamma = 3\cdot 10^{-13}\, q\,(5\text{ пк}/R)$ эВ/см^3 с. Выражение для члена, учитывающего нагрев в уравнении энергии (6), имеет следующий вид:

$$\int\limits_{V(t)} \Gamma dV = 2\pi q \rho_x c R^2. \tag{13}$$

Результаты численного решения системы (5) и (6) при учете (9), (10) и (13) приводятся в следующем разделе.

5. *Основные результаты.* Система уравнений (5)—(6) записывается в безразмерном виде:

$$\begin{cases} \dfrac{d^2x}{d\tau^2} = \dfrac{\theta}{x} - a_1 x^2 - \dfrac{a_2}{x^2}, \\ \dfrac{d}{d\tau}(\theta x^2) = c_1 x^4 - c_2 \dfrac{l(\theta)}{x}, \end{cases} \tag{14}$$

где $x = \dfrac{R}{R_0}$ и $\theta = \dfrac{T}{T_0}$ — безразмерный радиус и температура, а R_0, T_0 — начальные значения радиуса и температуры. Безразмерное время τ определяется соотношением: $\tau = t/t_*$, где

$$t_* = \frac{R_0}{\sqrt{5P_0/\rho_0}} = \sqrt{\frac{\mu m_H}{5k}} \frac{R_0}{\sqrt{T_0}} = 3.6 \cdot 10^6 \frac{R_0/5 \text{ пк}}{\sqrt{T_0/50\,k}} \text{ лет}, \tag{15}$$

ρ_0, P_0 — начальные значения плотности и давления в облаке. Из (15) видно, что t_* представляет собой время пересечения облака звуковой волной.

Коэффициенты системы (14) выражаются через параметры облака P_0, R_0, T_0, μ и межгалактической среды:

$$a_1 = P_{ext}/P_0,$$

$$a_2 = \frac{20\pi}{3} Gk \left(\frac{\mu m_H}{5k}\right)^2 \left(\frac{R_0}{T_0}\right)^2 P_0/k = 0.1079\,\mu^2 \left(\frac{r_0}{u_0}\right)^2 p_0,$$

$$c_1 = q\rho_x c \frac{1}{k} \sqrt{\frac{\mu m_H}{5k}} \frac{1}{\sqrt{T_0}} \frac{1}{P_0/k} = 242.4 q\mu \frac{1}{\sqrt{u_0}\, p_0}, \tag{16}$$

$$c_2 = \frac{2}{3} \cdot 10^{-27} \frac{1}{k} \sqrt{\frac{\mu m_H}{5k}} \frac{R_0}{T_0^{5/2}} P_0/k = 207.6 \frac{r_0 p_0}{u_0^{5/2}},$$

через p_0, r_0, u_0 обозначены следующие величины: $p_0 = \dfrac{P_0/k}{20 \text{ см}^{-3} \cdot 50\text{K}}$, $r_0 = R_0/5$ пк, $u_0 = T/50$ K. Функция $l(\theta)$ — безразмерная функция высвечивания, в которой учитывается охлаждение на ионизованном углероде, кислороде, а при температурах > 4000 K — на атомах водорода в линии L_α; химический состав облака считается соответствующим среднему космическому $(n(C^+)/n(H) = 4.0 \cdot 10^{-4},\ n(O)/n(H) = 6.3 \times \times 10^{-4})$.

Начальные условия записываются в виде:

$$x = 1, \quad \frac{dx}{d\tau} = 0, \quad \theta = 1, \quad \text{при } \tau = 0. \tag{17}$$

Система уравнений (14) решалась численно при начальных условиях (17) и следующих значениях параметров: $a_1 = 3, 5, 10$; $\mu = 1$, $p_0 = 1$; $u_0 = 1$, 1.5, 2; $r_0 = 0.3$, 0.5, 1 — при начальной концентрации $n_0 = 20$ см$^{-3}$ это соответствует массе облака, равной 7 $\mathfrak{M}_\odot$, 28 $\mathfrak{M}_\odot$ и 225 $\mathfrak{M}_\odot$. Результаты расчетов представлены на рис. 2, 3.

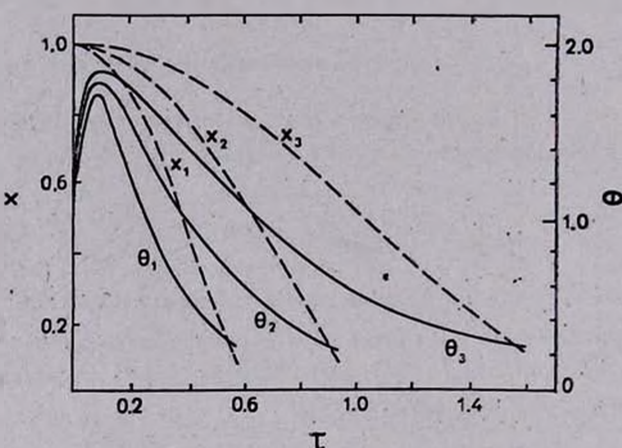


Рис. 2. Изменение радиуса $x = R/R_0$ и температуры $\theta = T/T_0$ газового облака при сжатии под действием внешнего давления. $R_0 = 5$ пк, $T_0 = 75$ К, $q = 1.0$, $\tau = t/2.9 \cdot 10^6$ лет — безразмерное время. Кривые x_1 и θ_1 — $P_{ext}/P_0 = 10$; x_2 и θ_2 — $P_{ext}/P_0 = 5$; x_3 и θ_3 — $P_{ext}/P_0 = 3$.

Оказалось, что если давление горячего газа велико по сравнению с давлением в облаке $(P_{ext}/P_0 \sim 10)$, то в широком интервале масс $(10 \div \div 250\ \mathfrak{M}_\odot)$ и температур $(50 \div 100$ К$)$, типичных для диффузных облаков в межзвездной среде, эти облака оказываются неустойчивыми по отношению к сжатию внешним давлением, т. е. коллапсируют, превращаясь, по-видимому, в звезды. Характерное время сжатия облака с радиусом $R = 5$ пк и температурой $T_0 = 50$ К оказывается равным $3.6 \cdot 10^6$ лет, что существенно меньше времени перетекания вещества от одной галактики к другой. Действительно, если принять расстояние между галактиками равным 20 пк, а скорость течения — 100 км/с, то время перетекания составит $2 \cdot 10^8$ лет. Таким образом, в случае большого скачка давления обмен ве-

веществом в двойных галактиках происходит не в виде облаков, а в форме звезд.

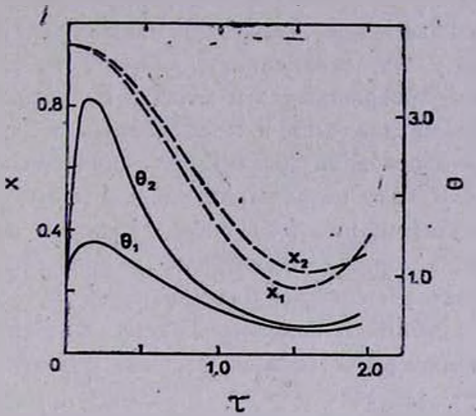


Рис. 3. То же, что и на рис. 2. $R_0 = 2.5$ пк, $T_0 = 100$ K, $\tau = t/1.3 \cdot 10^6$ лет. Кривые x_1 и θ_1 — $P_{ext}/P_0 = 5$, $q = 0.5$; x_2 и θ_2 — $P_{ext}/P_0 = 3$, $q = 0.1$.

При решении системы (14) не учитывалось, что для больших плотностей ($n > 10^3$ см$^{-3}$) становится существенной непрозрачность вещества, но при таких плотностях должно происходить интенсивное образование молекул CO, вклад которых в функцию высвечивания превосходит вклад ионов углерода [7]. Следовательно, сделанный вывод о коллапсе облаков не изменится.

Если скачок давления P_{ext}/P_0 меньше (~ 5), то облака массой $\mathfrak{M} \sim 200\ \mathfrak{M}_\odot$ коллапсируют в звезды независимо от их начальной температуры и мощности источника нагрева. То же происходит с облаками небольшой массы ($\mathfrak{M} < 30\ \mathfrak{M}_\odot$) с температурой $T_0 < 75$ K.

Маломассивные горячие облака ($\mathfrak{M} < 30\ \mathfrak{M}_\odot$, $T_0 > 100$ K) в процессе перетекания сохраняют свою индивидуальность. При этом мощность источника нагрева не должна быть слишком велика ($q < 0.8$). В противном случае ($q > 0.8$) такие облака нагреваются и расширяются, сливаясь в дальнейшем с межгалактической средой. При меньшем скачке давления ($P_{ext}/P_0 \sim 3$) эти же выводы получаются для облаков большой массы ($\mathfrak{M} \sim 200\ \mathfrak{M}_\odot$). При других значениях массы ($\mathfrak{M} < 30\ \mathfrak{M}_\odot$) судьба облаков сильно зависит от начальной температуры облака и количества энергии, идущей на его нагрев. Для „выживания“ облаков с температурой $T_0 \sim 75$ K необходимо $q > 0.5$, если же $T_0 \sim 100$ K, то q должно быть меньше 0.5.

6. *Выводы*. Решение вопроса о том, в какой форме происходит перетекание вещества с одной галактики на другую, существенно зависит от ха-

рактеристик окологалактической среды. Данные о состоянии среды в окрестностях двойных галактик очень неопределенны, поэтому трудно сделать однозначный вывод о судьбе облака, попавшего в межгалактическую среду. Однако можно указать при каких значениях параметров облака, попавшие в пространство между галактиками, сохраняют свою индивидуальность, а при каких — превращаются в звезды. Если давление горячего газа существенно больше давления в межзвездных облаках, то эти облака не могут «выжить» в условиях межгалактической среды. Если же разница в давлении невелика, то не слишком холодные облака ($T \sim 100$ K) оказываются устойчивыми по отношению к сжатию внешним давлением. В этом случае можно говорить о течении в виде облаков.

В заключение автор выражает благодарность В. Г. Горбацкому за постоянный интерес к работе и полезные советы, а также К. Н. Артемьеву за помощь в численных расчетах и оформлении статьи.

Ленинградский государственный
университет

GAS CLOUD COMPRESSION IN INTERGALACTIC MEDIUM

N. Ya. SOTNIKOVA

The evolution of interstellar cloud initially in pressure disbalance with external hot intergalactic gas is considered. If ratio of pressures is as large as $P_{ext}/P_0 \sim 10$, clouds will collapse with subsequent star formation. For the moderate pressure jump ($P_{ext}/P_0 \sim 3$) the region of parameters of surviving clouds is found as function of heat source power.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. К. Комберг*, Ин-т космич. исслед. АН СССР, препр., № 539, 1979.
2. *H. Van Woerdan, R. D. Davies, L. Hart*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 210, 497, 1984.
3. *B. M. H. R. Wevers, P. N. Appleton, R. D. Davies, L. Hart*, Astron. and Astrophys., 140, 125, 1984.
4. *А. Г. Дорошкевич, Я. Б. Зельдович*, Ж. эксперим. и теор. физ., 80, 801, 1981.
5. *W. H. McCrea*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 117, 562, 1957.
6. *J. Silk, M. W. Werner*, Astrophys. J., 158, 185, 1969.
7. *Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник*, Астрометрия и астрофиз., 37, 31, 1979.
8. *M. V. Penston*, Astrophys. J., 162, 771, 1970.
9. *Л. Н. Аршуткин, И. Г. Колесник*, Астрофизика, 21, 147, 1984.
10. *Л. Спитцер, мл.*, Физические процессы в межзвездной среде, Мир, М., 1981, стр. 169.
11. *С. Хаякава*, Физика космических лучей, т. 2, Мир, М., 1974, стр. 187.
12. *К. Ленг*, Астрофизические формулы, ч. 2, Мир, М., 1978, стр. 165.
13. *Ю. И. Изотов, И. Г. Колесник*, Астрометрия и астрофиз., 46, 3, 1982.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 25 АВГУСТ, 1986 ВЫПУСК 1

УДК: 524—423

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ПАКЕТОВ СПИРАЛЬНЫХ ВОЛН ПЛОТНОСТИ

В. И. КОРЧАГИН

Поступила 15 сентября 1985
Принята к печати 20 февраля 1986

В численном эксперименте исследуется поведение нелинейных пакетов спиральных волн плотности в газовом диске при различных начальных амплитудах волны. Если амплитуда возмущений плотности мала ($< 5\%$), пакет волн стягивается к центру или периферии диска в соответствии с линейной теорией. Поведение линейных пакетов волн с длиной волны, сравнимой с радиусом диска ($R_d/\lambda = 4$), показывает хорошее согласие с выводами линейной теории тугозакрученных спиральных волн. Динамика пакетов волн с начальной амплитудой плотности 16, 30, 50% демонстрирует нелинейный характер поведения. Поведение зависит от того, играют роль нелинейные эффекты выше третьего порядка по амплитуде волны или нет. Если динамика пакета волн определяется кубической нелинейностью, то результаты численного эксперимента находятся в хорошем качественном и количественном согласии с нелинейной теорией коротких волн, хотя характерный размер пакета и длина волны порядка радиуса диска. В тех случаях, когда нелинейные эффекты высших порядков по амплитуде играют существенную роль, поведение пакета качественно не отличается от поведения, предсказываемого теорией кубической нелинейности, но нелинейное расплывание пакета происходит быстрее.

1. *Введение.* Анализ вклада нелинейных эффектов в эволюцию волновых возмущений гравитирующих дисков показал, что их влияние не только является существенным, но и приводит к качественно новым эффектам в эволюции волн [1, 2]. Нелинейный рост амплитуды может привести, например, к распаду глобальной спиральной волны плотности на группу солитонов огибающей [3], распадной и взрывной неустойчивостям спиральных волн в гравитирующем диске [4—7].

Аналитическая теория нелинейной эволюции пакетов спиральных волн в галактических дисках развита в работах [1—7] при сильно упрощающих предположениях: характерная длина волны и характерный размер пакета должны быть значительно меньше радиуса галактического диска. Для реальных систем это обычно не так, поэтому одна из целей проведенного численного эксперимента состоит в выяснении, насколько простые модельные схемы применимы для описания нелинейных процессов, происходящих в реальных системах. Результаты экспериментов показали хорошее согласие с предсказаниями линейной и нелинейной теорий спиральных волн плотности даже в тех случаях, когда длина волны не много меньше характерного радиуса диска, а размер пакета сравним с ним.

Другая задача проведенных экспериментов — выявить характер сильно нелинейного поведения пакетов спиральных волн. При аналитическом описании нелинейной динамики пакетов спиральных волн обычно ограничивались приближением кубической нелинейности. Учет нелинейных эффектов более высоких порядков по амплитуде в дисках на пределе устойчивости был предпринят в работах [8, 9]. Роль нелинейных эффектов высших порядков в устойчивых гравитирующих дисках рассматривалась в работе [10]. В работах [8, 10] отмечалось, что если амплитуда спиральных волн не слишком мала, так что $k^2v^2/\omega^2 \sim 1$ (здесь k — волновое число, v — амплитуда возмущенной скорости, ω — частота волны), то система становится сильно нелинейной, и необходимо учитывать весь ряд разложения по амплитуде возмущений. Как показано ниже, в экспериментах, когда волна сильно нелинейна, ее поведение качественно не отличается от предсказания теории кубической нелинейности. Таким образом, нелинейная теория спиральных волн плотности [1—10] в целом хорошо качественно и количественно описывает нелинейные волновые процессы в ограниченных гравитирующих дисках.

2. *Модель и постановка задачи.* В работе исследуется пространственно-временное поведение в общем случае нелинейного пакета спиральных волн, созданного в начальный момент времени в галактическом диске. Диск галактики моделируется тонким изотермическим газовым дифференциально вращающимся диском, который удерживается в равновесии гравитационным полем сферической подсистемы. Масса диска предполагается малой по сравнению с массой сферической подсистемы, и его самогравитация не учитывается. Распределение вращательной скорости, как и в работах [11, 12], взято из работы Томре [13]:

$$V(r) = Cra^{-1/2}(a^2 + r^2)^{-3/4}. \tag{1}$$

Здесь r—безразмерный радиус, a, C—константы, определяющие форму кривой вращения. Невозмущенная плотность диска принималась независящей от радиуса. В начальный момент времени в невозмущенном газовом диске создается возмущение в виде пакета спиральных волн плотности:

$$\sigma(r, \theta, t) = \hat{\sigma}(r)\cos(kr - m\theta). \tag{2}$$

Зависимость амплитуды от радиуса в (2) выбиралась в виде:

$$\hat{\sigma}(r) = A_\mu \exp(-(r - R_0)^2/L^2), \tag{3}$$

где L — параметр, определяющий характерный размер пакета. Распределение радиальной и азимутальной скоростей в волне задавалось в соответствии с формулами линейной теории [14]:

$$u(r, \theta, t) = \frac{m(\Omega_d - \Omega_p)}{k} \hat{\sigma}(r) \cos(kr - m\theta), \tag{4}$$

$$v(r, \theta, t) = \frac{1}{k} \frac{x^2}{2\Omega} \hat{\sigma}(r) \sin(kr - m\theta). \tag{5}$$

Сложность задачи составляет нелинейность и нестационарность исследуемых возмущений. Для решения таких задач эффективен метод численного эксперимента «крупных частиц» [15] и «жидкость в ячейке» [16], используемый в настоящей работе. По этому методу область счета (половина галактического диска в силу симметрии задачи) разбивается неподвижной фиксированной в пространстве эйлеровой сеткой цилиндрических координат. Количество разбиений по углу и радиусу соответственно равно: 30×80. Счет ведется в неинерциальной системе, координат, вращающейся вместе с волной. Радиальный размер ячейки разбиения, фазовая скорость вращения спирального узора и невозмущенная плотность диска задают масштабы обезразмеривания задачи. Для исключения возможного влияния эффектов дифференциального вращения на эволюцию пакетов с размером порядка радиуса диска, параметры a и C в формуле (1) выбирались таким образом, что вращение диска в расчетной области было слабодифференциальным.

3. *Поведение пакета волн в аналитическом приближении.* Нелинейное уравнение, описывающее эволюцию огибающей тугозакрученной спиральной волны в дифференциально вращающемся устойчивом диске с учетом эффектов пятого порядка по амплитуде имеет вид [10]:

$$i\frac{\partial v}{\partial t} - iu_g\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{1}{2}\frac{\partial u_g}{\partial k}\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{2\omega}\alpha|v|^2 v + \frac{1}{2\omega} i\alpha_r |v|^2 \frac{\partial v}{\partial r} +$$

$$+ \frac{1}{2\omega} i\alpha_t |v|^2 \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{2\omega}\alpha_5 |v|^4 v = 0. \tag{6}$$

Здесь $v(r, t)$ — амплитуда возмущенной азимутальной скорости; $u_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ — линейная групповая скорость. Выражения для нелинейных коэффициентов приведены в приложении. В пренебрежении нелинейными эффектами пятого порядка по амплитуде ($\alpha_5 v^2 \ll \alpha$) уравнение (6) переходит в параболическое уравнение, описывающее в случае

$\alpha\frac{\partial u_g}{\partial k}<0$ модуляционную неустойчивость волны. Для случая, реализованного в численных экспериментах, то есть в пренебрежении самогравитацией, произведение $\alpha\frac{\partial u_g}{\partial k}$ всегда положительно. Действительно, введя обозначения $B=c^2k^2/\omega^2$, $K=\varkappa^2/\omega^2$, и учитывая, что $B+K=1$ и

$$\frac{\partial u_g}{\partial k}=\frac{c}{\omega}(1-B) \tag{7}$$

(c — дисперсия скоростей в диске), получаем с учетом выражения П1:

$$\alpha\frac{\partial u_g}{\partial k}=\frac{k^2}{6\omega^2}\left(\frac{2\Omega}{\varkappa^2}\right)^2 B(9-B)\geqslant 0, \text{ так как } 0\leqslant B\leqslant 1. \tag{8}$$

Таким образом, в несамогравитирующем диске кубическая нелинейность приводит к нелинейному расплыванию пакета спиральных волн. Оценим характерное время расплывания пакета в приближении кубической нелинейности, основываясь на качественных представлениях [17]. В приближении кубической нелинейности основным эффектом является зависимость фазовой скорости или частоты от амплитуды волны:

$$\omega=\omega(k)-qv^2,$$

где α — нелинейный коэффициент, определяемый выражением П1. В рассматриваемом приближении

$$\frac{\partial k}{\partial t}=\frac{\partial\omega}{\partial r}=u_g\frac{\partial k}{\partial r}-\alpha\frac{\partial v^2}{\partial r}. \tag{9}$$

Изменение радиального волнового числа со временем за счет влияния нелинейности равно $\Delta k=-\alpha\frac{\partial v^2}{\partial r}\Delta t$. Для изменения групповой скорости соответственно получим:

$$\Delta u_g=-\frac{\partial u_g}{\partial k}\alpha\frac{\partial v^2}{\partial r}\Delta t. \tag{10}$$

Если волна устойчива относительно роста модуляций и $\alpha\frac{\partial u_g}{\partial k}>0$, то в областях пакета, где $\frac{\partial v^2}{\partial r}<0$, изменение групповой скорости положительно и наоборот. Такое поведение приводит к нелинейному расплыванию пакета. Характерное время удвоения ширины пакета можно оценить по формуле:

$$T \simeq L \Big/ \left(2 \frac{\partial u_g}{\partial k} \alpha \bar{v}^2\right)^{1/2}, \tag{11}$$

где $\bar{v} = v_{max} \dfrac{\sqrt{\pi}\,\mathrm{erf}\,(1)}{2}$ — средняя амплитуда волны в пакете. В табл. 1 приведены значения амплитуды и параметры волны для различных вариантов численного эксперимента—«коротковолнового» ($k = 0.7$) и «длинноволнового» ($k = 0.27$). В первой группе экспериментов нелинейный коэффициент α при кубической нелинейности — порядка коэффициента α_5, так что влияние нелинейных эффектов высших порядков несущественно вплоть

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ И ПАРАМЕТРОВ ВОЛНЫ

A_μ	k	m	Ω_p	Ω_d	c	α	α_r	α_t	α_5	u_g
0.05	0.27	4	1	0.6	4	0.086	− 6.67	0.308	0.084	2.7
0.16	0.27	−4	1	0.6	4	0.086	− 6.67	0.308	0.084	2.7
0.3	0.27	4	1	0.6	4	0.086	− 6.67	0.308	0.084	2.7
0.01	0.7	4	1	0.5	2.5	3.95	−75.7	20.2	290	2.2
0.2	0.7	4	1	0.5	2.5	3.95	−75.7	20.2	290	2.2
0.5	0.7	4	1	0.5	2.5	3.95	−75.7	20.2	290	2.2

A_μ — амплитуда максимальной плотности в пакете; k — радиальное волновое число; $|m|$ — количество спиральных рукавов; Ω_p, Ω_d — фазовые скорости узора и диска; c — скорость звука; u_g — линейная групповая скорость; α_i — нелинейные коэффициенты.

до амплитуды возмущенной плотности в волне $\sim 30\%$. В другой группе экспериментов влияние нелинейных эффектов высших порядков велико уже при амплитуде плотности в волне больше 4%. Оценим характерное время нелинейного расплывания пакета для «длинноволнового» варианта с максимумом амплитуды возмущенной плотности в пакете 16% и 30%. В обоих случаях параметр L полагался равным 10. Из (11) получим, что время нелинейного расплывания пакета соответственно равно $t_1 = 13$ и $t_2 = 6.9$, то есть близко соответственно к двум и одному оборотам спирального узора. В то же время линейное дисперсионное расплывание на рассматриваемых временах несущественно. Действительно, для пакета с гауссовой огибающей (2) время удвоения ширины пакета равно

$$t_d = \frac{\sqrt{3} L_0^2}{2 \dfrac{\partial u_g}{\partial k}} \simeq 20.$$

4. *Результаты эксперимента.* Как уже отмечалось, поведение длинноволнового пакета для вариаций плотности меньше 30% определяется кубической нелинейностью. Если амплитуда волны мала, то пакет в соответствии с линейной теорией [18] должен стягиваться к центру или периферии диска с групповой скоростью. Такое поведение хорошо демонстрирует рис. 1, на котором изображено распределение возмущенной плотности в

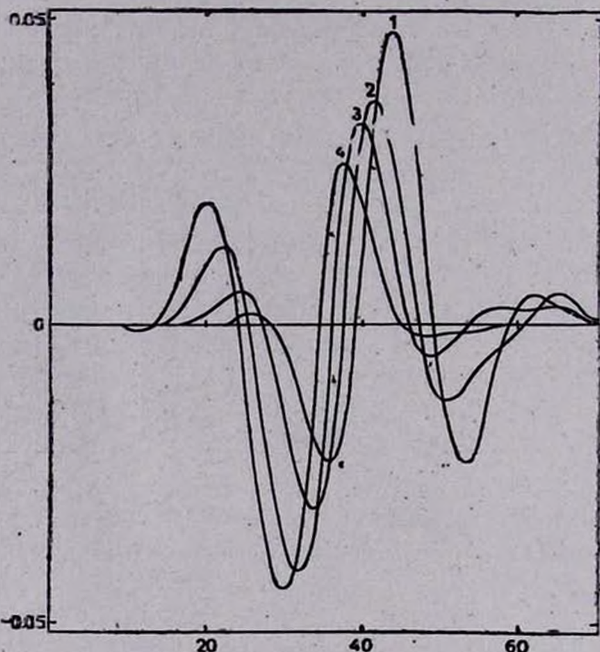


Рис. 1. Распределение возмущенной плотности длинноволнового пакета малой амплитуды ($A_\mu = 0.05$) в моменты времени 1.57, 3.14, 4.71, 6.02. Плотность измеряется в единицах невозмущенной плотности. Пакет стягивается к центру с линейной групповой скоростью.

длинноволновом пакете с начальной амплитудой $A_\mu = 0.05$ в различные моменты времени. Линейное поведение пакета прослеживается также на рис. 2, 3, на которых показаны максимумы плотности спиральных рукавов коротковолнового пакета с амплитудой плотности 0.01. Пакет, как и в случае, изображенном на рис. 1, стягивается к центру без изменения ширины. При выбранных параметрах $u_g < 0$, и направление смещения пакета определяется линейной групповой скоростью. Численный эксперимент воспроизводит смещение пакета малой амплитуды к периферии диска при изменении знака групповой скорости. Таким образом, численное моделирование поведения линейных пакетов демонстрирует хорошее согласие с линейной ВКБ-теорией даже на длинах волн, сравнимых с размером диска.

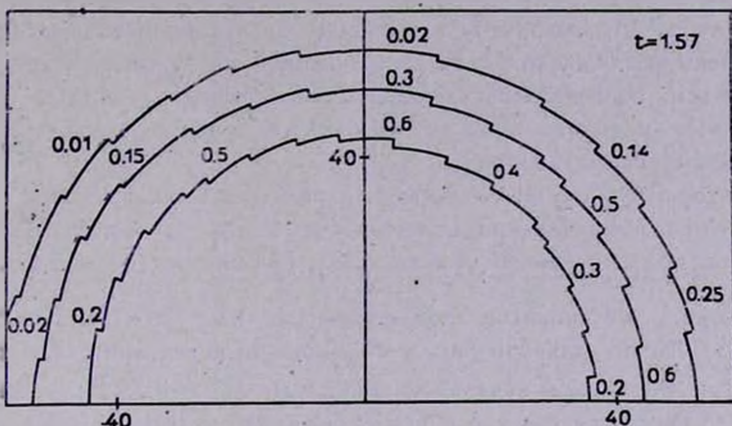


Рис. 2. Показаны положения максимумов плотности в спиральных рукавах коротковолнового пакета малой амплитуды $A_\mu = 0.01$ в момент времени $t = 1.57$. Цифрами обозначены значения возмущенной плотности в процентах по отношению к фоновой плотности.

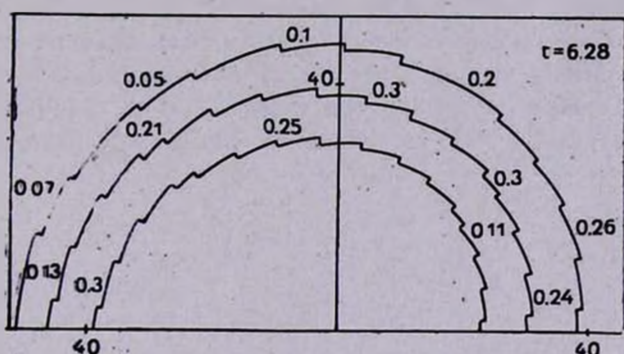


Рис. 3. То же в момент времени $t = 6.28$. Заметно смещение пакета к центру.

При увеличении амплитуды волны до $A_\mu = 0.16$ кубичная нелинейность должна, согласно оценкам, приведенным выше, влиять на поведение волны. Счет этого варианта проводился до момента времени $t = 6$, в течение которого наблюдалось слабое нелинейное уширение пакета. Длина волны за время счета вырастала примерно на 20%. Если амплитуда пакета велика, $A_\mu = 0.3$, то влияние нелинейности становится существенным. Моделировалось временное поведение длинноволнового пакета спиральных волн с начальной амплитудой плотности 0.3. Линиями изображены максимумы плотности в спиральных рукавах пакета. Амплитуды плотности даны в процентах по отношению к невозмущенному значению. За время $t = 3.59$ область, занятая волновым пакетом, увеличивается в 1.5 раза. Время удвоения ширины пакета в численном эксперименте таким образом равно $t_2 = 7.2$, что находится в хорошем количественном согласии с оценкой времени расплывания пакета, полученной из нелинейной теории. Таким образом, проведенный численный эксперимент находится в полном качественном и хорошем количественном согласии с результатами нелинейной теории спиральных волн.

Во второй группе экспериментов параметры были выбраны таким образом, что коэффициент при нелинейности пятого порядка сравним с коэффициентом при кубической нелинейности. Нелинейность высших порядков в этом варианте становится доминирующей уже при малых $(\tilde{\sigma}/\sigma_0 > 0.04\%)$ амплитудах. На рис. 4—6 показано поведение пакета в сильно нелинейном случае при начальной амплитуде $A_\mu = 0.5$. Если при малой амплитуде пакет стягивается к центру не расплываясь, то в сильно нелинейном случае (рис. 4—6) картина поведения пакета совершенно иная. Если амплитуда плотности не мала, то, согласно разделу 3, в динамике волны становится существенным весь ряд теории возмущений в разложении по амплитудам волн. Численный эксперимент демонстрирует быстрое увеличение ширины пакета в 2.5—3 раза за один оборот спирального узора. Рассмотренный пример сильно нелинейной динамики пакета позволяет сделать заключение, что в случае, когда поведение волны определяется всем рядом теории возмущений, оно качественно не отличается от слабо нелинейного случая, в котором динамика определяется кубической нелинейностью.

Ростовский государственный
университет

ПРИЛОЖЕНИЕ

Выражения для нелинейных коэффициентов уравнения (6):

$$\alpha = \left(\frac{2\Omega}{\varkappa^2}\right)^2 \left\{k^2 (k^2c^2 - 6\omega^2) + \frac{2k^3 (k^2c^2 - 3\omega^2)^2}{3\varkappa^2}\right\}. \tag{П1}$$

$$\alpha_r = \frac{2\Omega}{\varkappa^2} 4k (k^2c^2 - 3\omega^2) \left\{-1 - \frac{1}{3\varkappa^2}\left[\frac{4k^2c^2}{3\varkappa^2}(k^2c^2 - 3\omega^2) + 3(k^2c^2 - \omega^2)\right]\right\}. \tag{П2}$$

$$\alpha_t = \left(\frac{2\Omega}{\varkappa^2}\right)^2 4\omega k^2 \left\{3 + \frac{2(k^2c^2 - 3\omega^2)}{3\varkappa^2}\left(3 + \frac{2(k^2c^2 - 3\omega^2)}{3\varkappa^2}\right)\right\}. \tag{П3}$$

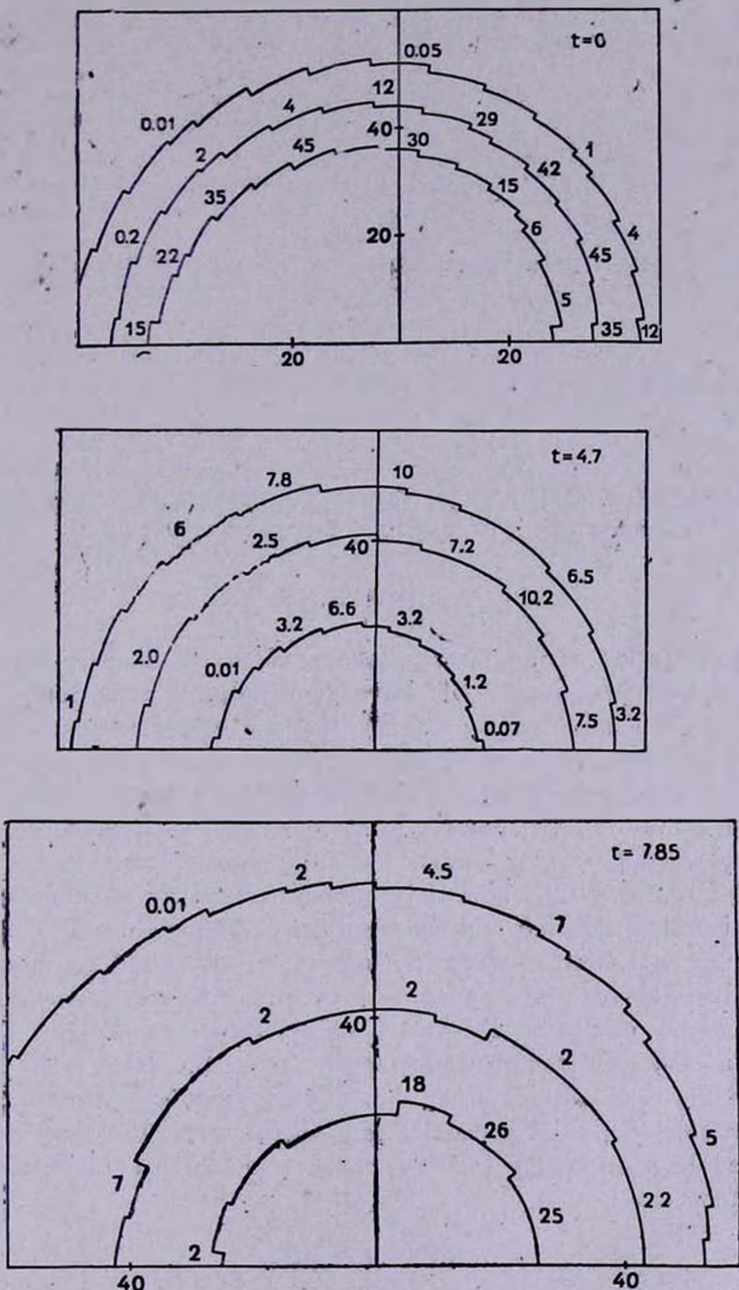


Рис. 4—6. Расплывание сильно нелинейного коротковолнового пакета ($A_\mu = 0.5$). За один оборот спирального узора область, занятая пакетом, увеличивается в 2.5—3 раза и занимает всю счетную область.

$$a_5 = \left(\frac{2\Omega}{\varkappa^2}\right)^4 k^4 \left\{\frac{-2(4\omega^2-\varkappa^2)}{3\varkappa^2}\left\{\frac{\varkappa^2-6\omega^2}{8\varkappa^2}\left[\frac{3\omega^2-k^2c^2}{3\varkappa^2}(12\omega^2+3k^2c^2)-3\omega^2\right]+\right.\right.$$

$$\left. + \frac{12\omega^2(3\omega^2-k^2c^2)}{3\varkappa^2} - 4\omega^2\right\} +$$

$$+\frac{1}{8\varkappa^2}\left[\frac{(k^2c^2-3\omega^2)(12\omega^2+3k^2c^2)}{3\varkappa^2}+3\omega^2\right]\times$$

$$\times\left[\frac{(k^2c^2-3\omega^2)(12\omega^2-\varkappa^2)}{3\varkappa^2}+9\omega^2\right]-\frac{24\omega^2(k^2c^2-3\omega^2)^2}{9\varkappa^4}+$$

$$\left.+\frac{32\omega^2(3\omega^2-k^2c^2)}{3\varkappa^2}-10\omega^2\right\}. \qquad (\Pi 4)$$

NUMERICAL SIMULATION OF NONLINEAR DYNAMICS OF PACKETS OF SPIRAL DENSITY WAVES

V. I. KORCHAGIN

The evolution of nonlinear packets of spiral density waves in a gaseous disk for various initial wave amplitudes is numerically investigated. For small amplitudes ($< 5\%$) the wave packet extends to the centre or to the edge of the disk in accordance with the linear theory. So the numerical evolution of linear packets with wave lengths comparable with radius of disk shows a good agreement with the linear theory of tightly wounded spiral waves. The wave packets with initial density amplitudes 16, 30, 50 % show the nonlinear character of evolution. The wave behaviour depends on whether the higher nonlinear effects are important or not. If the wave dynamics is determined by cubic nonlinearity then the results of numerical experiments are in a good agreement with the nonlinear theory of short waves despite the fact that the size of the packet and wave length are in the same order of magnitude as the disk radius. When the higher nonlinear effects play an important role in packet dynamics it is qualitatively the same as in the case of cubic nonlinearity but the packet dispersion takes place in a shorter time.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Л. Поляченко, А. М. Фридман*, Равновесие и устойчивость гравитирующих систем, Наука, М., 1976.
2. *А. Б. Михайловский, В. И. Петвиашвили, А. М. Фридман*, Астрон. ж., 56, 279, 1979.

3. *В. И. Корчагин, П. И. Корчагин*, Астрон. ж., 61, 814, 1984.
4. *А. Б. Михайловский, В. И. Петвиашвили, А. М. Фридман*, Письма в Ж. эксперим. и теор. физ., 26, 341, 1977.
5. *В. Г. Лапин, М. А. Раевский*, Астрон ж., 57, 991, 1980.
6. *С. М. Чурилов, И. Г. Шухман*, Астрон. ж., 58, 455, 1981.
7. *В. И. Корчагин, П. И. Корчагин*, Письма в Астрон. ж., 10, 14, 1984.
8. *А. Г. Морозов*, Астрон. ж., 58, 244, 1981.
9. *М. Г. Абрамян*, Письма в Астрон. ж., 8, 751, 1982.
10. *В. И. Корчагин, П. И. Корчагин*, Астрон. ж., 62, 202, 1985.
11. *В. И. Корчагин, Ю. Г. Шевелев*, Астрофизика, 18, 589, 1982.
12. Soren-Aksel Sorensen, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 212, 723, 1985.
13. *A. Toomre*, Astrophys. J., 138, 385, 1963.
14. *К. Рольфс*, Лекции по теории волн плотности, Мир, М., 1980.
15. *О. М. Белоцерковский*, Численное моделирование в механике сплошных сред, Наука, М., 1984.
16. *R. A. Gentry, R. E. Martin, B. J. Daly*, J. Comput. Phys., 1, 87, 1966.
17. *Б. Б. Кадомцев*, Коллективные явления в плазме, Наука, М., 1976.
18. *A. Toomre*, Astrophys. J., 158, 899, 1969.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 25 АВГУСТ, 1986 ВЫПУСК 1

УДК. 524.45

ЯВЛЕНИЕ МЕСТНОГО СВЕРХСКОПЛЕНИЯ И ЕГО ИСТОЛКОВАНИЕ

Б. И. ФЕСЕНКО

Поступила 16 мая 1985
Принята к печати 5 апреля 1986

Впервые описан механизм, посредством которого даже небольшое неравномерное межзвездное ослабление существенно влияет на вид пространственной ковариационной функции галактик. Проверена гипотеза о пониженной величине межзвездного ослабления у экватора Местного сверхскопления. Хотя получен отрицательный результат, найдено свидетельство того, что при $b \gtrsim 45°$ влияние межзвездного ослабления на распределение ближайших галактик велико. С другой стороны, данные о распределении галактик по хаббловским расстояниям и угловым диаметрам не дают указания на существование Местного сверхскопления.

1. *Введение.* Относительно реальности Местного сверхскопления (М. с.) галактик высказывалось два мнения. Согласно Вокулеру [1] М. с. реально. В северной галактической полусфере яркие галактики образуют свой «Млечный Путь». Большой круг, ближайший к его средней линии, был назван сверхгалактическим экватором; его северный полюс имеет следующие галактические координаты: $l = 47.8°$ и $b = +6.3°$. Другое мнение высказали Бакхал и Джос [2]: явление М. с. всего лишь случайная флуктуация в распределении групп и скоплений галактик, причем ее эффект усилен неравномерным межзвездным ослаблением (н. м. о.). Но чтобы получить достаточно большую вероятность флуктуации, следует принять радиус скопления в Деве равным 15°, а это значение Вокулер [1] считает невозможным.

Обе стороны использовали наблюдательный материал невысокого качества. Исследовался каталог Шепли и Эймс [3]. Холмберг [4] показал, что звездные величины в этом каталоге обременены значительными систематическими ошибками. Положение не спасает и переход к компилятивным каталогам со звездными величинами, тщательно редуцированными за различные погрешности, если предварительный отбор галактик производился на основе каталогов, подобных [3]. Для преодоления этой «дурной наследственности» и получения хорошей выборки галактик ярче $13-14^m$

пришлось бы измерить *все* объекты с грубыми оценками блеска до 15^m. Но этого не делалось.

Недавно было высказано мнение [5], что качество использовавшихся до сих пор наблюдательных данных недостаточно для получения уверенных выводов о свойствах пространственного скучивания галактик. Необходимость нового анализа следует также из работ автора (см. [6]), согласно которым существование других сверхскоплений остается проблематичным. Поэтому ниже обсуждается реальность М. с. с использованием новых выборок галактик. Но вначале покажем, что убедительность главного статистического аргумента в пользу существования других сверхскоплений (см. ниже) была преувеличена. Кроме того, кратко обсудим роль н. м. о. в случае Местного сверхскопления.

2. *Пространственная ковариационная функция.* Именно вид этой функции и является наиболее серьезным аргументом в пользу существования крупномасштабных структур в распределении галактик. Роль н. м. о. считается пренебрежимо малой. Это допущение лежит и в основе работы [7], в которой изучены галактики с известными лучевыми скоростями и $M < -19.1^m$ (абсолютная B-величина при постоянной Хаббла $H = 75$ км/с Мпк). Покажем, что влияние н. м. о. не является пренебрежимо малым.

Одно из удачных выражений для функции светимости галактик $\varphi(M)$ имеет вид: $\varphi(M) = a + b(M - M_0)$, где a и M_0 — постоянные, $b \approx 1.4$ и 0.25 соответственно при $M < M_0$ и $M \geqslant M_0$. Если рассматривать галактики ярче звездной величины $\overline{m}$, то на расстоянии r будут видны только объекты с $M < M(r) = \overline{m} - 5\lg r + 5$ и плотность их числа ν будет пропорциональна величине

$$r^2 \int\limits_{-\infty}^{M(r)} \varphi(M)\, dM.$$

В частности, при $r > r_0 = \mathrm{dex}[0.2(\overline{m} - M_0) + 1]$ будет $M < M_0$ и

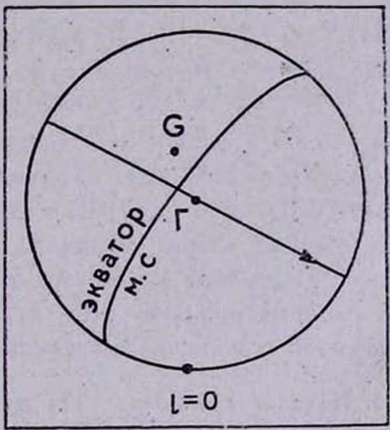
$$\nu \sim \mathrm{dex}[1.4(\overline{m} - 5\lg r)] \times r^2.$$

Поэтому при фиксированном значении $r > r_0$ величина ν будет пропорциональна $\mathrm{dex}(-1.4a)$, где a — величина межзвездного ослабления света.

Если коэффициент межзвездного ослабления считать равным $A_B = 0.22^m$, то при $b = 55°$ среднее ослабление составит 0.27^m. Предположим, что 50% всей площади приходится на „окна“, свободные от поглощающей среды. Тогда контраст между „окнами“ и областями с поглощающей средой в среднем составит 0.54^m и dex $(-1.4 \cdot 0.54) = 1/5.7$, то есть в „окнах“ плотность числа галактик с $r > r_0$ в 5.7 раза больше, чем за их пределами (при $A = 0.11^m$ этот множитель равен 2.4). Фиктивные колебания пространственной плотности, вызванные н. м. о., завышают значения пространственной ковариационной функции на больших расстояниях и являются одной из главных причин статистического обнаружения сверхскоплений.

Числа галактик с $r < r_0$ подвержены воздействию межзвездного ослабления гораздо слабее. Но здесь в выборку попадает много объектов низкой поверхностной яркости, и трудно обеспечить однородность данных в больших областях неба.

3. *Межзвездное ослабление в случае М. с.* На рис. 1 показано, как проходит на небесной сфере экватор М. с. относительно полюса G пояса Гулда и галактического полюса Г. Стрелка указывает направление ближайшего спирального рукава. На мысль о влиянии н. м. о. наводит уже то, что экватор М. с. почти перпендикулярен к галактическому экватору и поясу Гулда, проходя между их полюсами.



Если бы Солнце находилось внутри пылевого рукава приблизительно цилиндрической формы, то направления с наименьшими ослаблениями света лежали бы в плоскости, перпендикулярной к оси цилиндра (на низких широтах ожидается преобладание эффекта далеких облаков пыли, не принадлежащих к поясу Гулда). Интересно, что угол между плоскостью экватора М. с. и плоскостью, перпендикулярной к ближайшему отрезку спирального рукава Лебедь—Орион, действительно мал (15—20°).

Известно, что в южной галактической полусфере М. с. не прослеживается. Это можно было бы объяснить неравномерным распределением межзвездной пыли. Для проверки гипотезы о пониженной величине межзвездного ослабления у экватора М. с. в северной галактической полусфере применим ряд тестов.

1. Поверхностная плотность N_H атомов HI со скоростями менее 25 км/с относительно местного центроида. Для широт $b = 30, 35, \ldots, 75°$ по данным [8] определялось отношение средних чисел N_H при $|B| < 15°$ (B — сверхгалактическая широта) к аналогичным числам в других областях (на тех же широтах). В среднем отношение равно 0.97 ± 0.05.

2. Числа галактик ярче 19^m по данным Ликских подсчетов, редуцированным в [9]. Для значений $b = 33, 39, \ldots, 75°$ определялось отношение средних чисел при $|B| < 18°$ к таким же числам при $|B| \geqslant 18°$. В среднем отношение равно 0.99 ± 0.33.

3. Числа галактик в скоплениях Цвикки [10] всех классов дальности. Плотность ν числа таких галактик примерно в три раза больше, чем у галактик с $m < 19^m$. Эти плотности сильно меняются от тома к тому каталога [10]. Поэтому было применено логарифмическое усреднение. Для интервалов $|B| < 5°$ (I), $5° \leqslant |B| < 10°$ (II) и $10° \leqslant |B| < 20°$ (III) средние значения $\lg \nu$ (величина ν рассчитана на $1\square°$) составили при $b > 30°$ 2.23 ± 0.024, 2.19 ± 0.034 и 2.26 ± 0.021 соответственно.

4. Галактики ярче 15.5^m. При $b > 30°$ логарифмическое усреднение по разным томам каталога [10] дало следующие числа в расчете на поле $6° \times 6°$: 50.8 ± 3.8 (I), 52.6 ± 3.7 (II) и 55.1 ± 2.6 (III).

Таким образом, ни один из тестов не выявил ожидаемого заметного уменьшения межзвездного ослабления у экватора М. с. К сожалению, все проверки — косвенные. Поэтому проблему роли межзвездного ослабления еще нельзя считать решенной (см. также следующий раздел).

4. *Новые выборки.* Каталог Нильсона [11] позволяет по-новому подойти к формированию выборок галактик. В него, в частности, включены все галактики с $\delta > -2°$ и с угловым диаметром a_N, не меньшим $1.0'$. Нильсон измерял диаметр каждой галактики дважды и определял среднее. Ввиду некоторой неоднородности Паломарского атласа и неустойчивости внимания наблюдателя эти данные нельзя считать вполне однородными. Чтобы обеспечить большую однородность, мы отбросили все случаи ненадежной оценки диаметров (они отмечены в [11] символами ( ), : , : : и [ ]). Кроме того ограничивались интервалом склонений: $-2° < \delta < 65°$, что равносильно отбрасыванию областей с зенитными расстояниями прибли-

зительно большими 35°. Наконец, ограничивались интервалом прямых восхождений $10^h < \alpha < 15^h 36^m$, отбрасывая тем самым области с $b \lesssim 45°$. Выделенная область была разделена на 63 равновеликие элементарные области (э. о.) кругами склонений через 48^m и суточными параллелями с интервалами, обеспечивающими равенство площадей всех э. о. при некотором различии их форм. Площадь э. о. составила около 72 □°. Область включает северный галактический полюс, богатое скопление в Деве и отрезок экватора М. с. протяженностью более 60°. Ранее анализ распределения галактик главным образом в этой области и привел к открытию М. с.

Были изучены распределения по э. о. галактик с $a_N \geqslant 1.0'$ (a), $a_N \geqslant 1.4'$ (b) и $a_N \geqslant 2'$ (c). Числа таких галактик соответственно составили 2245, 1225 и 667. В табл. 1 представлено распределение галактик по э. о. в случае b. Во всех случаях центр скопления в Деве выделяется весьма контрастно. Как полагает Вокулер, здесь и расположен центр М. с. Изучим флуктуации чисел галактик в пределах области.

Таблица 1

δ \ α	$10^h 00^m$—	10 48—	11 36—	12 24—	13 12—	14 00—	14 48—
— 2°00′—	5	8	15	33	14	19	11
4 00 —	11	14	35	29	30	23	9
10 08 —	18	16	46	63	10	19	5
16 13 —	22	24	31	12	9	15	8
22 34 —	19	21	32	27	10	12	2
29 14 —	10	16	29	24	18	24	1
36 22 —	18	21	22	16	44	25	19
40 11 —	10	18	38	14	11	15	9
48 34—65 01	14	27	34	20	15	16	20

Сравним средние кратности галактик, определенные по формуле

$$\langle s \rangle = \sigma^2(n) / \langle n \rangle, \tag{1}$$

где n — число объектов данной выборки в э. о. и σ^2 — дисперсия. Значения $\langle s \rangle$ в выборках a, b и c равны 6.9; 6.3 и 6.5 соответственно. Величина $\langle s \rangle$ есть средняя видимая кратность галактик лишь при условии, что 1) угловые размеры типичных систем малы в сравнении с э. о., 2) отсутствует градиент плотности числа галактик и 3) отсутствует эффект неравномерного межзвездного ослабления. Для галактик с $m < 19^m$ в [12] после исключения последних двух эффектов средняя кратность получилась равной 3.5 при характерной ширине э. о. около 5 Мпк.

По данным [13] была определена средняя лучевая скорость галактик с $a_H \geqslant 5'$ (угловой диаметр, измеренный до стандартной изофоты. в системе Холмберга) и $b > 30°$: $+1048 \pm 40$ км/с. Если исключить пекулярное движение Местной группы в сторону скопления в Деве со скоростью до 450 км/с, то средняя хаббловская скорость станет равной 1250 км/с, а среднее расстояние — 16.7 Мпк. Перейдя при помощи (4) от величины a_N к a_H и учитывая предыдущий результат, оцениваем средние расстояния галактик выборок a, b и c: 44, 34 и 25 Мпк. Характерная длина, соответствующая ширине э. о. (8.5°), равна 6.5; 4.9 и 3.7 Мпк. С ликскими подсчетами сопоставима выборка b. Но если в первом случае $\langle s \rangle = 3.46 \pm \pm 0.39$, то во втором $\langle s \rangle = 6.3 \pm 1.5$ (грубая оценка ошибки). Если это различие реальное, то оно может свидетельствовать об эффекте градиента плотности в М. с. Но возможен и эффект неравномерного межзвездного ослабления.

Для проверки последней возможности рассмотрим связь между числами галактик в э. о. (случай b) и числами N_H межзвездных атомов H I. Одну э. о. в области Девы с наибольшим числом галактик исключим. Для оставшихся 62 э. о. коэффициент корреляции R по Спирмену между величинами n и N_H составил -0.378. При отсутствии реальной корреляции такое или меньшее значение могло бы получиться случайно с вероятностью меньшей 0.0016. Этот результат важен по следующей причине. Известно, что величина N_H лишь коррелирует с величиной межзвездного ослабления. но не точно пропорциональна ей. Поэтому значение $|R| = 0.378$ следует рассматривать как сильно заниженную оценку тесноты связи между наблюдаемыми числами галактик и величиной межзвездного ослабления. С учетом этого и большой случайной ошибки значения $\langle s \rangle$ для выборки b, можно предположить, что различие значений $\langle s \rangle$ в ликских подсчетах и в выборке b не является статистически значимым. Оснований рассматривать повышенное значение $\langle s \rangle$ в качестве признака существования М. с. нет.

5. *Распределение по расстояниям.* В табл. 2 сравниваются распределения лучевых скоростей галактик с $a_H \geqslant 5'$ и $0 < V_0 < 2000$ км/с при $b > 30°$ и $b < -30°$ по данным [13]. Для исключения эффекта пекулярной скорости Галактики все значения V_0 (исправленные за скорость Солнца) при $b > 30°$ были увеличены на 200 км/с, а при $b < -30°$ на столько же уменьшены. Измененные скорости обозначим V_0'. То, что в северной галактической полусфере галактик оказалось в 2.33 раза больше, от-

части объяснимо неполным охватом южной полусферы. Другая причина— большая величина межзвездного ослабления в южной полусфере. Играют роль и случайные флуктуации в распределении групп и скоплений галактик.

Таблица 2

V_0' (км/с)	Числа галактик	
	$b > 30°$	$b < -30°$
0—	2	5
200—	6	5
400—	26	8
600—	18	11
800—	35	15
1000—	42	11
1200—	33	15
1400—	26	16
1600—	14	4
1800—	8	4

Если не считать небольшого избытка галактик с $V_0' < 400$ км/с при $b < -30°$, то вид распределений скоростей оказывается одним и тем же. При $b > 30°$ имеем $\langle V_0' \rangle = 1077 \pm 28$, $\sigma_{V_0'} = 409$, а при $b < -30°$ $\langle V_0' \rangle = 1034 \pm 48$ и $\sigma_{V_0'} = 466$ км/с.

Сравним оба распределения критерием χ^2. При этом вместо четырех крайних интервалов выделим два: с $V_0' < 400$ и $V_0' \geqslant 1600$ км/с. Для восьми интервалов (семь степеней свободы) формула (2) дает: $\chi^2 = 10.50$. Вероятность получить случайно такое или большее расхождение двух распределений составляет около 0.17. Вывод о сходстве двух распределений подтверждается. А ожидалось их различие, так как только в одном случае присутствует М. с.

б. *Распределение угловых диаметров галактик.* Известно, что при равномерном распределении галактик в пространстве (что не мешает им входить в группы и небольшие скопления) плотность вероятности углового диаметра a должна быть пропорциональной a^{-4} (аналог теоремы Зеелигера). В табл. 3 приводится распределение по угловым диаметрам a_H всех 584 галактик с $a_H \geqslant 5.0'$ из каталога [13]. Указаны и средние ожидаемые числа, рассчитанные с учетом ошибки округления диаметра для случая равномерного распределения галактик в пространстве. Величина χ^2 равна 12.2 при 7 степенях свободы. Такое или большее значение может получиться случайно с вероятностью 0.1. Около 67% этих галактик имеют скорости, меньшие 1500 км/с. То есть здесь охвачены области пространства внутри предполагаемого М. с.

Таблица 3

a_H	Числа галактик	
	Набл.	Теор.
5′—	248	246.8
6 —	134	125.1
7 —	47	70.2
8 —	49	42.1
9 —11	51	45.3
11 —13	27	21.6
13 —20	20	24.1
>20	8	9.1

Таблица 4

a_H	Числа галактик		i
	$b<-30°$	$b>30°$	
5′—	56	121	1
6 —	30	65	2
7 —	9	26	3
8 —	12	24	4
9 —11	14	25	5
11 —13	7	17	6
13 —20	3	14	7
>20	1	6	

В табл. 4 сравниваются распределения величин a_H в областях $b>30°$ и $b<-30°$. Ввиду того, что М. с. прослеживается лишь при $b<30°$, ожидалось, что эти распределения будут взаимно различаться. Величина χ^2 рассчитывалась по следующей формуле (см. [14]):

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{t} \left(\frac{(n_i - (n_i + m_i)\Sigma_n/\Sigma)^2}{(n_i + m_i)\Sigma_n/\Sigma} + \frac{(m_i - (n_i + m_i)\Sigma_m/\Sigma)^2}{(n_i + m_i)\Sigma_m/\Sigma} \right), \tag{2}$$

$$\Sigma = \Sigma_n + \Sigma_m,$$

где n_i и m_i — числа галактик в i-том интервале угловых диаметров (см. табл. 4) и t — число интервалов. Величины Σ_n и Σ_m — это суммы по всем интервалам для северной и южной полусфер. Если выборки извлечены из одной и той же генеральной совокупности, то, согласно [14], величина χ^2 имеет χ^2-распределение с $t-1$ степенями свободы. В данном случае $\chi^2 = 3.4$. Вероятность случайно наблюдать такое или большее значение составляет 0.75. Распределения прекрасно согласуются.

Наконец, рассмотрим значительно более обширную выборку галактик с $a_N \geqslant 2.0'$ и $b>-2°$, исключив объекты с трудно измеряемыми диаметрами (см. выше). В табл. 5 приводятся данные о распределении угловых диаметров этих галактик для трех случаев: A ($b>0$, $\alpha<12^h$), B ($b>0$, $\alpha \geqslant 12^h$) и C ($b<0$). С точностью до десятых указаны теоретические числа, рассчитанные по формуле:

$$n(a_{N1}, a_{N2}) = N\underline{a}_N^p (a_{N1}^{-p} - a_{N2}^{-p}), \quad p = 2.362, \quad \underline{a}_N = 2'. \tag{3}$$

Таблица 5

a_N	Число галактик					
	A		B		C	
2′ —	305	305.7	325	348.1	267	249.5
3 —	88	91.8	106	104.6	77	75.0
4 —	41	38.2	47	43.5	22	31.2
5 —	19	19.1	25	21.8	12	15.6
6 —	6	10.8	16	12.3	6	8.8
7 —	9	6.8	12	7.5	2	5.4
8 —	7	4.3	3	4.9	4	3.5
9 —11	5	5.1	5	5.8	3	4.1
≥11	10	8.3	19	9.5	7	6.8
χ^2	5.42		16.46		8.23	
P	0.72		0.04		0.42	

Она получена из следующих соображений. Предположим, что плотность вероятности $f(a_{\text{H}})$ углового диаметра a_{H} (см. выше) пропорциональна a_{H}^{-4}. Величина a_N обременена систематической ошибкой. В [15] даны соотношения между величинами a_N и a_{H}. Учитывая приведенные в [15] коэффициенты для галактик разных типов и используя их среднее значение, получаем:

$$a_N \approx 0.44\, a_{\text{H}}^{1.27}. \tag{4}$$

Осталось применить соотношение между плотностями вероятностей:

$$f_N(a_N) = f(a_{\text{H}}) |da_N/da_{\text{H}}|^{-1},$$

где $f_N(a_N)$ — плотность вероятности величины a_N.

В последних строках табл. 5 приводятся значения χ^2 и соответствующие им вероятности. Напомним: малое значение вероятности (меньшее 0.01—0.05) дает основание для вывода о несоответствии наблюдаемого распределения теоретическому.

В случаях A и C согласие наблюдений и теории хорошее. В случае B (область включает предполагаемый центр М. с. в Деве) $P \approx 0.04$, что настораживает. Однако следует учесть, что при переборе нескольких случаев вероятность получить хотя бы в одном из них большое значение χ^2 увеличивается по сравнению с единственным случаем. Поэтому более надежный результат получим, сложив значения χ^2 в случаях A, B и C. При согласии наблюдений и теории величина $\chi^2 = \chi^2_{\text{A}} + \chi^2_{\text{B}} + \chi^2_{\text{C}}$ подчиняется χ^2-распределению с 24 степенями свободы. В данном случае $\chi^2 = 30.1$, чему соответствует вероятность 0.18.

Причина понижения величины P — избыток галактик с $a_N \geqslant 11'$. Он составляет 11 и, вероятно, объясняется присутствием членов Местной группы. Если галактики с $a_N \geqslant 11'$ не рассматривать совсем, то суммарное значение χ^2 (теперь при 21 степени свободы) составит 20.3, а величина P примет свое оптимальное значение — 0.5. Среднее расстояние этих галактик составляет около 25 Мпк, средняя скорость — 1900 км/с.

Оценим верхний предел для доли ξ членов М. с. в выборке, содержащей $N = 1412$ галактик с $2.0 \leqslant a_N < 11'$ и $\delta > -2^\circ$. Для этих членов закон $P(r) \sim r^3$, где $P(r)$ — интегральная вероятность расстояния r, больше не выполняется из-за конечности М. с. и его дискообразной формы. Если диск имеет малую толщину в сравнении со средним расстоянием галактик выборки и в нее включаются члены М. с. даже при самых больших расстояниях, то для них будем иметь: $P(r) \sim r^2$, и тогда плотность вероятности исправленных угловых расстояний a будет пропорциональна a^{-3}. Число $n(a_1, a_2)$ галактик с угловыми диаметрами в системе Холмберга от a_1 до a_2 будет определяться равенством:

$$n(a_1, a_2) = N\left[\xi\,\frac{a_1^{-2} - a_2^{-2}}{\underline{a}^{-2} - \bar{a}^{-2}} + (1 - \xi)\,\frac{a_1^{-3} - a_2^{-3}}{\underline{a}^{-3} - \bar{a}^{-3}}\right], \tag{5}$$

где $\underline{a}$ и $\bar{a}$ — неискаженные диаметры, соответствующие $\underline{a}_N$ и $\bar{a}_N = 11'$.

Рассмотрим последовательность значений ξ. Для каждого из них рассчитаем числа $n(a_1, a_2)$, соответствующие интервалам диаметров в табл. 5, используя соотношение (4) и учитывая ошибку округления. Затем определим суммарное значение χ^2 для областей A, B и C. Оказалось, что $\chi^2 = 32.7$ при $\xi = 0.36$ и $\chi^2 = 38.9$ при $\xi = 0.43$. Эти значения соответствуют вероятностям 0.05 и 0.01. Следовательно, вероятность того, что среди галактик с $a_N \geqslant 2'$ ($\delta > -2^\circ$) доля членов М. с. больше 0.43, не превышает 0.01.

7. *Заключение.* Данные о распределении галактик по хаббловским скоростям и по угловым диаметрам a_H и a_N не дают никаких указаний на существование локального сгущения. Согласие наблюдаемой функции распределения величин a_N с теоретической для строго равномерного распределения в пространстве свидетельствует против утверждения [16], согласно которому крупномасштабная структура М. с. определяется небольшим числом облаков с большими прогалинами между ними. По-видимому, равномерное распределение по данным о расстояниях можно согласовать с неравномерным распределением по небу, если предположить, что условия для включения ярких галактик в каталоги меняются от области к области и учесть флуктуации чисел групп и скоплений галактик.

При игнорировании ошибок в оценках диаметров a_N наблюдался бы значительный избыток галактик с большими диаметрами, свидетельствующий в пользу М. с.

Типичное расстояние изученных галактик — 25 Мпк. К сожалению, при $a_N < 2'$ связь между величинами a_N и a_H изучена плохо. В случае гигантских плоских галактик, наблюдаемых с ребра, когда оценки величин a_N наиболее надежны, закон $f_N(a_N) \sim a_N^{-4}$ соблюдается и при $a_N \geqslant 1'$ [17]. Типичное расстояние этих галактик около 100 Мпк.

Все же метод угловых диаметров, использованный для проверки реальности М. с., не очень чувствительный. Можно только утверждать, что среди галактик с $a_N \geqslant 2.0'$ доля членов М. с. не превышает 0.36—0.43 соответственно с вероятностями 0.05—0.01.

Горьковский педагогический
институт

LOCAL SUPERCLUSTER AND ITS INTERPRETATION

B. I. FESSENKO

For the first time the mechanism is described by which a small irregular interstellar extinction distorts the space covariance function of galaxies significantly. The assumption of a reduced value of interstellar extinction in the vicinity of Local Supercluster (L. S.) is examined. In spite of the negative result the evidence is obtained that interstellar extinction effect in the case of galaxy distribution at $b \gtrsim 45°$ is significant. On the other hand an indication on L. S. existence does not follow the Hubble distances and the angular diameter distributions.

ЛИТЕРАТУРА

1. *G. de Vaucouleurs*, Astrophys. J., 203, 33, 1976.
2. *J. N. Bahcall, P. C. Joss*, Astrophys. J., 203, 23, 1976.
3. *H. Shapley, A. Ames*, Ann. Harvard Observ., 88, 2, 1932.
4. *E. Holmberg*, Medd. Lunds Astron. Observ., 11, No. 136, 1958.
5. *G. Palumbo, G. Vettolani*, Adv. Space Res., 3, No. 10—12, 407, 1984.
6. *Б. И. Фесенко*, Сверхскопления, ячеистые структуры и пары галактик, Деп. в ВИНИТИ, № 7646—84, 1984.
7. *M. Davis, P. J. E. Peebles*, Astrophys. J., 267, 465, 1983.
8. *Ch. R. Tolbert*, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 3, 5, 349, 1971.
9. *T. Kiang*, Dunsink Observ. Publ., 1, 5, 1968.
10. *F. Zwicki et al.*, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, I—IV, Zurich, 1961—1968.

11. *P. Nilson*, Uppsala Catalogue of Galaxies, Uppsala, 1973.
12. *Б. И. Фесенко, Н. П. Питьев*, Астрон. ж., 51, 736, 1974.
13. *J. H. Fisher, R. B. Tully*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 47, 139, 1981.
14. *Б. Л. ван дер Варден*, Математическая статистика, М., 1960.
15. *G. Paturel*, Astron. and Astrophys., 40, 133, 1975.
16. *R. B. Tully*, Astrophys. J., 257, 389, 1982.
17. *Б. И. Фесенко*, Астрофизика, 18, 37, 1982.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 25 | АВГУСТ, 1986 | ВЫПУСК 1

УДК: 524.68:514.764.2

S-ЭЛЛИПСОИДЫ РИМАНА С ГАЛО

М. Г. АБРАМЯН

Поступила 15 октября 1985

Принята к печати 15 апреля 1986

Обобщены S-эллипсоиды Римана с учетом гравитации сфероидального гало. Наличие даже весьма слабого гало обеспечивает равновесие новой ветви сильно сплюснутых по оси вращения трехосных эллипсоидов с внутренней циркуляцией жидкости по направлению их вращения. Эллипсоидальная форма легкой подсистемы возможна лишь при противоположной вращению циркуляции жидкости. В противном случае равновесие легкой подсистемы возможно только в виде однополостного и двуполостного гиперболоидов, последовательности которых начинаются с соответствующих динамически устойчивых двухосных фигур.

1. *Введение.* Теория эллипсоидальных фигур равновесия однородной гравитирующей массы в наиболее общей постановке (задача Дирихле, см. [1]) была развита Риманом. Он показал, что эллипсоид, вращающийся с угловой скоростью $\vec{\Omega}$ и имеющий во вращающейся системе отсчета внутренние течения жидкости постоянной завихренности $\vec{\zeta} = \mathrm{rot}\,\vec{u} = \mathrm{const}$, является фигурой равновесия если:

а) $\vec{\zeta}$ и $\vec{\Omega}$ направлены по одной из главных осей эллипсоида—*S*-эллипсоиды Римана, частными фигурами которых являются эллипсоиды Якоби ($\vec{\zeta} = 0$), Дедекинда ($\Omega = 0$) и Маклорена;

б) $\vec{\zeta}$ и $\vec{\Omega}$ лежат в одной из главных плоскостей эллипсоида — эллипсоиды типов I, II, III.

Подробное изложение свойств этих эллипсоидов приведено в монографии Чандрасекара [1].

С точки зрения астрофизических приложений модель однородной жидкости, казалось бы, мало соответствует состоянию наблюдаемых астрономических объектов. Однако, как показано К. Ф. Огородниковым [2], наивероятнейшее фазовое распределение подобных вращающихся бесстолкновительных систем соответствует твердотельному вращению и однородной (в грубом приближении) плотности массы, а форма фигур равновесия по форме совпадает с уравнением для классических фигур гравитирующей однородной жидкости (см. также [3]).

Наблюдательная астрономия ставит задачи, которые в первом приближении можно решить путем обобщения классической теории фигур равновесия с учетом тех или иных факторов. Результатами таких обобщений являются: эллипсоиды Роша, Джинса, Роша—Римана, учитывающие приливное действие компаньона [1]; намагниченные эллипсоиды, учитывающие действие силовых или бессиловых магнитных полей на эллипсоидальные фигуры равновесия проводящей жидкости [4—7] (см. также обзор [3]); вложенные фигуры равновесия, учитывающие гравитационное действие большой подсистемы на фигуры равновесия заключенной в нее вращающейся гравитирующей или легкой подсистемы [8—10]. Последнее направление было предложено С. А. Капланом и начало развиваться при его непосредственном участии.

В предлагаемой работе обобщены S-эллипсоиды Римана с учетом гравитации сфероидального гало и систематизированы последовательности вложенных эллипсоидов в зависимости от свойств гало (разделы 2—6). Один из важных результатов учета гало заключается в появлении новой ветви сильно сплюснутых по оси вращения эллипсоидов с циркуляцией частиц по направлению их вращения.

Обобщены и систематизированы также гиперболоидальные фигуры легкой подсистемы и получены новые — однополостные гиперболоидальные фигуры (раздел 7).

Последовательности трехосных фигур — одиночных или вложенных, жидких или бесстолкновительных, самогравитирующих или легких подсистем — начинаются с динамически устойчивых членов соответствующих двухосных фигур. Это позволяет получить критерий динамической устойчивости последних из условий равновесия соответствующих трехосных фигур.

2. S-эллипсоиды Римана со сфероидальным гало. Пусть во вращающейся с угловой скоростью $\vec{\Omega}$ системе отсчета, связанной с главными осями эллипсоида ($\vec{\Omega}$ и $\vec{\zeta}$ направлены по x_3), поле скоростей жидкости имеет вид

$$u_1 = -\nu \frac{a_1}{a_2} x_2; \qquad u_2 = \nu \frac{a_2}{a_1} x_1; \qquad u_3 = 0, \tag{1}$$

где a_i ($i = 1; 2; 3$) — полуоси эллипсоида. В плоскости вращения (x_1, x_2) течение (1) характеризуется линиями тока, подобными и концентрическими с граничным эллипсом, по которым жидкие частицы движутся с частотой ν. В дальнейшем будем пользоваться обозначением

$$\nu = \lambda\Omega, \tag{2}$$

где параллельным $\vec{\Omega}$ и $\vec{\zeta}$ соответствует $\lambda > 0$, а антипараллельным — $\lambda < 0$.

Учитывая формулы потенциалов эллипсоида и сфероидального гало (по повторяющимся индексам производится суммирование)

$$V = -\pi G\rho A_i x_i^2; \quad V_* = -\pi G\rho_* [A_*(x_1^2 + x_2^2) + C_* x_3^2], \tag{3}$$

где

$$A_i = a_1 a_2 a_3 \int_0^\infty \frac{ds}{(a_i^2 + s)\Delta(s)}; \quad \Delta^2(s) = (a_1^2 + s)(a_2^2 + s)(a_3^2 + s),$$
$$A_* = 1 - C_*/2 = \frac{c}{1-c^2}\left(\frac{1}{\sqrt{1-c^2}} \arcsin\sqrt{1-c^2} - c\right), \tag{4}$$

c — отношение полуосей меридианного сечения сфероида, из уравнений движения вложенной массы во вращающейся системе отсчета получим условия относительного равновесия вложенных эллипсоидов Римана:

$$\Omega^2\left(1 + \lambda^2 + 2\lambda\frac{a_2}{a_1}\right) - 2A_1 + 2\frac{a_3^2}{a_1^2}A_3 = 2\varkappa\left(A_* - \frac{a_3^2}{a_1^2}C_*\right),$$
$$\Omega^2\left(1 + \lambda^2 + 2\lambda\frac{a_1}{a_2}\right) - 2A_2 + 2\frac{a_3^2}{a_2^2}A_3 = 2\varkappa\left(A_* - \frac{a_3^2}{a_2^2}C_*\right). \tag{5}$$

Здесь и в дальнейшем время измеряется в единицах $(\pi G\rho)^{-1/2}$, через $\varkappa$ обозначено отношение плотностей гало и эллипсоида — $\varkappa = \rho_*/\rho$. При $\varkappa = 0$ уравнения (5) дают свойства одиночных S-эллипсоидов Римана. При $\lambda = 0$ получаем эллипсоиды Маклорена и Якоби.

Разрешая систему (6) относительно Ω и λ, получим

$$\Omega^2 = \frac{1}{\lambda}\left[a_1 a_2 A_{12} - \frac{a_3^2}{a_1 a_2}(A_3 + \varkappa C_*)\right] \equiv \frac{f}{\lambda}, \tag{6}$$

$$\lambda^2 - \frac{2\lambda}{f}(B_{12} + \varkappa A_*) + 1 = 0, \tag{7}$$

где A_{ik} и B_{ik} — положительные индексные символы [1],

$$A_{ik} = a_1 a_2 a_3 \int_0^\infty \frac{ds}{(a_i^2 + s)(a_k^2 + s)\Delta(s)},$$
$$B_{ik} = a_1 a_2 a_3 \int_0^\infty \frac{s\,ds}{(a_i^2 + s)(a_k^2 + s)\Delta(s)}. \tag{8}$$

Уравнение (7) инвариантно относительно преобразования $\lambda \to 1/\lambda$, т. е. эллипсоид данной геометрии может вращаться с двумя разными угловыми скоростями, отличающимися в λ раз. Это соответствует теореме Дедекинда, согласно которой если существует эллипсоид, вращающийся с угловой скоростью Ω и имеющий внутренние циркуляции жидкости с частотой ν, то этот эллипсоид является фигурой равновесия, если Ω и ν меняются ролями [1]. Эти эллипсоиды называются *сопряженными*.

Параметр λ имеет знак функции f. Поэтому для действительных значений λ правая часть (6) всегда положительна. Единственное ограничение на геометрию вложенных эллипсоидов ставит условие действительности λ:

$$B_{12} + \varkappa A_* \geqslant \left| a_1 a_2 A_{12} - \frac{a_3^2}{a_1 a_2}(A_3 + \varkappa C_*) \right|, \tag{9}$$

где знаку равенства соответствуют эллипсоиды с $\lambda = \pm 1$, называемые *самосопряженными*.

Угловой момент вращения вложенных эллипсоидов в инерциальной системе отсчета выражается формулой

$$L = \frac{M}{5}(a_1^2 + a_2^2)\,\Omega\left(1 + \frac{2a_1 a_2}{a_1^2 + a_2^2}\lambda\right), \tag{10}$$

где M — масса эллипсоида, откуда видно, что эллипсоиды с $\lambda = -(a_1^2 + a_2^2)/2a_1a_2$ обладают нулевым моментом вращения (*безвихревые* эллипсоиды).

В теории одиночных фигур Римана последовательности самосопряженных эллипсоидов ($\lambda = \pm 1$), Якоби ($\lambda = 0$) и Маклорена имеют особое место [1]. Первые, например, ограничивают область возможных геометрий эллипсоидов Римана в плоскости $(a_2/a_1,\ a_3/a_1)$: не существуют эллипсоиды менее сплюснутые по оси вращения, чем соответствующие эллипсоиды с $\lambda = -1$ и более сплюснутые, чем эллипсоиды с $\lambda = 1$ (область OAB на рис. 1). Как увидим ниже, для вложенных эллипсоидов последнее утверждение нарушается, что вызвано появлением новой ветви эллипсоидов с $\lambda = 1$.

Исследование свойств вложенных эллипсоидов Римана мы начнем с вышеуказанных последовательностей.

3. *Вложенные сфероиды Маклорена* $(a_1 = a_2 \equiv 1 \geqslant a_3)$. Условие (9) для этих фигур представим в виде двух неравенств

$$\varkappa(A_* - a_3^2 C_*) - (1 - a_3^2) B_{23} \geqslant 0 \quad \text{при} \quad \lambda < 0, \tag{11}$$

$$\varkappa(A_* + a_3^2 C_*) - (1 - a_3^2) B_{13} + 2B_{11} \geqslant 0 \quad \text{при} \quad \lambda > 0. \tag{12}$$

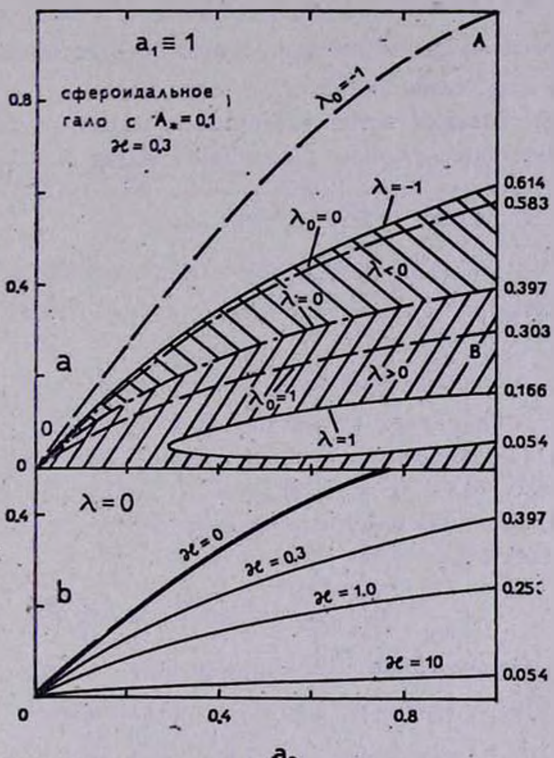


Рис. 1. а — Области возможных геометрий одиночных (OAB) и вложенных (заштрихованная область) S-эллипсоидов Римана. Последовательности одиночных эллипсоидов указаны параметром λ_0, вложенных фигур — параметром λ. b — Последовательности одиночных (жирная линия — $\varkappa = 0$) и вложенных эллипсоидов Якоби и Дедекинда.

Для одиночных сфероидов Маклорена (11) дает $a_3 \leqslant 1$, а (12) совпадает с критерием их динамической устойчивости [1], что дает $a_3 \geqslant 0.3033$. На основе этого делается заключение, что все последовательности Римана начинаются с динамически устойчивых сфероидов Маклорена [1]. Это утверждение сохраняет силу и для вложенных эллипсоидов, так как условие (12) совпадает теперь с критерием динамической устойчивости вложенных сфероидов [9]. Однако *наличие даже самого слабого гало* качественно меняет геометрию устойчивых сфероидов, *обеспечивая устойчивость новой ветви сильно сплюснутых сфероидов.* Анализ (12) дает зависящую от геометрии гало критическую относительную плотность $\varkappa_{кр.}(c)$, такую, что при $\varkappa < \varkappa_{кр.}(c)$ условие (12) выполняется в двух разных областях a_3:

$$a_3 \geqslant a_3^{(1)}(\varkappa, c) \quad и \quad a_3 \leqslant a_3^{(2)}(\varkappa, c), \tag{13}$$

где $a_3^{(1)} \geqslant a_3^{(2)}$ — решения (12), при знаке равенства представляющие сплюснутости двух самосопряженных сфероидов с $\lambda = 1$.

Факт существования ветви устойчивых, сильно сплюснутых сфероидов при наличии даже слабого гало явно следует из предельной формы (12) при $\varkappa \ll 1$ и $a_3 \ll 1$: $a_3 \lesssim \frac{4}{\pi} \varkappa A_*$.

При $\varkappa > \varkappa_{кр.}(c)$ (12) дает один — критический самосопряженный сфероид, на котором сливаются ветви слабо и сильно сплюснутых сфероидов: $a_3^{(1)}(\varkappa_{кр.}, c) = a_3^{(2)}(\varkappa_{кр.}, c)$.

Внутри гало с $\varkappa > \varkappa_{кр.}(c)$ неравенство (12) удовлетворяется для вложенных сфероидов всех геометрий $(0 \leqslant a_3 < 1)$.

Условие (11) ограничивает значение a_3 сфероида сверху. В случае сферического гало ($c = 0$; $A_* = C_*$) любой плотности оно дает $a_3 \leqslant 1$. Для сфероидов внутри сплюснутого гало ($c < 1$; $A_* < C_*$) условие (11) дает

$$a_3 \leqslant a_3^{(3)}(\varkappa, c) < 1, \tag{14}$$

где $a_3^{(3)}(\varkappa, c)$ соответствует самосопряженным сфероидам с $\lambda = -1$. В пределе легких сфероидов ($\varkappa \to \infty$) из (11) имеем

$$a_3^{(3)}(\infty, c) = \sqrt{\frac{A_*}{C_*}}.$$

В инерциальной системе отсчета сфероиды вращаются с угловой скоростью $\Omega_0 = (1 + \lambda)\Omega$. Поэтому самосопряженные сфероиды с $\lambda = -1$ являются покоящимися и безвихревыми. Объединяя условия существования вложенных сфероидов (11) и (12), получим

$$\begin{gathered} 0 \leqslant a_3 \leqslant a_3^{(2)}(\varkappa, c); \quad a_3^{(1)}(\varkappa, c) \leqslant a_3 \leqslant a_3^{(3)}(\varkappa, c) \quad при \quad \varkappa < \varkappa_{кр.}, \\ 0 \leqslant a_3 \leqslant a_3^{(3)}(\varkappa, c) \quad при \quad \varkappa \geqslant \varkappa_{кр.}. \end{gathered} \tag{15}$$

Только эти сфероиды являются предельными членами последовательностей вложенных трехосных эллипсоидов Римана.

Геометрия сфероида бифуркации, от которого ответвляются эллипсоиды Якоби и Дедекинда, определяется уравнением [9]

$$\varkappa C_* = \frac{1}{a_3^2}\left[(1 - a_3^2) B_{13} - B_{11}\right], \tag{16}$$

решение которого $a_3 = a_3^{б}(\varkappa C_*)$ является монотонно убывающей функцией от $\varkappa C_*$: $a_3^{б}(0) = 0.5827$ и $a_3^{б}(\infty) = 0$.

Указанные свойства вложенных сфероидов представлены в таблицах 1 и 2.

Таблица 1

СФЕРОИДЫ РИМАНА СО СФЕРИЧЕСКИМ ГАЛО ($C = 1$)

a_3	$\varkappa = 0$			$\varkappa = 0.05$			$\varkappa_{кр.} = 0.0692$		
	λ	Ω	ν	λ	Ω	ν	λ	Ω	ν
0.01	—	—	—	0.16	0.270	0.042	0.12	0.314	0.036
0.03	—	—	—	41	287	115	30	326	098
0.05	—	—	—	69	267	185	45	330	150
0.0584*				1.00	237	237			
0.10	—	—	—	—	—	—	79	323	256
0.130*	—	—	—	—	—	—	1.00	310	310
0.15	—	—	—	—	—	—	0.89	341	302
0.20	—	—	—	—	—	—	67	410	274
0.2146*				1.00	337	337			
0.25	—	—	—	0.63	424	268	51	468	241
0.30	—	—	—	46	485	222	40	518	206
0.3033*	1.22	0.332	0.332						
0.40	0.34	500	168	24	571	138	22	595	129
0.50	13	573	074	09	630	054	07	651	048
0.5562б							00	674	000
0.5631б				00	657	000			
0.5827б	00	612	000						
0.60	— 03	618	—016	—05	669	—032	—06	688	—038
0.80	— 32	652	—203	—32	695	—221	—32	712	—227
1.00*	—1.0	520	—520	—1.0	559	—559	—1.0	562	—562

Здесь и в таблице 2 звездочками отмечены самосопряженные эллипсоиды, буквой «б» — сфероиды бифуркации, черточки указывают отсутствие соответствующих эллипсоидов.

4. *Кувыркающиеся сфероиды с гало* ($a_2 = a_3 \leqslant a_1 \equiv 1$). В этом случае соотношения (6) и (7) имеют вид

$$\Omega^2 = -\frac{a_2}{\lambda}(B_{12} + \varkappa C_*); \quad \lambda^2 + 2\lambda \frac{B_{12} + \varkappa A_*}{a_2 (B_{12} + \varkappa C_*)} + 1 = 0, \tag{17}$$

откуда видно, что им соответствуют отрицательные значения λ, как у одиночных фигур.

Условие действительности λ

$$B_{12}(1-a_2)+\varkappa(A_*-a_2C_*)\geqslant 0 \tag{18}$$

ограничивает значение a_2 сверху: $a_2\leqslant a_2^{(1)}(\varkappa, c)$.

Таблица 2

СФЕРОИДЫ РИМАНА СО СПЛЮСНУТЫМ ГАЛО ($c=0.07$)

a_3	$\varkappa=0.1$			$\varkappa_{кр.}=0.3762$			$\varkappa=1$		
	λ	Ω	ν	λ	Ω	ν	λ	Ω	ν
0.005	0.06	0.144	0.008	0.07	0.281	0.021	0.03	0.451	0.013
0.01	52	148	077	14	285	040	05	455	025
0.0137*	1.00	124	124						
0.03	—	—	—	36	296	106	14	468	065
0.05	—	—	—	54	297	161	20	480	094
0.10*	—	—	—	1.00	276	276	25	511	128
0.15	—	—	—	0.68	360	246	21	549	115
0.20	—	—	—	47	430	202	12	588	072
0.2534*							00	623	000
0.2541	1.00	323	323						
0.30	0.49	438	216	18	533	093	—13	642	—080
0.3717				00	581	000			
0.40	19	537	103	—07	594	—041	—56	604	—337
0.4227*							—1.0	499	—499
0.4962*	00	593	000						
0.50	—01	594	004	—35	604	—210	—	—	—
0.5780*				—1.0	472	—472			
0.60	—19	623	119	—	—	—	—	—	—
0.70	—41	618	254	—	—	—	—	—	—
0.7940*	—1.0	492	—492						

Внутри сферического гало ($c=0$; $A_*=C_*$) любой плотности кувыркающиеся сфероиды характеризуются значениями λ одиночных аналогов [1], но вращаются быстрее последних (см. (17)). Для них, как у одиночных, $a_2^{(1)}(\varkappa, 0)=1$.

Критическое значение $a_2^{(1)}$ является быстро убывающей функцией от $\varkappa$ и в пределе легких фигур принимает значение: $a_2^{(1)}(\infty, c)=A_*/C_*$. Для иллюстрации этой зависимости приведем несколько значений $a_2^{(1)}$ для кувыркающихся сфероидов внутри сильно сплюснутого гало с $c=0.07$ ($A_*=0.1$; $C_*=1.8$):

$\varkappa$	0	0.1	0.3	1	∞
$a_2^{(1)}(\varkappa)$	1	0.5541	0.1224	0.0639	0.0556

Свойства легких фигур определяются соотношениями

$$\lambda = -\frac{A_*}{a_2 C_*} \pm \sqrt{\left(\frac{A_*}{a_2 C_*}\right)^2 - 1}\,; \quad \Omega^2 = -\frac{a_2}{\lambda}\varkappa C_*. \tag{19}$$

Итак, жидкие кувыркающиеся вложенные сфероиды могут быть лишь вытянутыми $(a_2^{(1)} \leqslant 1)$, и жидкость в них циркулирует противоположно вращению $(\lambda < 0)$.

5. *Вложенные эллипсоиды Якоби и Дедекинда* $(\lambda = 0)$. Свойства этих эллипсоидов выражаются соотношениями

$$\varkappa C_* = \frac{a_1^2 a_2^2}{a_3^2} A_{12} - A_3; \quad \Omega^2 = 2B_{12} + 2\varkappa A_*. \tag{20}$$

Первое определяет их геометрию, второе — угловую скорость вращения эллипсоидов Якоби или частоту внутренних осцилляций эллипсоидов Дедекинда.

Сфероидальное гало увеличивает Ω и сплющивает вложенные в него эллипсоиды Якоби и Дедекинда. Это хорошо видно на графике рис. 1b, где в плоскости (a_2, a_3) кривые представляют последовательности Якоби и Дедекинда внутри сфероидального гало с $C_* = 1.8$. Заметим, что геометрия вложенных эллипсоидов зависит лишь от значения произведения $\varkappa C_*$. Поэтому, например, эллипсоиды Якоби внутри сфероида с $C_* = 1.8$ и и $\varkappa = 0.3$ $(\varkappa C_* = 0.54)$ одновременно являются фигурами равновесия внутри сферического гало $(C_* = 2/3)$ с $\varkappa = 0.81$ и т. д. Правда, внутри гало разных сплюснутостей эллипсоиды данной геометрии вращаются с разными угловыми скоростями: менее сплюснутому гало соответствует быстрое вращение.

6. *Вложенные самосопряженные эллипсоиды* $(\lambda = \pm 1)$. В плоскости $(a_2; a_3)$ эллипсоиды с $\lambda = -1$, как и аналогичные одиночные фигуры, ограничивают область возможных геометрий вложенных эллипсоидов сверху — не существуют вложенные эллипсоиды, менее сплюснутые, чем эллипсоиды с $\lambda = -1$. Первыми членами последовательностей с $\lambda = -1$ являются самосопряженные сфероиды со сплюснутостью $a_3^{(3)}$ (см. раздел 3).

На рис. 2а жирной кривой представлена последовательность одиночных $(\varkappa = 0)$ эллипсоидов с $\lambda = -1$. Кривые, расположенные выше указанной кривой, соответствуют аналогичным эллипсоидам внутри сферического гало, нижние кривые — внутри сплюснутого гало с $C_* = 1.8$. Следовательно, *сферическое гало вытягивает эллипсоиды* с $\lambda = -1$ *вдоль оси вращения, а сплюснутое — сплющивает.* Эффект тем сильнее, чем плотнее гало. В пределе легкой массы ($\varkappa \gg 1$) геометрия эллипсоидов с $\lambda = -1$ выражается простой формулой ($a_1 = 1$).

$$a_3 = \sqrt{a_2 \frac{A_*}{C_*}} \cdot \tag{21}$$

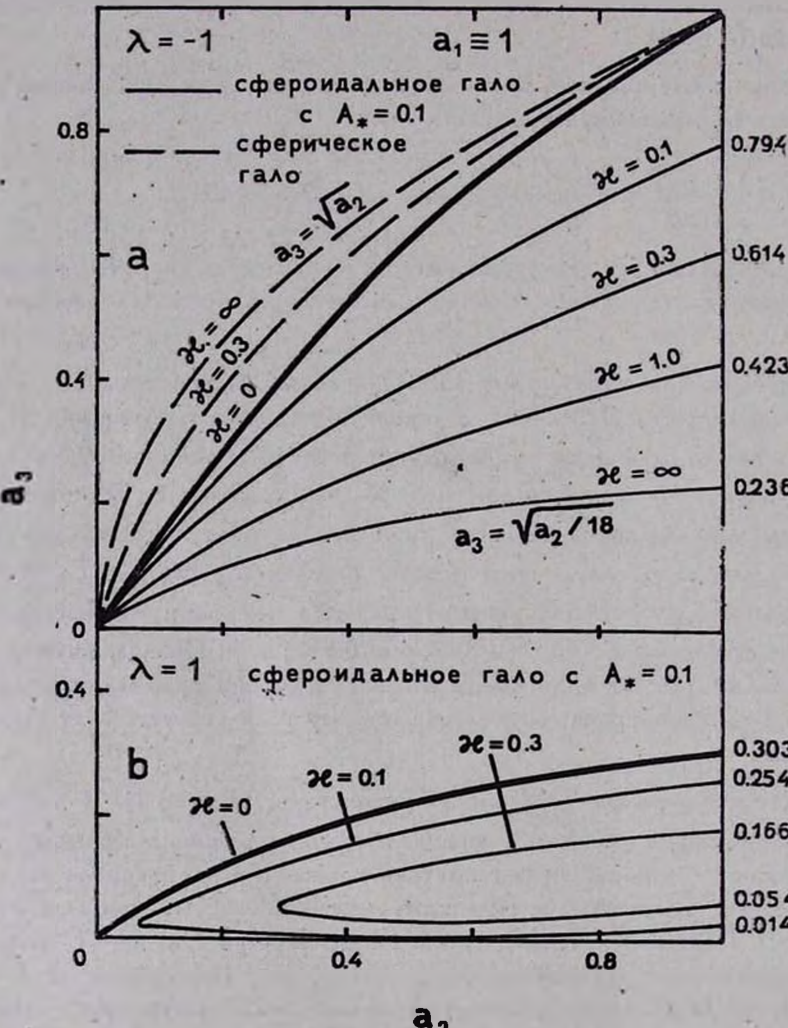


Рис. 2. а — Последовательности одиночных (жирная линия — $\varkappa = 0$) и вложенных самосопряженных эллипсоидов с $\lambda = -1$. Прерывистые линии представляют последовательности эллипсоидов с $\lambda = -1$ внутри сферического гало. b — Последовательности одиночных (жирная линия) и вложенных самосопряженных эллипсоидов с $\lambda = 1$.

На графике рис. 2b кривые представляют самосопряженные последовательности эллипсоидов Римана с $\lambda = 1$ внутри сфероидального гало с $C_* = 1.8$. Все кривые расположены ниже жирной кривой, представляющей последовательность одиночных ($\varkappa = 0$) эллипсоидов Римана с $\lambda = 1$.

Наличие гало качественно меняет свойства этой последовательности эллипсоидов (рис. 2b). Теперь она начинается с относительно слабо сплюснутого самосопряженного сфероида с $a_3^{(2)}(\varkappa, c)$ и кончается сильно сплюснутым самосопряженным сфероидом с $a_3^{(1)}(\varkappa, c)$ (см. раздел 3). Поэтому последовательности вложенных эллипсоидов с $\lambda = 1$ существуют лишь внутри гало с $\varkappa < \varkappa_{\text{кр.}}(c)$. При этом условие (9), при знаке равенства, для эллипсоида с $a_3 = a_3^{(1)}(\varkappa, c)$ дает два решения: $a_2 = 1$ и $a_2\, a =_2^{(2)}(\varkappa, c)$. Самосопряженные вложенные эллипсоиды существуют в области

$$a_2^{(2)}(\varkappa, c) \leqslant a_2 \leqslant 1, \tag{22}$$

где каждому значению a_2 соответствуют два значения a_3: $a_3^{(1)}(\varkappa, c, a_2) \leqslant$ $\leqslant a_3^{(2)}(\varkappa, c, a_2)$. Эллипсоиды с промежуточными значениями a_3 при этом не существуют. Очевидно, что $a_3^{(k)}(\varkappa, c, 1) = a_3^{(k)}(\varkappa, c)$, где $k = 1, 2$ и $a_3^{(1)}(\varkappa, c, a_2^{(2)}) = a_3^{(2)}(\varkappa, c, a_2^{(2)})$. Функция $a_3^{(2)}(a_2)$ монотонно возрастает в области (22), а $a_3^{(1)}(a_2)$ имеет слабый минимум (рис. 2b).

Критическое значение $a_2^{(2)}$ быстро растет с ростом $\varkappa$ и при $\varkappa = \varkappa_{\text{кр.}}(c)$ обращается в единицу. Поэтому внутри гало с $\varkappa = \varkappa_{\text{кр.}}(c)$ последовательность вложенных самосопряженных эллипсоидов с $\lambda = 1$ вырождается в критический самосопряженный сфероид: $a_2^{(2)} = 1$, $a_3 =$ $= a_3^{(1)}(\varkappa_{\text{кр.}}) = a_3^{(2)}(\varkappa_{\text{кр.}})$. При $\varkappa > \varkappa_{\text{кр.}}$ исчезает и запрещенная зона в плоскости (a_2, a_3) для эллипсоидов с положительной циркуляцией жидкости. При больших значениях $\varkappa$ вместе с последовательностями Якоби и Дедекинда исчезает ветвь эллипсоидов с $\lambda > 0$. Так что легкая подсистема может принимать трехосно-эллипсоидальную форму лишь при отрицательной циркуляции жидкости. Свойства этих фигур выражаются простыми формулами:

$$\lambda = -\frac{a_1 a_2}{a_3^2}\frac{A_*}{C_*} \pm \sqrt{\left(\frac{a_1 a_2}{a_3^2}\frac{A_*}{C_*}\right)^2 - 1}; \qquad \Omega^2 = -\frac{a_3^2}{a_1 a_2}\frac{\varkappa C_*}{\lambda}. \tag{23}$$

В плоскости (a_2, a_3) эти фигуры занимают область ниже кривой (21) (рис. 2a).

На графике рис. 1a изображены области (заштрихованы) возможных геометрий эллипсоидов внутри гало с $A_* = 0.1$ и $\varkappa = 0.3$.

7. *Гиперболоидальные фигуры равновесия легкой подсистемы.* Заменяя в (23) a_1, a_2 на ia_1, ia_2, получим свойства новых последовательностей двуполостных трехосно-гиперболоидальных (ДТГ) фигур легкой подсистемы, условие существования которых имеет вид

$$a_3^2/a_1a_2 \leqslant A_*/C_*.$$

Для ДГВ-фигур ($a_1 = a_2$) оно принимает вид $a_3/a_1 \leqslant \sqrt{A_*/C_*}$, совпадающий с критерием их динамической устойчивости [7]. Следовательно, здесь тоже первыми членами последовательностей трехосных фигур равновесия являются динамически устойчивые двухосные фигуры. В следующей нашей работе будет показано, что указанное справедливо и для бесстолкновительных эллипсоидов. Фактически трехосные фигуры являются своеобразными «мостами», ведущими к соответствующим динамически устойчивым членам аксиально-симметричных фигур. И это понятно, так как впервые неустойчивость аксиально-симметричных фигур появляется относительно возмущений, превращающих их в трехосные фигуры. Подходящим выбором вращающейся системы отсчета можно «нейтрализовать» вышеуказанные нормальные колебания (т. е. обратить в нуль соответствующую частоту колебаний), что и соответствует переходу к трехосным фигурам (для сфероидов Маклорена см. § 36 книги [1]). Это важный факт, позволяющий получить критерий динамической устойчивости аксиально-симметричных фигур из условий равновесия соответствующих трехосных фигур. Примечательно, что это справедливо как для одиночных, так и вложенных, как жидких, так и бесстолкновительных, как самогравитирующих, так и легких подсистем.

Заменой в (23) a_3 на ia_3 получим свойства последовательностей качественно новых фигур равновесия легкой подсистемы в виде однополостных трехосных гиперболоидов (ОТГ) (см. рис. 3). При этом материя заполняет двухсвязную область ОТГ, так как односвязной области соответствует отрицательное давление:

$$p(\vec{x}) = \pi G\rho\rho_* C_* a_3^2 \left(\frac{x_1^2}{a_1^2} + \frac{x_2^2}{a_2^2} - \frac{x_3^2}{a_3^2} - 1 \right).$$

Условие существования ОТГ — фигур внешне совпадает с аналогичным условием ДТГ-фигур, но здесь a_i имеют иные геометрические интерпретации: a_1 и a_2 представляют полуоси центрального эллипса, свободного от материи легкой подсистемы, a_3/a_1 и a_3/a_2 характеризуют раскрытие гиперболоида вдоль осей x_1 и x_2 (рис. 3).

Первыми членами последовательностей ОТГ-фигур являются однополостные гиперболоиды вращения (ОГВ-фигуры) с $a_1 = a_2$. Согласно вышеизложенному, ОГВ-фигуры, получаемые из ОТГ-фигур путем предельного перехода $a_2 \to a_1$, должны быть динамически устойчивыми. Следовательно, критерий динамической устойчивости ОГВ-фигур должен иметь вид $a_3/a_1 \leqslant \sqrt{A_*/C_*}$, внешне совпадающий с аналогичным условием ДГВ-фигур.

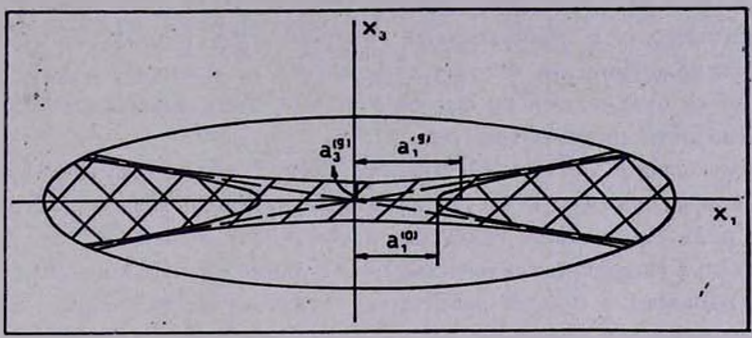


Рис. 3. Двуполостная и однополостная (двойная заштриховка) гиперболоидальные фигуры легкой подсистемы (разрез в плоскости x_1x_3).

На графике рис. 4 в плоскости $(a_3/a_1, a_2/a_1)$ изображены области возможных геометрий гиперболоидальных фигур внутри сфероидов различных сплюснутостей. Внутри сильно сплюснутого сфероида (плоские под-

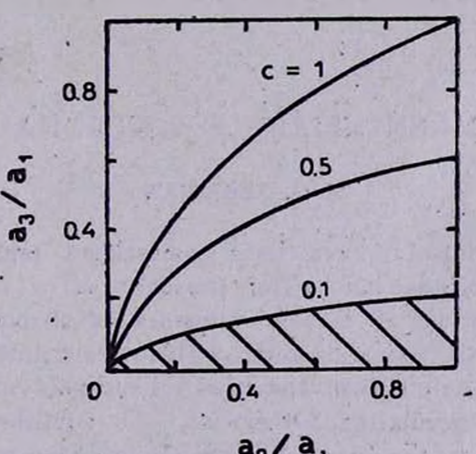


Рис. 4. Области возможных геометрий гиперболоидальных фигур внутри сфероида с $c = 0.1$; 0.5; 1 (при $c = 0.1$ эта область заштрихована).

системы галактик) возможны лишь достаточно плоские гиперболоидальные фигуры $(a_3/a_1 \ll 1)$.

Резюмируя результаты, касающиеся поведения легкой подсистемы внутри гравитирующего сфероида, заключаем: медленновращающаяся ($\Omega^2 < 2\pi G\rho_*$) подсистема имеет форму эллипсоида с отрицательной циркуляцией ($\lambda < 0$) вещества. При $\Omega^2 = 2\pi G\rho_*$ подсистема принимает форму плоского диска. Равновесие быстровращающейся подсистемы возможно в виде гиперболоидальных фигур ($\lambda > 0$). При этом возможны как однополостные, так и двуполостные гиперболоиды. На больших расстояниях от оси вращения эти фигуры практически не отличаются друг от друга. Они резко отличаются по форме распределения вещества лишь в центральной области системы (см. рис. 3).

Существование ОТГ и ОГВ-фигур легкой подсистемы представляет особый интерес в связи с отсутствием межзвездного газа в центральных областях ряда спиральных галактик, в том числе нашей Галактики [11]. Сопоставление гиперболоидальных фигур с данными наблюдений мы предполагаем провести в другой работе, где будут учтены также эффекты дифференциальности вращения легкой подсистемы. Здесь же заметим, что дифференциальность вращения приводит к «замыканию» гиперболоидальных фигур на некотором расстоянии от оси вращения [10]. Получается как бы кольцеобразное распределение вещества легкой подсистемы, являющееся характерным для ряда галактик (молекулярное кольцо в области 4 кпк $< r <$ 8 кпк Галактики).

Ереванский государственный
университет

RIEMANN *S* ELLIPSOIDS WITH HALO

M. G. ABRAMIAN

Riemann *S* ellipsoids have been generalized taking into account gravitation of spheroidal halo. The presence of a rather weak halo ensures the equilibrium of a new sequence of strongly oblated, along the rotation axes, triaxial ellipsoids with forward internal liquid circulation. The ellipsoidal form of the light subsystem is possible only with backward internal circulation. Otherwise, the equilibrium of light subsystem is possible in the form of hyperboloidal figures with one or two cavities. The sequences of hyperboloids arise from corresponding biaxial stable figures.

ЛИТЕРАТУРА

1. *С. Чандрасекар*, Эллипсоидальные фигуры равновесия, Мир, М., 1973.
2. *К. Ф. Огородников*, Динамика звездных систем, ФМЛ, М., 1958.
3. *В. А. Антонов*, Итоги науки и техники, Астрономия, 10, ВИНИТИ, 1975.
4. *Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян*, Астрофизика, 5, 599, 1972; 9, 401, 1973.
5. *Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян*, Астрон. ж., 50, 996, 1973.
6. *Р. С. Оганесян, М. Г. Абрамян*, Изв. АН Арм.ССР, Физика, 7, 449, 1972.
7. *Н. П. Бондаренко, О. В. Кравцов*, Препринт ИТФ-74-29, Киев, 1974.
8. *М. Г. Абрамян, С. А. Каплан*, Астрофизика, 11, 121, 1975; 10, 565, 1974.
9. *М. Г. Абрамян*, Астрофизика, 11, 187, 1975.
10. *М. Г. Абрамян, С. А. Каплан, Р. С. Оганесян*, Астрофизика, 13, 263, 1977.
11. *Л. С. Марочник, А. С. Сучков*, Галактика, Наука, М., 1984.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 25 АВГУСТ, 1986 ВЫПУСК 1

УДК: 524—64

О ПРОФИЛЯХ ПОГЛОЩЕНИЯ И ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕЛИНЕЙНОЙ ЗАДАЧЕ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ

А. Х. ХАЧАТРЯН, А. А. АКОПЯН

Поступила 26 июля 1985
Принята к печати 20 марта 1986

Приводится сравнение профилей поглощения и излучения для нелинейной задачи переноса излучения. Особое внимание уделяется различиям между профилями коэффициентов поглощения и излучения в связи с отклонением распределения атомов по скоростям от максвелловского распределения. Приводятся результаты некоторых численных расчетов в случае доплеровского расширения линии.

1. *Введение.* В работе [1] впервые была рассмотрена нелинейная задача переноса излучения монохроматического рассеяния в трехмерной среде. В дальнейшем, в течение последних лет, появилось несколько работ [2—5], посвященных нелинейным задачам переноса излучения при общих законах перераспределения по частотам. Как известно, учет нелинейных эффектов приводит к тому, что локальные оптические свойства среды становятся зависящими от состояния поля излучения. Учет эффектов некогерентности элементарного акта рассеяния еще больше усложняет задачу, так как в этом случае профили поглощения и излучения не совпадают. В работе [4] была рассмотрена нелинейная задача некогерентного рассеяния в спектральной линии при допущении о совпадении профилей поглощения и вынужденного излучения. Такое предположение названо «первым приближением». С применением метода работы [1] в [4] удалось линеаризовать соответствующее уравнение. Путем использования ряда аналитических построений задача была доведена до сравнительно простых численных расчетов. Ряд численных результатов, полученных указанным методом, содержится в работе авторов [5].

Естественным образом возникает вопрос о степени точности «первого приближения» и о дальнейшем уточнении решения задачи.

Целью настоящей работы является нахождение меры отклонения профилей поглощения и излучения и выяснение степени применимости «первого приближения» работы [4].

Отметим, что сходный вопрос был рассмотрен в [3], о чем речь пойдет ниже.

2. *Рассмотрим одномерную полубесконечную изотермическую среду*, состоящую из двухуровенных атомов и свободных электронов. Следуя работе [2], обозначим функцию распределения атомов по скоростям в основном и возбужденном состояниях через $f_1(\vec{v})$ и $f_2(\vec{v})$ соответственно, а числа атомов в единице объема в соответствующих состояниях через n_1 и n_2.

Распределение всех атомов по скоростям считается максвелловским, то есть предполагается, что наличие сильного поля излучения мало изменяет распределение всех атомов по сравнению с максвелловским распределением.

$$n_1 f_1(\vec{v}) + n_2 f_2(\vec{v}) = n_0 f_0(\vec{v}), \tag{1}$$

$$n_1(z) + n_2(z) = n_0, \tag{2}$$

причем функции $f_k(\vec{v})$ нормированы следующим образом:

$$\int f_k(\vec{v})\, d^3v = 1, \quad (k = 0, 1, 2). \tag{3}$$

Уравнение стационарности имеет вид

$$n_1 f_1(\vec{v})\ B_{12} \int\limits_{-\infty}^{\infty} q(x, \vec{v})\,[I^+(z, x) + I^-(z, x)]\,dx =$$

$$= n_2 f_2(\vec{v}) \left\{ a_{21} + A_{21} + B_{21} \int\limits_{-\infty}^{\infty} E(x, \vec{v})\,[I^+(z, x) + I^-(z, x)]\,dx. \right. \tag{4}$$

Здесь $I^{\pm}(z, x)$ — суть интенсивности излучения, распространяющегося влево и вправо соответственно, $x = \dfrac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}$ — безразмерная частота, a_{21} — коэффициент электронных ударов второго рода, B_{12}, B_{21}, A_{21} — эйнштейновские коэффициенты, $q(x, \vec{v})$ и $E(x, \vec{v})$ — микроскопические профили поглощения и излучения. Согласно результатам работы [2] микроскопический профиль излучения дается выражением

$$E(x, \vec{v}) = \frac{B_{12}\int\limits_{-\infty}^{\infty} R_{\vec{v}}(x, x')[I^{+}(z, x') + I^{-}(z, x')]dx'}{B_{12}\int\limits_{-\infty}^{\infty} q(x, \vec{v})[I^{+}(z, x) + I^{-}(z, x)]dx}, \tag{5}$$

где $R_{\vec{v}}(x, x')$ — функция перераспределения по частотам для атома, движущегося со скоростью $\vec{v}$.

Интегрируя уравнение (4) по всем скоростям, получим

$$n_1 B_{12}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \varphi(x)[I^{+}(z, x) + I^{-}(z, x)]dx =$$

$$= n_2\left\{a_{21} + A_{21} + B_{21}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \psi(x)[I^{+}(z, x) + I^{-}(z, x)]\right\}dx. \tag{6}$$

Здесь $\varphi(x)$ и $\psi(x)$ — профили поглощения и излучения. Они имеют вид

$$\varphi(x) = \int f_1(\vec{v})\, q(x, \vec{v})\, d^3v; \quad \psi(x) = \int E(x, \vec{v}) f_2(\vec{v})\, d^3v. \tag{7}$$

Функция источника в общем случае некогерентного рассеяния зависит от частоты

$$S(z, x) = \frac{n_2 A_{21}\psi(x)}{n_1 B_{12}\varphi(x) - n_2 B_{21}\psi(x)}. \tag{8}$$

Обычно, при рассмотрении нелинейной задачи образования спектральной линии, относительно функции источника, из-за математических трудностей, возникающих при учете некогерентности элементарного акта рассеяния, делается следующее упрощающее предположение: считается, что функция источника не зависит от частоты. Это предположение равносильно предположению о полном перераспределении по частотам (при котором $\varphi(x) = \psi(x)$). Последнее выполняется при следующих допущениях: а) полное перераспределение по частотам в системе отсчета атома; б) распределение атомов, находящихся в основном и возбужденном состояниях, является максвелловским.

Условие а) выполняется в большинстве случаев при рассмотрении задачи в спектральной линии (см. [6]). Тогда

$$R_{\vec{v}}(x, x') = q(x, \vec{v})\, q(x', \vec{v}); \quad E(x, \vec{v}) = q(x, \vec{v}). \tag{9}$$

Условие б) означает выполнение равенств

$$\varphi(x) = \psi(x) = \alpha(x) = \int f_0(\vec{v})\, q(x, \vec{v})\, d^3v. \tag{10}$$

Однако распределение по скоростям поглощающих и излучающих атомов при больших плотностях излучения будет отличаться от максвелловского распределения. Пусть δf_k — отклонение $f_k(\vec{v})$ от локально-равновесной функции $f_0(\vec{v})$, т. е.

$$f_1(\vec{v}) = f_0(\vec{v}) + \delta f_1(\vec{v}); \quad f_2(\vec{v}) = f_0(\vec{v}) + \delta f_2(\vec{v}). \tag{11}$$

Тогда, с учетом (9), из (7) имеем

$$\varphi(x) = \alpha(x) + \delta\varphi(x); \quad \psi(x) = \alpha(x) + \delta\psi(x). \tag{12}$$

Решая систему уравнений (1) и (4) совместно, получим

$$f_1(\vec{v}) = \frac{n_0}{\tilde{n}_1} \frac{1 + \dfrac{\lambda}{2} \dfrac{B_{21}}{A_{21}} \zeta(z, \vec{v})}{1 + \dfrac{\lambda}{2}\left(1 + \dfrac{g_2}{g_1}\right) \dfrac{B_{21}}{A_{21}} \zeta(z, \vec{v})} f_0(\vec{v}), \tag{13}$$

$$f_2(\vec{v}) = \frac{n_0}{\tilde{n}_2} \frac{\dfrac{\lambda}{2} \dfrac{B_{12}}{A_{21}} \zeta(z, \vec{v})}{1 + \dfrac{\lambda}{2}\left(1 + \dfrac{g_1}{g_2}\right) \dfrac{B_{12}}{A_{21}} \zeta(z, \vec{v})} f_0(\vec{v}). \tag{14}$$

Здесь g_k — статистический вес k-го уровня,

$$\zeta(z, \vec{v}) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} q(x, \vec{v}) [\tilde{I}^+(z, x) + \tilde{I}^-(z, x)]\, dx.$$

Через $\tilde{n}_1$, $\tilde{n}_2$, $\tilde{I}^{\pm}(z, x)$ обозначены населенности уровней и интенсивность излучения, полученные на основе «первого приближения». Нахождение внутреннего режима, а также степени возбуждения атомов в «первом приближении» достаточно подробно приведено в работах [4, 5] и поэтому на нем здесь мы не будем останавливаться. Отметим лишь, что при выполнении численных расчетов в «первом приближении» считалось, что среда освещается внешним излучением, не зависящим от частоты.

С учетом (10) из (2) и (6) можно получить отношения $\frac{n_0}{\tilde{n}_1}$ и $\frac{n_0}{\tilde{n}_2}$.

$$\frac{n_0}{\tilde{n}_1} = \frac{1+\left(1+\frac{g_2}{g_1}\right)\varkappa\bar{S}}{1+\varkappa\bar{S}}; \quad \frac{n_0}{\tilde{n}_2} = \frac{1+\left(1+\frac{g_2}{g_1}\right)\varkappa\bar{S}}{\frac{g_2}{g_1}\varkappa\bar{S}}, \tag{15}$$

$$\bar{S} = \lambda \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x)[\bar{I}^+(z, x) + \bar{I}^-(z, x)]\,dx, \tag{16}$$

где

$$\varkappa = \frac{B_{21}}{A_{21}} B_\nu(T) = \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1\right)^{-1}.$$

3. *Ниже приведены результаты численных расчетов для линии нулевой естественной ширины.* В этом случае

$$q(x, \vec{v}) = \frac{1}{\Delta\nu_D}\delta\left(x - \sqrt{\frac{m}{2kT}}\vec{v}\cdot\vec{n}\right),$$

$$f_0(\vec{v}) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}}; \quad \alpha(x) = e^{-x^2}, \tag{17}$$

$$r_I(x, x') = \int_{\max(|x|, |x'|)}^{\infty} \exp(-t^2)\,dt.$$

Тогда, подставляя (17), (13) и (14) в (7), производя интегрирования по скоростям (при $g_1 \simeq g_2$) находим

$$\varphi(x) = \frac{n_0}{\tilde{n}_1} e^{-x^2} \left\{\frac{1 + \lambda\varkappa[\tilde{I}^+(z, x) + \tilde{I}^-(z, x)]}{1 + 2\lambda\varkappa[\tilde{I}^+(z, x) + \tilde{I}^-(z, x)]}\right\}, \tag{18}$$

$$\psi(x) = \frac{n_0}{\tilde{n}_2} e^{-x^2} \left\{\frac{\lambda\varkappa[\tilde{I}^+(z, x) + \tilde{I}^-(z, x)]}{1 + 2\lambda\varkappa[\tilde{I}^+(z, x) + \tilde{I}^-(z, x)]}\right\}. \tag{19}$$

Таблица 1

ОТНОСИТЕЛЬНОЕ ОТКЛОНЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОГЛОЩЕНИЯ И ИЗЛУЧЕНИЯ

		$\frac{\delta\varphi(x)}{\alpha(x)}$				$\frac{\delta\psi(x)}{\alpha(x)}$			
λ	x \ $\varkappa$	0.25	0.5	1	2	0.25	0.5	1	2
0.99	0	0.043	0.046	0.040	0.028	−0.137	−0.098	−0.062	−0.036
	0.5	0.044	0.046	0.040	0.028	−0.138	−0.0[illegible]9	−0.063	−0.036
	1	0.045	0.049	0.042	0.029	−0.144	−0.103	−0.065	−0.038
	1.5	0.053	0.058	0.050	0.035	−0.171	−0.120	−0.082	−0.044
	2	0.075	0.084	0.074	0.053	−0.239	−0.176	−0.115	−0.081
	2.5	0.101	0.112	0.102	0.076	−0.313	−0.231	−0.155	−0.100
	3	0.094	0.108	0.098	0.071	−0.302	−0.227	−0.152	−0.091
0.995	0	0.044	0.047	0.040	0.028	−0.138	−0.098	−0.052	−0.035
	0.5	0.044	0.047	0.040	0.028	−0.139	−0.098	−0.062	−0.035
	1	0.045	0.048	0.041	0.028	−0.140	−0.099	−0.063	−0.036
	1.5	0.050	0.053	0.046	0.031	−0.152	−0.107	−0.071	−0.041
	2	0.069	0.076	0.066	0.047	−0.216	−0.157	−0.101	−0.059
	2.5	0.101	0.115	0.105	0.076	−0.314	−0.223	−0.157	−0.098
	3	0.100	0.114	0.103	0.075	−0.315	−0.237	−0.158	−0.095

В табл. 1 приведены отношения функций $\frac{\delta\varphi(x)}{\alpha(x)}$ и $\frac{\delta\psi(x)}{\alpha(x)}$ вычисленные согласно (18), 19) на границе среды $z = 0$, при различных значениях λ и $\varkappa$. В работе [3] приведены результаты аналогичных расчетов по нахождению отношения профилей поглощения и излучения при значении $\varkappa = 2$ (при котором $n_2 \sim n_1$). При решении задачи в [3] был применен итерационный процесс, где в качестве первого приближения берется решение линейной задачи. Заметим, что, в отличие от [3], в качестве первого приближения мы использовали решение нелинейной задачи (при предположении о совпадении профилей поглощения и вынужденного излучения).

При $\varkappa \sim 1 \div 2$ относительное отклонение в среднем составляет 5—10%, что в достаточной степени согласуется с результатами работы [3].

Как указали авторы [3], их метод при $\varkappa > 2$ невозможно применить из-за несходимости итерационного процесса. Оказывается, что при $\varkappa > 2$ отклонение становится еще меньше. Мы привели также некоторые численные расчеты при $\varkappa < 2$. Из приведенных цифр видно, что уменьшение значения $\varkappa$ приводит к тому, что отклонение профиля излучения становится больше.

Итак, при $\varkappa \sim 1 \div 2$ относительное отклонение сравнительно небольшое. Этот факт свидетельствует о том, что в нелинейных задачах допущение о совпадении профилей коэффициентов поглощения и вынужденного излучения не приводит к существенным отклонениям от точного решения задачи.

Авторы выражают благодарность профессору Н. Б. Енгибаряну за обсуждения.

Институт прикладных проблем
физики АН Арм.ССР
ВЦ Мин. связи Арм.ССР

ON ABSORPTION AND EMISSION PROFILES IN NONLINEAR PROBLEM OF RESONANCE SCATTERING

A. KH. KHACHATRIAN, A. A. HAKOPIAN

In the present paper the absorption profile is compared with that of emission for the nonlinear problem of radiation transfer. Special attention is paid to the difference between the absorption and emission coefficient profiles, due to divergence of atom velocity distribution from the Maxwell one. Numerical calculation and results are given for the case of Doppler line broadening.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Н. Б. Енгибарян*, Астрофизика, 1, 297, 1965.
2. *J. Oxenius*, J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer., 5, 771, 1965.
3. *R. Steinitz, R. A. Shine*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 162, 197, 1973.
4. *Н. Б. Енгибарян, А. Х. Хачатрян*, Астрофизика, 23, 145, 1985.
5. *А. Х. Хачатрян, А. А. Акопян*, Астрофизика, 23, 569, 1985.
6. *Д. Михалас*, Звездные атмосферы, Мир, М., 1982.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 25 АВГУСТ, 1986 ВЫПУСК 1

УДК: 524.575—65

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВУХСЛОЙНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПЫЛИНОК

А. Е. ИЛЬИН

Поступила 27 декабря 1985
Принята к печати 15 апреля 1986

Проведены расчеты факторов эффективности для двухслойных цилиндрических частиц с силикатным ядром и ледяной оболочкой. Для диэлектрических частиц найдено, что ядро не оказывает существенного влияния на оптические свойства пылинки, если отношение его радиуса к радиусу оболочки меньше 0.1. Получены выражения для факторов эффективности в релеевском приближении и определена область их применимости.

1. *Введение.* Значительная часть информации о характеристиках межзвездных пылинок поступает из анализа наблюдений межзвездного поглощения, межзвездной линейной и круговой поляризации. Для моделирования этих явлений необходимо знать оптические свойства пылевых частиц.

При интерпретации кривой межзвездного поглощения обычно рассматривают модель сферических пылинок [1]. Однако эта модель неприемлема при исследовании межзвездной поляризации, которая возникает при прохождении излучения через ансамбль несферических, ориентированных частиц. С вычислительной точки зрения проще всего рассматривать межзвездные пылинки в форме круговых цилиндров. В монографиях [1, 2] отмечалось, что если отношение длины цилиндра к радиусу больше четырех, то его оптические характеристики можно рассчитывать по формулам, полученным из решения задачи о дифракции плоской электромагнитной волны на бесконечном круговом цилиндре [3]. Модель таких частиц использовалась для совместной интерпретации наблюдений межзвездного поглощения, межзвездной линейной и круговой поляризации [2].

Согласно современным взглядам [4] наиболее вероятным представляется рост пылевых частиц в межзвездных облаках путем аккреции легких элементов на первоначальных ядрах конденсации, выбрасываемых из атмосфер гигантов и сверхгигантов поздних спектральных классов. В настоящее время является, по-видимому, наиболее привлекательной модель двухслойных, состоящих из ядра и концентрической оболочки, цилиндрических частиц, предложенная Хонгом и Гринбергом [5]. Она активно используется для интерпретации наблюдений межзвездного поглощения и поляризации [5—7].

В данной работе проведено исследование оптических свойств двухслойных цилиндрических частиц, приводятся результаты расчетов факторов эффективности, получены формулы релеевского приближения и определена область их применимости.

2. *Основные соотношения.* Рассмотрим двухслойный цилиндр, у которого a_c — радиус ядра, a — радиус оболочки, а $m_1 = n_1 - k_1 i$ и $m_2 = n_2 - k_2 i$ — комплексные показатели преломления вещества ядра и оболочки соответственно. Пусть падающее излучение с длиной волны λ составляет угол $\pi/2 - \alpha$ с осью частицы. Вместо a_c и a используем, как обычно, безразмерные параметры $x_0 = \dfrac{2\pi a_c}{\lambda}$ и $x = \dfrac{2\pi a}{\lambda}$. Введем комплексный фактор эффективности $\tilde{Q} = Q_{ext} + iQ_q$. Безразмерные величины Q_{ext} и Q_q представляют собой факторы эффективности ослабления и фазового запаздывания, и для цилиндрических частиц длины L они определяются через соответствующие сечения C_{ext} и C_q следующим образом [2]:

$$Q_{ext,\,q} = \frac{C_{ext,\,q}}{2aL}.$$

В работе [1] показано, что если $L \geqslant 4a$, то факторы эффективности цилиндрической частицы конечной длины можно вычислять по формулам, полученным для бесконечных цилиндров. Тогда для двух состояний поляризации надающего излучения E и H (ось цилиндра параллельна электрическому и магнитному вектору падающей волны соответственно) можно записать [3]:

$$\tilde{Q}^E = Q^E_{ext} + iQ^E_q = \frac{2}{x}\left\{b^E_0 + 2\sum_{n=1}^{\infty} b^E_n\right\}, \tag{1}$$

$$\tilde{Q}^H = Q^H_{ext} + iQ^H_q = \frac{2}{x}\left\{a^H_0 + 2\sum_{n=1}^{\infty} a^H_n\right\}, \tag{2}$$

$$Q^{E,H}_{ext} = Q^{E,H}_{sca} + Q^{E,H}_{abs}, \tag{3}$$

$$Q^E_{sca} = \frac{2}{x}\left[\,|b^E_0|^2 + 2\sum_{n=1}^{\infty}(|a^E_n|^2 + |b^E_n|^2)\right], \tag{4}$$

$$Q^H_{sca} = \frac{2}{x}\left[\,|a^H_0|^2 + 2\sum_{n=1}^{\infty}(|a^E_n|^2 + |a^H_n|^2)\right]. \tag{5}$$

Здесь $Q_{sca}^{E,H}$ и $Q_{abs}^{E,H}$ — факторы эффективности рассеяния и поглощения, а выражения для коэффициентов a_n^E, a_n^H и b_n^E были получены Шахом [8] и приведены к удобной для вычислений форме в работе [9].

Величины $Q_{ext}=(Q_{ext}^E+Q_{ext}^H)/2$, $Q_p=(Q_{ext}^E-Q_{ext}^H)/2$, $Q_q=(Q_q^E-Q_q^H)/2$ характеризуют ослабление, линейную поляризацию и фазовый сдвиг электромагнитной волны, прошедшей через ансамбль статически ориентированных частиц одного размера, а произведение $Q_p \cdot Q_q$ определяет круговую поляризацию [2].

При $x\cos\alpha \ll 1$, $x_0|m_1^2-\sin^2\alpha|^{1/2} \ll 1$, $x_0|m_2^2-\sin^2\alpha|^{1/2} \ll 1$, $x|m_2^2 - \sin^2\alpha|^{1/2} \ll 1$ получаются формулы для факторов эффективности в релеевском приближении. Учитывая поведение функций Бесселя первого рода и Ханкеля второго рода при малых значениях аргумента, из точных выражений для коэффициентов a_n^E, a_n^H и b_n^E [9] получим:

$$Q_{ext}^E \approx Q_{abs}^E \approx -\frac{\pi x}{2}\,\mathrm{Im}\,[q^2(m_1^2-m_2^2)+(m_2^2-1)]\cos^2\alpha - \pi x\,\mathrm{Im}\,(z)\sin^2\alpha, \tag{6}$$

$$Q_{ext}^H \approx Q_{abs}^H \approx -\pi x\,\mathrm{Im}\,(z), \tag{7}$$

$$Q_q^E \approx \frac{\pi x}{2}\,\mathrm{Re}\,[q^2(m_1^2-m_2^2)+(m_2^2-1)]\cos^2\alpha + \pi x\,\mathrm{Re}\,(z)\sin^2\alpha, \tag{8}$$

$$Q_q^H \approx \pi x\,\mathrm{Re}\,(z) \tag{9}$$

для поглощающих частиц и

$$Q_{ext}^E = Q_{sca}^E \approx \frac{\pi^2}{8}x^3|q^2(m_1^2-m_2^2)+(m_2^2-1)|^2\cos^4\alpha + \frac{\pi^2}{4}x^3|z|^2\sin^2\alpha\,(1+\sin^2\alpha), \tag{10}$$

$$Q_{ext}^H = Q_{sca}^H \approx \frac{\pi^2}{4}x^3|z|^2(1+\sin^2\alpha) \tag{11}$$

для непоглощающих частиц, причем

$$z = \frac{(m_2^2-1)(m_1^2+m_2^2)+q^2(m_2^2+1)(m_1^2-m_2^2)}{(m_2^2+1)(m_1^2+m_2^2)+q^2(m_2^2-1)(m_1^2-m_2^2)},$$

$$q = \frac{a_c}{a} = \frac{x_0}{x}.$$

В частных случаях при $q = 1$, $q = 0$, $m_1 = m_2$ или $m_2 = 1$ соотношения (6)—(11) переходят в формулы релеевского приближения для однородных цилиндров [10].

Таблица 1

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ПОГРЕШНОСТИ (%) РЕЛЕЕВСКИХ ФОРМУЛ ДЛЯ ФАКТОРА $Q_{ext} = \frac{Q^E_{ext} + Q^H_{ext}}{2}$

		$m_1=1.66-0.05\,i$, $m_2=1.30-0.02\,i$			$m_1=1.7-0.05\,i$, $m_2=1.33-0.6\,i$		
x	a \ x/x_0	10	5	2	10	5	2
0.1	0°	1.4	1.5	2.1	0.9	0.7	0.6
	45	1.2	1.3	1.6	0.4	0.5	1.3
	75	1.9	2.0	2.4	2.1	2.2	2.8
	85	2.6	2.7	3.2	3.2	3.3	4.0
0.3	0	6.9	7.4	10.3	12.0	10.9	3.9
	45	7.0	7.3	9.5	1.3	0.5	4.2
	75	12.4	12.8	15.4	8.4	8.6	14.3
	85	17.7	18.3	21.8	15.3	16.3	22.5
0.5	0	10.8	11.6	16.4	34.6	34.3	21.0
	45	13.8	14.5	18.9	11.5	9.8	1.5
	75	26.5	27.3	32.7	4.0	6.2	19.8
	85	39.1	39.3	47.0	12.8	15.6	33.0

В табл. 1 приведены относительные погрешности фактора Q_{ext}, рассчитанного по приближенным формулам (6) и (7) для цилиндров с показателями преломления $m_1 = 1.66 - 0.05\,i$ и $m_2 = 1.30 - 0.02\,i$, характерными для силикатов и загрязненного льда в видимой части спектра. В этом случае погрешность релеевских формул при $x \leqslant 0.1$ не превышает 3%, а при $x \leqslant 0.3$ и $\alpha < 60° - 10\%$. Мы рассмотрели также частицы с $m_1 = 1.70-0.05\,i$ и $m_2 = 1.33-0.6\,i$ (силикаты и лед около $\lambda = 3$ мкм [11, 1]). При $x \leqslant 0.3$ относительная погрешность релеевских формул для таких частиц, как правило, меньше 15%. Указанному пределу по x будут соответствовать частицы с радиусом $a < 0.14$ мкм ($\lambda = 3$ мкм). Отметим, что формулы (10) и (11) имеют относительную погрешность того же порядка, что и формулы (6) и (7).

3. *Результаты и обсуждение.* По формулам (1) и (2) были рассчитаны величины Q_{ext}, Q_p и Q_q для двухслойных цилиндрических частиц. Мы использовали значение $x_0 = 0.6$, что соответствует радиусу ядра $a \approx \approx 0.05$ мкм при $\lambda = 0.5$ мкм, и значения $m_1 = 1.66-0.05\,i$, $m_2 = 1.30-0.02\,i$.

На рис. 1 нанесены зависимости фактора эффективности ослабления Q_{ext} от параметра x при различных углах падения излучения α. Как и для сферических частиц [12], на основе приближения «аномальной» дифракции можно попытаться построить однопараметрическое семейство кривых ослабления. Величину ρ, имеющую смысл фазового сдвига центрального луча, для двухслойной цилиндрической пылинки можно представить в следующем виде:

$$\rho = 2x\,|(m_2 - 1) + q\,(m_1 - m_2)|\,/\cos\alpha. \tag{12}$$

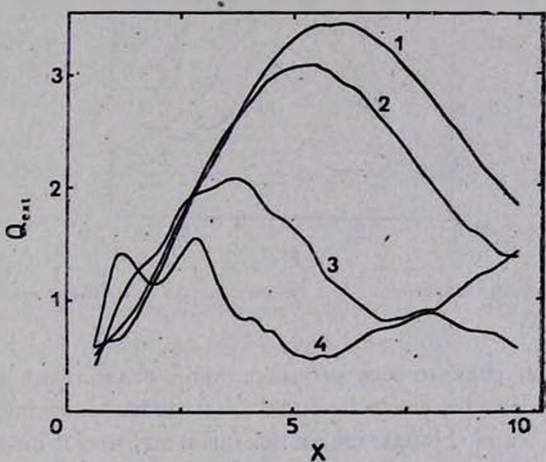


Рис. 1. Зависимость фактора Q_{ext} от параметра x при различных углах падения излучения $\alpha = 0°(1)$, $30°(2)$, $60°(3)$, $75°(4)$. $m_1 = 1.66-0.05\,i$, $m_2 = 1.30-0.02\,i$, $x_0 = 0.6$.

При нормальном падении излучения ($\alpha = 0°$) первому максимуму кривой ослабления соответствует значение $\rho \approx 3.7$. Однако это уже не так при $\alpha > 0°$. Причина состоит в том, что при использовании приближения «аномальной» дифракции, основное предположение которого состоит в малости разностей m_1-1 и m_2-1, мы не принимаем в расчет эффекты преломления света веществом частицы [2]. В работе [13] было показано, что точный учет преломления для случая бесконечного кругового цилиндра весьма затруднителен. Поэтому мы поставили задачу подобрать такой параметр ρ^*, чтобы он, во-первых, однозначно определял ход кривых ослабления и, во-вторых, наиболее просто зависел от ρ и α. Проведенные нами вычисления показали, что если ввести величину $\rho^* = \rho\cos^{1/2}\alpha$, то даже при больших углах α первые максимумы кривых ослабления лежат вблизи $\rho^* \approx 3.7$ (см. рис. 2). Данная закономерность сохраняется и для значений

n_1, $n_2 \leqslant 2$ и $k_2 \leqslant 0.1$. С увеличением k_2 лишь уменьшается высота первого максимума, а при $k_2 \geqslant 0.2$ максимумы и минимумы на кривой ослабления исчезают.

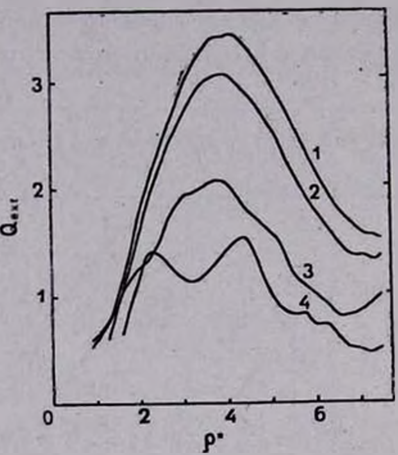


Рис. 2. Зависимость фактора Q_{ext} от параметра ρ^*. Обозначения те же, что и на рис. 1.

По положению первого максимума кривой ослабления можно оценить средний радиус пылинок, ответственных за межзвездное поглощение в видимой области спектра. Наблюдения показывают, что в оптическом диапазоне с уменьшением длины волны λ межзвездное поглощение растет как $1/\lambda$, но в ультрафиолете скорость роста убывает и при $\lambda^{-1} = 5$ мкм$^{-1}$ (если не рассматривать пик на $\lambda^{-1} = 4.6$ мкм$^{-1}$) кривая межзвездного поглощения имеет плоский участок [4]. Сравнение указанной длины волны со значением $\rho^* \approx 3.7$ дает для двухслойных цилиндрических частиц:

$$\bar{a} = [5.4\pi(n_2 - 1)]^{-1} (\cos^{1/2}\alpha - 0.54\, x_0 (n_1 - n_2)) \text{ мкм}. \tag{13}$$

Для ледяных пылинок с силикатным ядром ($x_0 = 0.6$) получаем $\bar{a} = 0.17$ мкм при $\alpha = 0°$ и $\bar{a} = 0.11$ мкм при $\alpha = 60°$, что несколько меньше характерных размеров сферических частиц ($\bar{a} = 0.21$ мкм [4]).

Рассмотрим теперь зависимость фактора Q_p от x при разных углах падения излучения α (рис. 3). Характерной особенностью является смещение главного максимума кривых к меньшим значениям x при уменьшении α, тогда как для однородных цилиндрических частиц этого не происходит.

Кривые $Q_q(x)$ (рис. 4) пересекают ось абсцисс при некотором значении x_c, которое уменьшается с ростом α. Если перейти к переменной ρ^*, то при $k_2 \leqslant 0.1$ и $\alpha < 70^\circ$ изменение знака величины Q_q происходит при $\rho_c \approx 2$. Аналогичная зависимость была ранее обнаружена для однородных цилиндрических частиц Мартином [2]. Расчеты показали, что глубина минимума кривых (рис. 4) уменьшается с ростом величины k_2.

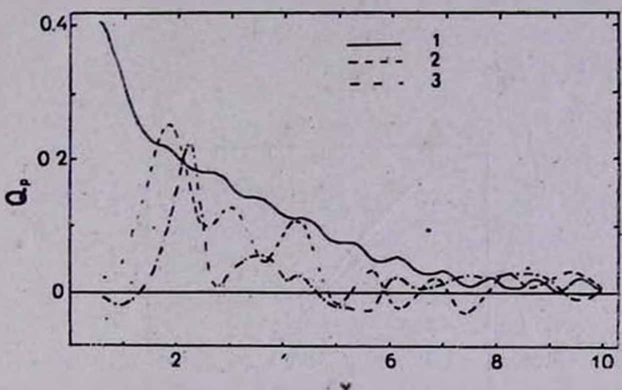


Рис. 3. Зависимость фактора Q_p от x при углах падения излучения $\alpha = 0^\circ(1)$, $60^\circ(2)$, $75^\circ(3)$. $m_1 = 1.66 - 0.05\,i$, $m_2 = 1.30 - 0.02\,i$, $x_0 = 0.6$.

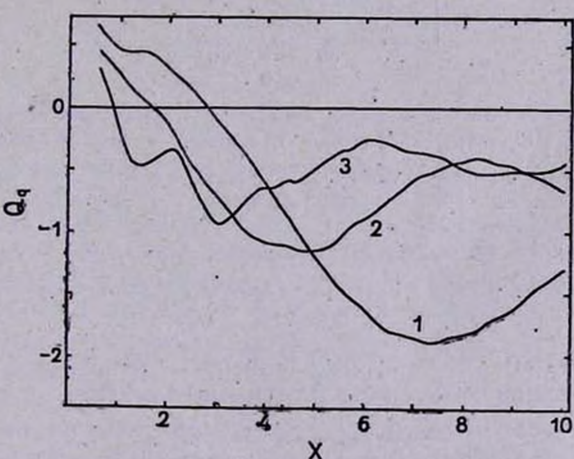


Рис. 4. Зависимость фактора Q_q от x при различных α. Обозначения такие же, как на рис. 3.

Рис. 5 иллюстрирует влияние ядра пылинки. Кривые 1 и 5 соответствуют однородным силикатным и ледяным цилиндрам. Из рис. 5 следует, что при $x_0/x \leqslant 1/6$ Q_{ext} для двухслойных цилиндров отличается от Q_{ext} для однородных менее, чем на 5 % (а при углах $\alpha \geqslant 50^\circ$ отличие еще меньше). Вычисления, проведенные при $x = 4$ и $x = 5$, подтвердили этот вывод. С уменьшением величины мнимой части показателя преломления оболочки k_2 различия Q_{ext} для однородных и двухслойных цилиндров несколько увеличиваются и при $k_2 = 0$ ($x = 5$, $x_0/x = 1/6$, $m_1 = 1.66—0.05\,i$ и $m_2 = 1.30$) они не превышают $10\,\%$. Структура пылинок в большей степени влияет на величины Q_ρ и Q_q. Проведенные расчеты позволяют заключить, что для диэлектрических частиц влиянием ядра на оптические характеристики пылинки можно пренебречь, если $x_0/x \leqslant 0.1$.

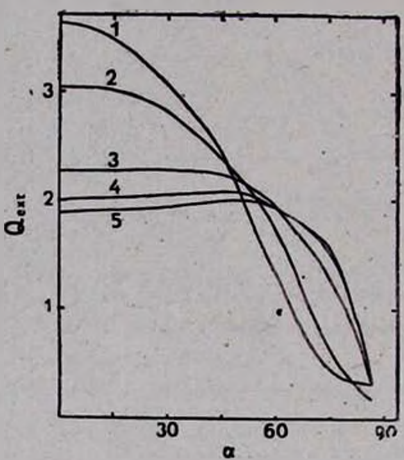


Рис. 5. Влияние размеров ядра двухслойной цилиндрической пылинки на зависимость фактора Q_{ext} от угла падения излучения α. $m_1 = 1.66—0.05\,i$, $m_2 = 1.30—0.02\,i$, $x = 3$, $x_0 = 3$ (кривая 1), 2 (2), 1(3), 0.5 (4), 0 (5).

4. *Заключение.* В работе проведено изучение оптических свойств двухслойных (силикатное ядро и ледяная оболочка) цилиндрических частиц.

Показано, что при n_1, $n_2 < 2$ и $k_2 < 0.2$ ($m_1 = n_1 - k_1 i$ и $m_2 = n_2 - k_2 i$ — комплексные показатели преломления ядра и оболочки) кривые ослабления для различных углов падения излучения можно описать с использованием лишь одного параметра $\rho^* = \rho \cos^{1/2} \alpha$ (рис. 2). Средний радиус двухслойных цилиндрических частиц, ответственных за межзвездное поглощение в видимой области спектра, составляет 0.10—0.17 мкм.

Найдено, что различия в оптических свойствах однородных и двухслойных частиц не превышают 10% при отношении радиусов ядра и оболочки $a_c/a \leqslant 0.1$.

Получены релеевские формулы для факторов эффективности поглощения и рассеяния, которые можно использовать для расчета оптических характеристик двухслойных частиц в ИК-области спектра. При $\lambda = 3$ мкм относительная погрешность этих формул не превышает 15%, если $a < 0.14$ мкм.

Автор выражает благодарность Н. В. Вощинникову за обсуждение и полезные замечания.

Ленинградский государственный
университет

THE OPTICAL CHARACTERISTICS OF CYLINDRICAL CORE-MANTLE DUST PARTICLES

A. E. IL'IN

The efficiency factors of the cylindrical silicate core-ice mantle particles are computed. It is found for dielectric grains that the core influence on dust optical properties is negligible if the ratio of core to mantle radius is less than 0.1. The expressions for efficiency factors are developed for the Reyleigh approximation and the domain of validity of these expressions is elucidated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. Гринберг*, Межзвездная пыль, Мир, М., 1970.
2. *P. G. Martin*, Cosmic Dust, Oxford Univ. Press, Oxford, 1978.
3. *A. C. Lind, J. M. Greenberg*, J. Appl. Phys., 37, 3195, 1966.
4. *J. M. Greenberg*, in "Cosmic Dust", eds. J. A. M. McDonnel, J. Wiley, N.-Y., 1978.
5. *S. S. Hong, J. M. Greenberg*, Astron. and Astrophys., 88, 194, 1980.
6. *P. A. Aannestad, J. M. Greenberg*, Astrophys. J., 272, 551, 1983.
7. *Н. В. Вощинников, А. Е. Ильин, В. Б. Ильин*, Вестн. ЛГУ, № 15, 67, 1985.
8. *G. A. Shah*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 148, 93, 1970.
9. *А. Е. Ильин*, Вестн. ЛГУ, № 1, 90, 1984.
10. *Н. В. Вощинников, В. Б. Ильин*, Оптика и спектр., 55, 517, 1983.
11. *B. T. Draine*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 57, 587, 1985.
12. *Г. ван де Хюлст*, Рассеяние света малыми частицами, ИЛ, М., 1961.
13. *D. A. Cross, P. Latimer*, J. Opt. Soc. Amer., 60, 904, 1970.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 25 АВГУСТ, 1986 ВЫПУСК 1.

УДК: 524.354.6—337—735

НАПРАВЛЕННОСТЬ И СПЕКТР РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РАВНОМЕРНО НАГРЕТОЙ ПО ПОВЕРХНОСТИ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ С СИЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Э. Н. КОЛЕСНИКОВА, Г. Г. ПАВЛОВ, Ю. А. ШИБАНОВ

Поступила 5 августа 1985

Принята к печати 15 февраля 1986

Рассчитан спектральный поток рентгеновского излучения от равномерно нагретой по поверхности ($T = 10^8$K) вращающейся нейтронной звезды с сильным дипольным магнитным полем ($B = 5 \cdot 10^{12}$ Гс на полюсе). Показано, что из-за сильной анизотропии локальной интенсивности и зависимости ее от магнитного поля поток в интервале энергий квантов $E \sim 2$—70 кэВ меняется со временем с периодом вращения, то есть такая звезда проявляет себя как рентгеновский пульсар. Амплитуда изменений и форма кривых блеска сильно зависят от энергии. Спектр потока содержит две эмиссионных циклотронных особенности. Их положение, как и форма континуума, зависит от фазы вращения. Полученные результаты демонстрируют возможность моделей рентгеновских пульсаров, в которых излучающие (нагретые) области не локализованы около магнитных полюсов, а занимают значительную часть поверхности нейтронной звезды.

1. *Введение.* В настоящее время можно считать установленным, что рентгеновские пульсары представляют собой нейтронные звезды (НЗ) с сильным магнитным полем ($B \sim 10^{12}$—10^{13} Гс) в тесных двойных системах. Рентгеновское излучение возникает в результате аккреции на поверхность НЗ вещества, перетекающего со второго (невырожденного) компонента.

Для объяснения пульсаций излучения обычно предполагается, что под действием магнитного поля аккрецирующая плазма падает не на всю поверхность НЗ, а лишь в область ее магнитных полюсов, образуя горячие ($T \sim 10^8$ К) пятна или «аккреционные колонки». При вращении НЗ меняется видимая площадь нагретой области и возникают периодические пульсации наблюдаемого излучения (подробнее см. [1]).

Для интерпретации наблюдений рентгеновских пульсаров важно знать размеры нагретой области. Попытки оценить их теоретически приводят к существенно разным результатам в разных моделях аккреции. Согласно первым моделям (например[2]), падающая плазма начинает двигаться вдоль силовых линий магнитного поля при достижении альвеновского радиуса. В этом случае радиусы горячих пятен, $R_n \simeq 4\cdot10^4\ B_{12}^{-0.29}\ L_{37}^{0.14}\ R_6^{0.5}(M/M_{\odot})^{0.5}$ см ($R_6 = R_{\text{НЗ}}/10^6$ см, $L_{37} = L/10^{37}$ эрг/с и т. д.), не превышают, как правило, $\sim 0.1\ R_{\text{НЗ}}$. В более поздних моделях (например, [3]) аккрецирующее вещество может „просачиваться" поперек силовых линий магнитосферы НЗ в виде „капель" из-за Рэлей — Тейлоровской неустойчивости, образуя нагретые области значительно большего размера, $R_n \simeq 3\cdot10^5\ T_8^{-0.23}\ L_{37}^{-0.28}\ B_{12}^{-0.79}\ R_6^{0.5}\ (M/M_{\odot})^{0.69}$ см. По этой модели при достаточно низком темпе аккреции и не очень сильном магнитном поле нагретой до рентгеновских температур может оказаться вся (или почти вся) поверхность НЗ. По традиционным представлениям это означало бы, что аккрецирующие НЗ с низкими светимостями ($L \lesssim 10^{36}$ эрг/с) не могли бы быть пульсарами, что противоречит наблюдениям (см. обзор [4]). Следует отметить, что обе приведенные оценки размеров излучающей поверхности плохо согласуются с диаграммой «спектр-светимость» для рентгеновских пульсаров [5]. Сравнение этой диаграммы с теоретическими зависимостями $L(T)$ для замагниченной плазмы показывает, что для пульсаров с высокими светимостями $\sim 10^{38}$—10^{39} эрг/с (SMCX—1, LMCX—4) требуется излучающая площадь порядка поверхности НЗ.

В данной работе мы хотим показать, что, вопреки распространенному мнению, разогрев большой части поверхности НЗ не противоречит наблюдению пульсаций ее излучения — даже равномерно нагретая по поверхности вращающаяся НЗ с сильным неоднородным магнитным полем ($\gtrsim 10^{12}$ Гс) должна проявлять себя как рентгеновский пульсар. Главная причина этого — сильная зависимость интенсивности и углового распределения излучения элемента поверхности звезды от величины и ориентации локального магнитного поля [6—8]. Это явление имеет место, когда в излучающей оптически толстой плазме рассеяние фотонов преобладает над поглощением, и особенно ярко выражено, когда существенна поляризация электронно-позитронного вакуума магнитным полем (см. обзоры [9, 10]). Наличие такой зависимости приводит к тому, что регистрируемый поток излучения зависит от распределения вектора магнитного поля по видимому диску НЗ — другими словами, излучение всей звезды является анизотропным. Очевидно, что в этом случае вращение НЗ должно приводить к пульсациям наблюдаемого потока.

Отметим, что возможность модуляции рентгеновского потока из-за неоднородного магнитного поля в применении к одиночным остывающим нейтронным звездам качественно обсуждалась в работе [11].

2. *Зависимость спектрального потока излучения от фазы вращения НЗ с дипольным полем.* Наблюдаемый спектральный поток F излучения

от звезды радиуса R, находящейся на расстоянии d, вычисляется интегрированием локального потока в направлении n (на наблюдателя) по видимой полусфере звезды:

$$F = (R/d)^2 \int_0^1 d(\cos\theta) \int_0^{2\pi} d\Phi I \cos\theta, \tag{1}$$

где θ — угол между n и нормалью к элементу излучающей поверхности, Φ — азимутальный угол нормали, который удобно отсчитывать от проекции оси вращения Ω на плоскость, перпендикулярную n; I — спектральная интенсивность (эрг/см^2 с кэВ ср) в направлении n. Если физические условия (значения температуры T, магнитного поля B и т. д.) неоднородны по поверхности звезды, то величина I в данной точке (θ, Φ) и поток F меняются со временем с периодом вращения звезды. Будем считать, что магнитное поле является дипольным с моментом m (центр диполя совпадает с центром звезды). Тогда величина магнитного поля и углы, определяющие его ориентацию в точке θ, Φ, необходимые для вычисления интенсивности, стандартным образом выражаются через независящие от времени величину поля на полюсе B_p, углы $\theta_{\Omega n}$ и $\theta_{\Omega m}$ между осью Ω и направлениями n и m, углы θ и ϕ и линейно меняющийся со временем азимутальный угол $\Phi_{\Omega m}$ вектора m в системе с осью z вдоль Ω.

В качестве I в (1) используем интенсивность излучения оптически толстой, однородной по глубине замагниченной плазмы, вычисляемую приближенным методом связанной диффузии нормальных волн [1, 6—8]. Этот метод в настоящее время является единственным, позволяющим вычислять характеристики излучения плазмы с сильным, произвольно направленным магнитным полем с достаточной точностью, без больших затрат машинного времени [12—14]. При интегрировании в (1) будем полагать, что все параметры, кроме магнитного поля, однородны по поверхности звезды.

На рис. 1 представлены полученные численным интегрированием зависимости F от фазы вращения Ψ при различных энергиях E выходящих квантов для случая, когда ось вращения Ω перпендикулярна магнитной оси m и направлению на наблюдателя n ($\theta_{\Omega n} = \theta_{\Omega m} = \pi/2$). Электронная концентрация N излучающей плазмы выбрана 10^{22} см$^{-3}$, температура — 10^8 ($kT \simeq 8.6$ кэВ), значение магнитного поля на полюсе $B_p = 5 \cdot 10^{12}$ Гс. Фазы $\Psi = 0$ (1) соответствуют направлению оси магнитного диполя от наблюдателя.

Из рис. 1 видно, что рентгеновский поток существенным образом модулирован в широком диапазоне энергий $E \sim 2$—70 кэВ. Глубина модуляции достигает десятков процентов. На некоторых энергиях импульсы могут иметь сложную структуру. Фазы максимумов и минимумов потока меняются с E. Отмеченные особенности наблюдаются у целого ряда рентгеновских пульсаров [3].

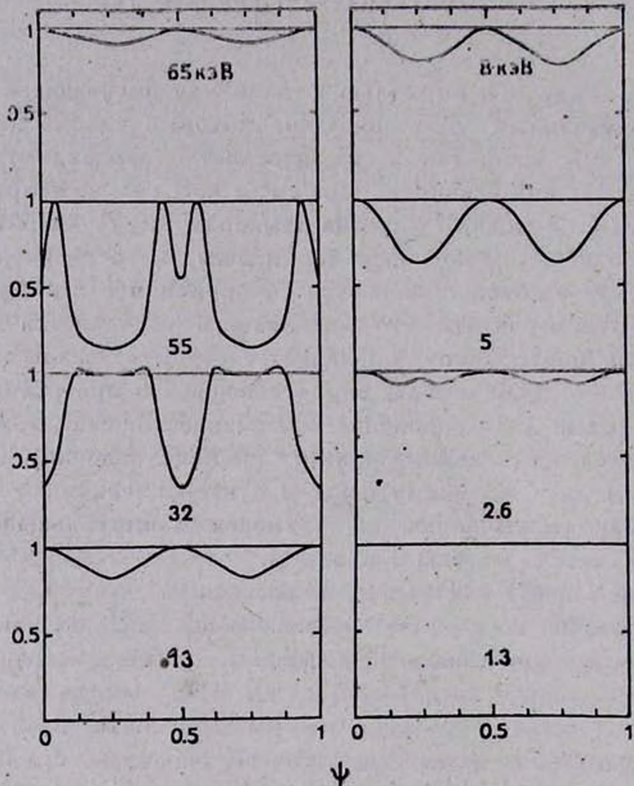


Рис. 1. Зависимости нормированного спектрального потока F/F_{max} от фазы вращения Ψ (кривые блеска) для различных энергий квантов, указанных около кривых.

Поведение «кривых блеска» на рис. 1 легко понять на основе известных [6—8] локальных характеристик излучения плазмы в сильном магнитном поле. Для данного поля B имеются три выделенных значения энергии, разграничивающих спектральные участки с различными локальными диаграммами направленности излучения: циклотронная энергия $E_B = \hbar eB/mc = 11.6\, B_{12}$ кэВ, энергия вакуумной особенности $E_W = 13 \cdot N_{22}^{1/2} B_{12}^{-1}$ кэВ и энергия $E_S = N_{22}^{1/4} T_8^{-3/8} B_{12}^{1/2}$ кэВ, выше которой рассеяние на электронах существенно меняет спектр и угловое распределение излучения. Для выбранных параметров эти энергии на магнитных полюсе и экваторе равны $E_{B_p} = 58$ кэВ, $E_{B_{eq}} = 29$ кэВ,

$E_{\Psi_p} = 2.6$ кэВ, $E_{\Psi_{eq}} = 5.2$ кэВ, $E_{S_p} = 2.4$ кэВ, $E_{S_{eq}} = 1.7$ кэВ. В соответствии с этими значениями можно выделить участки спектра с качественно различным поведением кривых блеска.

a) $E_{\Psi_{eq}} \lesssim E \lesssim E_{B_{eq}}$. В этом интервале зависимость $F(\Psi)$ возникает благодаря увеличению локального потока с B при $E \ll E_B$ [8]. В результате излучение приполюсных участков поверхности звезды оказывается интенсивнее экваториальных, поскольку $B_p/B_{eq} = 2$, и максимум потока имеет место на фазах $\Psi = 0$ и 0.5, когда полюс попадает в центр видимого диска, а минимум — на фазах 0.25 и 0.75, когда полюс находится на лимбе (см. кривые для $E = 5$, 8 и 13 кэВ).

b) $E_{B_{eq}} \lesssim E \lesssim E_{B_p}$. В этой области $F(\Psi)$ определяется циклотронным резонансом ($E \approx E_B$ для некоторой части диска), который выражен тем сильнее, чем больше E_B/kT. Благодаря эффекту поляризации вакуума магнитным полем вблизи резонанса локальная угловая диаграмма является резко анизотропной [7], причем особенно большой поток излучается вдоль поля („карандашный компонент") и в плоскости, поперечной полю („веерный компонент"). Когда E, увеличиваясь, приближается к верхней границе области a), все больший вклад в суммарный поток дают экваториальные области. Максимумы F перемещаются с $\Psi = 0$ и 0.5 в область фаз 0.25 и 0.75, на которых более яркий из-за резонанса экватор проходит центр видимого диска (ср. кривые $E = 13$ кэВ и 32 кэВ). С дальнейшим ростом E „резонансные" участки поверхности (для которых $E \approx E_B$) приобретают вид двух симметричных относительно экватора широтных поясов и отходят от экватора к полюсам. При этом максимумы кривых $F(\Psi)$ раздваиваются (симметрично относительно $\Psi = 0.25$ и 0.75) и сдвигаются к $\Psi = 0$, 0.5, 1, в соответствии с прохождением резонансных поясов через центр диска (ср. кривые $E = 32$ кэВ и 55 кэВ). Глубина модуляции кривых блеска и крутизна фронтов импульсов растет с E, так как увеличивается отношение E_B/kT, а направление поля при прохождении резонансных поясов через центр диска становится все ближе к направлению на наблюдателя (наблюдатель „видит" все большую часть „карандашного компонента" из резонансных участков).

c) $E \gtrsim E_{B_p}$. Когда E приближается к E_{B_p}, максимумы $F(\Psi)$ сливаются на фазах 0 и 0.5 (резонансные области лежат вблизи полюсов). С дальнейшим ростом E магнитное поле все меньше влияет на угловые диаграммы, которые становятся все ближе к изотропным. В результате модуляция кривых $F(\Psi)$ быстро уменьшается (см. кривую $E = 64.5$ кэВ) и исчезает.

d) $E_{W_p} \lesssim E \lesssim E_{W_{eq}}$. При $E \simeq E_W$ в локальном спектре излучения однородной плазмы имеется линия поглощения из-за влияния поляризации электронно-позитронного вакуума (подробнее см. [9, 10]). Наличие этой „вакуумной“ линии вызывает потемнение того участка поверхности, для которого $E \simeq E_W$. При $E \simeq E_{W_{eq}}$ происходит потемнение экватора, который при $E \ll E_{B_{eq}}$ и так менее ярок, чем остальная поверхность (см. выше). Это приводит к тому, что минимумы $F(\Psi)$ при $\Psi = 0.25$ и 0.75 становятся глубже, чем при $E > E_{W_{eq}}$ (см. кривую $E = 5$ кэВ). С уменьшением E области потемнения приближаются к полюсам, что приводит к более сложной форме $F(\Psi)$ (аналогично области b)) и уменьшению глубины модуляции (см. кривую $E = 2.6$ кэВ).

e) $E_{S_p} \lesssim E \lesssim E_{W_p}$. В этой области влияние вакуумной линии несущественно и поведение кривых $F(\Psi)$ такое же, как в области a). При выбранных нами параметрах область e) фактически не реализуется.

f) $E \lesssim E_{S_p}$. Когда E становится меньше E_S, спектр излучения плазмы с однородной температурой приближается к планковскому, а угловое распределение становится изотропным. С уменьшением энергии этот эффект начинает играть роль сначала в излучении полюсных областей, приводя к относительному уменьшению высоты максимумов $F(\Psi)$. Когда E уменьшается до $E_{S_{eq}}$, все участки поверхности звезды излучают одинаково, и зависимость потока F от фазы исчезает (см. кривую $E = 1.3$ кэВ).

Кроме кривых блеска на разных энергиях представляют интерес спектры потока излучения НЗ на разных фазах периода вращения. На рис. 2 приведены спектры для фаз $\Psi = 0$, 0.5, 1 и 0.25, 0.75. Примечательно, что неоднородность магнитного поля не приводит, как можно было бы ожидать, к сглаживанию эмиссионной (в данной модели) циклотронной особенности, проявляющейся в спектре излучения плазмы с однородным полем [7]. Наоборот, для дипольного поля в спектре возникают две особенности. Анализ вычислений показывает, что их положение определяется значениями циклотронных энергий, соответствующих магнитным полям на тех участках поверхности звезды, где вектор $\boldsymbol{B}$ либо совпадает с направлением на наблюдателя $\boldsymbol{n}$, либо перпендикулярен ему. Иными словами, наблюдатель принимает циклотронное излучение, испускаемое в карандашном и веерном компонентах угловой диаграммы (см. выше). В частности, для фазы $\Psi = 0$, когда ось диполя направлена на наблюдателя, усиление спектрального потока происходит в области двух энергий: $E = E_{B_p} = 58$ кэВ, где $B \parallel n$ (центр диска), и $E = E_{B_p}/\sqrt{2} = 41$ кэВ, соответствующей циклотронной энергии на широте $\sim 35°$ (окружность внутри диска), где $B \perp n$. При изменении фазы от 0 до 0.25 точка с $B \parallel n$, из окрестности которой мы наблюдаем карандашный компонент, смещается с полюса до широты $\sim 35°$. В то же время окружность с $B \perp n$,

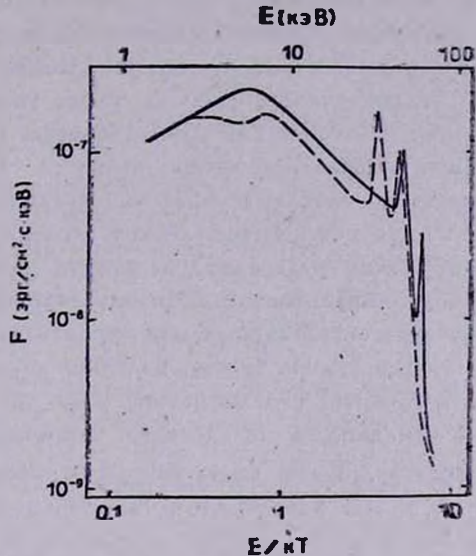


Рис. 2. Спектры потоков $F(E)$ (в единицах эрг/см^2 с кэВ) для НЗ с $R = 10$ км, удаленной на расстояние $d = 1$ кпк на фазах 0 (сплошная кривая) и 0.25 (штриховая кривая).

ответственная за линию в веерном компоненте, деформируется так, что одна ее половина (дающая главный вклад), приближается к экватору и вместе с ним к прямой, проходящей через центр диска, а другая приближается к лимбу. По этой причине циклотронные особенности за четверть оборота звезды смещаются, соответственно, от 58 кэВ до 41 кэВ и от 41 кэВ до 29 кэВ. Отметим также наличие размытой неоднородностью поля широкой вакуумной линии поглощения в области $E \simeq 3$—5 кэВ, проявляющейся на фазе 0.25, когда преимущественная ориентация магнитного поля по видимой поверхности ортогональна направлению на наблюдателя. Именно при $B \perp n$ эта линия наиболее резко проявляется и для случая однородного магнитного поля [6, 7]. Спектр континуума на разных фазах также различен. Следует отметить, что изменение с фазой положения спектральных особенностей и спектра континуума наблюдалось у многих рентгеновских пульсаров [3].

3. *Обсуждение результатов.* Приведенные выше результаты расчета спектрального потока излучения вращающейся НЗ с сильным магнитным полем показывают, что излучающие области рентгеновских пульсаров не обязательно занимают малую часть поверхности НЗ около ее магнитных полюсов, как это предполагалось до сих пор. Благодаря сильной анизотропии излучения элемента поверхности НЗ (обусловленной в большой степени влиянием поляризации электронно-позитронного вакуума магнитным полем) и зависимости локальной интенсивности от магнитного поля, вращающая НЗ проявляет себя как рентгеновский пульсар, даже если вся поверхность звезды нагрета равномерно. Очевидно, что наличие температурных неоднородностей на поверхности НЗ еще более увеличит амплитуду периодических изменений рентгеновских кривых блеска.

Хотя рассмотренная модель несомненно является слишком упрощенной, чтобы претендовать на детальное описание реальных объектов, она правильно описывает многие общие качественные особенности кривых блеска и спектров рентгеновских пульсаров (например, изменение формы и положения максимумов импульсов от энергии, зависимость спектров от фазы и т. п.). Исключение составляют резкие фронты импульсов, наблюдаемые у некоторых пульсаров. Их можно получить в рамках рассматриваемой модели, если допустить, что магнитное поле на поверхности НЗ имеет более сложный, чем дипольный, характер, например, как на Солнце или магнитных A_p-звездах. Такое увеличение неоднородности поля, так же, как и его величины, может привести и к большей амплитуде кривой блеска.

Описанная возможность образования пульсаций рентгеновского излучения НЗ не отвергает традиционные модели горячего пятна или колонки, а лишь расширяет рамки для построения новых реалистических моделей рентгеновских пульсаров. Реализуется ли она сама по себе или «работает» совместно с горячим пятном (колонкой) — должны показать дальнейшие исследования.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР

DIRECTIVITY AND SPECTRA OF *X*-RAY RADIATION FROM A UNIFORMLY HEATED ON SURFACE NEUTRON STAR WITH A STRONG MAGNETIC FIELD

E. N. KOLESNIKOVA, G. G. PAVLOV, YU. A. SHIBANOV

X-ray spectral flux is calculated from a rotating neutron star with a uniformly heated surface ($T = 10^6$ K) and dipolar magnetic field ($B = 5 \cdot 10^{12}$ Gs at the pole). It is shown that due to strong anisotropy

of the local intensity and its dependence on the magnetic field the flux in the photon energy range $E \sim 2-70$ keV varies with the phase of rotation, i. e. the X-ray pulsar phenomenon takes place. The shape and amplitude of the light curves depend strongly on the photon energy. The spectrum of the flux contains two emission cyclotron features. Their localization in the spectra, as well as the continuum shape, depend on the phase of rotation. The obtained results demonstrate the possibility of X-ray pulsar models in which the radiating (heated) region include a significant part of the neutron star surface instead of being localised near the magnetic poles.

ЛИТЕРАТУРА

1. *P. Meszaros*, Space Sci. Rev., 38, 325, 1984.
2. *F. K. Lamb, C. J. Pethic, D. Pines*, Astrophys. J., 184, 271, 1973.
3. *J. Arons, S. M. Lea*, Astrophys. J., 235, 1016, 1980.
4. *N. E. White, J. H. Swank, S. S. Holt*, Astrophys. J., 270, 711, 1983.
5. *Г. Г. Павлов, Ю. А. Шибанов*, Астрон. ж., 62, 43, 1985.
6. *A. D. Kaminker, G. G. Pavlov, Yu. A. Shibanov*, Astrophys. and Space Sci., 86, 249, 1982.
7. *А. Д. Каминкер, Г. Г. Павлов, Ю. А. Шибанов*, Письма в Астрон. ж., 9, 108, 1983.
8. *A. D. Kaminker, G. G. Pavlov, Yu. A. Shibanov*, Astrophys. and Space Sci., 91, 167, 1983.
9. *Г. Г. Павлов, Ю. Н. Гнедин*, Итоги науки и техн. ВИНИТИ, Астроном., 22, 172, 1983.
10. *G. G. Pavlov, Yu. N. Gnedin*, in "Sov. Sci. Revs: See E., Astrophys. and Space Phys., Ed. R. A. Sunyaev, Harwood Publ., 3, 197, 1984.
11. *Г. С. Бисноватый-Коган, Ю. Н. Куликов, В. М. Чечеткин*, Астрон. ж., 53, 975, 1976.
12. *W. Nagel*, Astrophys, J., 251, 278, 1981.
13. *G. G. Pavlov*, Adv. Space. Res., 3, 255, 1984.
14. *G. G. Pavlov, Yu. A. Shibanov, N. A. Silant'ev, W. Nagel*, Astrophys. J., 291, 170, 1985.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 25 АВГУСТ, 1986 ВЫПУСК 1

УДК: 524—336+524.834

АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫЕ СТАЦИОНАРНЫЕ ПОЛЯ ЭЛЕКТРОВАКУУМА В ОБОБЩЕННОЙ ТЕОРИИ ТЯГОТЕНИЯ

Г. Г. АРУТЮНЯН, В. В. ПАПОЯН

Поступила 11 декабря 1985
Принята к печати 20 марта 1986

В рамках обобщенной теории тяготения сформулирована проблема стационарных аксисимметричных гравитационных полей. Показано, что эта проблема может быть решена, если известно аналогичное решение в эйнштейновской теории тяготения. Сформулирована теорема, на основании которой по известному стационарному вакуумному решению задачи можно найти метрику в магнитостатическом случае.

1. *Введение.* Физическая теория, какой бы строгой и логически завершенной она ни казалась, нуждается в экспериментальном обосновании. Наиболее последовательная из релятивистских теорий тяготения — общая теория относительности Эйнштейна — достаточно надежно подтверждена экспериментами для слабых гравитационных полей $\left(\frac{2Mk_0}{c^2} \equiv r_g \ll r\right)$ в пределах Солнечной системы. Открытие пульсаров послужило еще одним доводом в пользу жизнеспособности ОТО для случая умеренных гравитационных полей ($r_g < r$). Однако до сегодняшнего дня безуспешными оказались попытки обнаружить гипотетические «черные дыры» ($r_g \gtrsim r$), которые должны были бы образоваться вследствие предсказаний ОТО о неизбежности коллапса массивных небесных тел на конечной стадии своей эволюции.

Данные астрофизических наблюдений привели В. А. Амбарцумяна к сформулированному в виде космогонической концепции заключению о существовании в статическом состоянии сверхплотных «дозвездных» и «протогалактических» образований с очень большими массами. Таким образом, основанная на всестороннем анализе наблюдательных фактов концепция В. А. Амбарцумяна вступает в противоречие с выводами ОТО для случая сильных гравитационных полей. С этой точки зрения весьма правдоподобным кажется предположение о том, что область применимости ОТО ограничена умеренными полями ($r_g < r$), а для сильных гравитационных полей ($r_g \gtrsim r$) результаты ОТО, по-видимому, нуждаются в уточнении. Это предположение вполне естественно обосновывает интерес к неэйнштейновским теориям тяготения, следствия которых в случае слабых и умеренных гравитационных полей в пределах точности современных экспериментов должны совпадать с соответствующими в ОТО.

Йордан [1], исследуя пятимерную теорию, формально объединяющую гравитацию и электромагнетизм, обратил внимание на любопытный факт: группа произвольных преобразований координат четырехмерия и калибровочных преобразований потенциала электромагнитного поля изоморфна группе преобразований однородных координат пятимерного риманова пространства. Относительно этих же преобразований инвариантна предложенная Паули [2] модификация «единой» теории. Для того, чтобы редуцированные в четырехмерие уравнения теории были бы эквивалентны системе уравнений Эйнштейна—Максвелла, необходимо исходить из требования постоянства скаляра $I = g_{AB}X^A X^B$ $(A, B = 0, 1, 2, 3, 4)$. Отказ от последнего ограничения привел Йордана к формулировке [1] так называемой обобщенной теории тяготения (ОТТ). В ОТТ свойства пространства — времени помимо десяти компонентов метрического тензора описываются дополнительно скалярным полем. Впоследствии Бранс и Дикке [3], опираясь, в частности, на соображения Шамы [4], также пришли к необходимости введения в теорию дальнодействующего скалярного поля. Вкратце ход рассуждений сводится к следующему. В рамках принципа Маха дело обстоит так, будто расширяющаяся Вселенная является гигантской следящей системой, автоматически подгоняющей значения масс к таким величинам, чтобы выполнялось условие обратной связи $\dfrac{kM}{c^2R} \simeq 1$ (M, R — масса и радиус наблюдаемой части Вселенной). Тогда необходимо принять, что k — переменный скаляр, величина которого в данной точке определяется распределением вещества во Вселенной, а при переходе к предельному случаю ОТО совпадает с гравитационной постоянной k_0.

Как теория Йордана, так и один из ее вариантов — скалярно-тензорная теория Бранса—Дикке — были созданы ради космологических приложений. Модификация ОТТ, в которой рассматривались космогонические аспекты, была сформулирована Саакяном и Мнацаканяном [5]. Они исходили из предположения о заметном изменении гравитационного скаляра k в областях с сильным гравитационным полем и в рамках этой теории предсказали существование статических сверхплотных небесных тел с массами порядка галактической.

В настоящей работе, основанной на модификации ОТТ, предложенной Саакяном с сотрудниками, сформулирована проблема стационарного аксиально-симметричного поля электровакуума и намечен путь ее решения, который использует, в частности, результаты ОТО. Аналогичная проблема в ОТО разработана достаточно хорошо и, с некоторыми оговорками, может быть отнесена к разряду точно решаемых (см. ссылки в [6]).

Одним из ключевых моментов постановки задачи в ОТО является возможность введения канонических координат [7], которые асимптотически совпадают с цилиндрическими координатами плоского мира. Во втором разделе статьи обосновывается возможность введения подобных координат для рассматриваемой задачи в ОТТ, а также выписаны уравнения, определяющие стационарные аксиально-симметрические гравитационные поля электровакуума.

В третьем разделе вводятся новые переменные, что приводит к формальному совпадению части полевых уравнений ОТТ и ОТО (для сравнения см. [8]). Тем самым показана принципиальная разрешимость проблемы в рамках ОТТ, если найдены соответствующие решения в ОТО.

В четвертом разделе доказана теорема о возможности «генерации» метрики для магнитостатического случая из известного решения вакуумной стационарной задачи. В этом же разделе показано, что метрика рассматриваемой задачи в ОТТ получается из соответствующей в ОТО конформным преобразованием, а полевые уравнения записываются в матричной форме, обычной для теории калибровочных полей.

В следующей работе, которую предполагается опубликовать сразу же вслед за этой, приводятся конкретные решения аксисимметричной задачи ОТТ, для которых базовыми являются известные решения ОТО. В частности, для стационарной вакуумной задачи получено решение типа Керра.

2. *Постановка задачи.* Наиболее общее выражение для метрики стационарного аксиально-симметричного гравитационного поля имеет вид

$$dS^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + g_{ab} dx^a dx^b,$$

$$x^a = \{x^1, x^2\} \quad a, b = 1, 2$$

$$x^\mu = \{t, \varphi\} \quad \mu, \nu = 0, 3$$

$$g_{ik} = g_{ik}(x^a) \quad i, k = 0, 1, 2, 3.$$

Аксиальная симметрия и стационарность поля позволяют выделить временную $x^0 = t$ и азимутально-угловую $x^3 = \varphi$ координаты, а инверсия $x^\nu \to -x^\nu$ обнаруживает при этом обращение в нуль всех $g_{\nu a}$. Компоненты g_{ab} сводятся к конформно-плоскому виду

$$g_{ab} := -e^{2\beta}\eta_{ab}, \quad \eta_{ab} = \mathrm{diag}\{1, 1\}, \tag{1}$$

а остальные компоненты метрического тензора удобно записать как

$$g_{00} = e^{2\alpha}, \quad g_{03} = -\omega e^{2\alpha}, \quad g_{33} = -e^{2\gamma} + \omega^2 e^{2\alpha}. \tag{2}$$

Система полевых уравнений обобщенной теории тяготения и Максвелла в случае электровакуума выглядит следующим образом:

$$\overline{R}_k^i \equiv R_k^i - \frac{y\|_k^i}{y} + \zeta \frac{y^{|i} y_{|k}}{y^2} = \frac{2}{y}\left(-F^{il}F_{kl} + \frac{1}{4}\delta_k^i F^{lm}F_{lm}\right), \tag{3}$$

$$y\|_l^l = 0, \quad R = -\zeta \frac{y^{|l} y_{|l}}{y^2}, \quad F^{ik}_{\|k} = 0,$$

$$F_{ik} \equiv A_{k|i} - A_{i|k}.$$

Здесь черта обозначает обычную, а две черты — ковариантную производные, ζ — безразмерный параметр обобщенной теории тяготения, $A_i\,(A_0,\ 0,\ 0,\ A_3)$ — потенциал электромагнитного поля (выбор $A_a = 0$ диктуется симметрией задачи), $y = y\,(x^a)$ — гравитационный скаляр ОТТ, определяемый соотношением

$$y = c^4/k\,(x^a),$$

причем $k\,(x^a)|\xrightarrow[x^a \to \infty]{} k_0$ (k_0 — гравитационная постоянная). В „геометрических" единицах, которые используются в дальнейшем, $k_0 = c = 1$, так что $y\,(x^a)|\xrightarrow[x^a \to \infty]{} 1$.

В рассматриваемом случае компоненты тензора Риччи имеют вид:

$$R_0^0 = e^{-2\beta}\left[\alpha_{|aa} + \alpha_{|a}(\alpha_{|a} + \gamma_{|a})\right] + \frac{e^{2\alpha-2\beta-2\gamma}}{2}\left[q_{|a}^2 + qq_{|aa} + qq_{|a}(3\alpha_{|a} - \gamma_{|a})\right],$$

$$R_3^3 = e^{-2\beta}\left[\gamma_{|aa} + \gamma_{|a}(\alpha_{|a} + \gamma_{|a})\right] -$$
$$- \frac{e^{2\alpha-2\beta-2\gamma}}{2}\left[q_{|a}^2 + qq_{|aa} + qq_{|a}(3\alpha_{|a} - \gamma_{|a})\right],$$

$$R_0^3 = \frac{1}{2}e^{2\alpha-2\beta-2\gamma}\left[q_{|aa} + q_{|a}(3\alpha_{|a} - \gamma_{|a})\right],$$

$$R_3^0 = -e^{-2\beta}\left\{q\left(\alpha_{|aa} - \gamma_{|aa} + \frac{q_{|aa}}{q}\right) + \frac{1}{2}q(\alpha_{|a} + \gamma_{|a}) +\right.$$
$$\left. + (\alpha_{|a} - \gamma_{|a})\left[q_{|a} + q(\alpha_{|a} + \gamma_{|a})\right]\right\} -$$
$$- \frac{1}{2}q^2 e^{2\alpha-2\beta-2\gamma}\left[q_{|aa} + q_{|a}(3\alpha_{|a} - \gamma_{|a}) + 2\frac{q_{|a}^2}{q}\right],$$

$$R_1^1 = e^{-2\beta}\left[\alpha_{|11} + \beta_{|11} + \gamma_{|11} - (\alpha_{|1} + \gamma_{|1})(\beta_{|1} - \alpha_{|1} - \gamma_{|1}) -\right.$$
$$\left. - 2\alpha_{|1}\gamma_{|1} + \beta_{|22} + \beta_{|2}(\alpha_{|2} + \gamma_{|2})\right] - \frac{q_{|1}^2}{2}e^{2\alpha-2\beta-2\gamma},$$

$$R_2^2 = e^{-2\beta}[\beta_{|11} + \beta_{|1}(\alpha_{|1} + \gamma_{|1}) + \alpha_{22} + \beta_{|22} + \gamma_{|22} -$$

$$-(\alpha_{|2} + \gamma_{|2})(\beta_{|2} - \alpha_{|2} - \gamma_{|2}) - 2\alpha_{|2}\gamma_{|2}] - \frac{q_{|2}^2}{2} e^{2\alpha-2\beta-2\gamma},$$

$$R_2^1 = -e^{-2\beta}[(\alpha_{|1} + \gamma_{|1})_{|2} + \alpha_{|1}\alpha_{|2} + \gamma_{|1}\gamma_{|2} - \beta_{|1}(\alpha_{|2} + \gamma_{|2}) -$$

$$-\beta_{|2}(\alpha_{|1} + \gamma_{|1})] - \frac{q_{|1}q_{|2}}{2} e^{2\alpha-2\beta-2\gamma}.$$

Если ввести $D = \sqrt{-\det g_{\mu\nu}} = e^{\alpha+\gamma}$ и сложить уравнения системы (3), соответствующие $\overline{R_0^0}$ и $\overline{R_3^3}$, получим

$$(yD_{|a})_{|a} = 0.$$

Перепишем затем уравнение для скалярного потенциала с учетом введенного обозначения. Тогда

$$(y_{|a}D)_{|a} = 0.$$

Из двух последних соотношений легко заметить, что $yD = ye^{\alpha+\gamma}$ удовлетворяет уравнению Лапласа

$$(yD)_{|aa} = 0$$

и поэтому является гармонической функцией переменных x^a.

Введем $\rho(x^1, x^2) = yD$ и сопряженную ей гармоническую функцию $z(x^1, x^2)$ в качестве новых координат и выполним конформное отображение $(x^1, x^2) \to (z, \rho)$. В результате выражение для метрики перепишется следующим образом:

$$dS^2 = dS_1^2 + dS_2^2,$$

$$dS_1^2 = e^{2\alpha}(dt - \omega d\varphi)^2 - \frac{\rho^2}{y^2} e^{-2\alpha} d\varphi^2, \tag{4}$$

$$dS_2^2 = -e^{2\beta-2\alpha}(dz^2 + d\rho^2).$$

Уравнения поля расщепляются так, что часть из них образует замкнутую систему, определяющую $g_{\mu\nu}$ и A_μ, а оставшиеся позволяют найти β по $g_{\mu\nu}$ и A_μ.

Действительно, имея в виду (4), из (3) получим

$$y \triangle y = \nabla y \nabla y, \tag{5}$$

$$\Delta\alpha + \frac{1}{2} y^2 \frac{e^{4\alpha}}{\rho^2} \nabla\omega\nabla\omega + \frac{1}{2}\omega\nabla\left(\frac{y^2 e^{4\alpha}}{\rho^2}\nabla\omega\right) =$$

$$= \frac{e^{-2\alpha}}{y}\left[\nabla A_0\nabla A_0 + y^2\frac{e^{4\alpha}}{\rho^2}(\nabla A_3\nabla A_3 - \omega^2\nabla A_0\nabla A_0)\right], \tag{6}$$

$$\nabla\left(\frac{y^2 e^{4\alpha}}{\rho^2}\nabla\omega\right) = -\frac{4ye^{2\alpha}}{\rho^2}(\nabla A_0\nabla A_3 + \omega\nabla A_0\nabla A_0), \tag{7}$$

$$\nabla\left[\frac{ye^{2\alpha}}{\rho^2}(\nabla A_3 + \omega\nabla A_0)\right] = 0, \tag{8}$$

$$\nabla\left[\frac{e^{-2\alpha}}{y}\nabla A_0 - \frac{\omega y e^{2\alpha}}{\rho^2}(\nabla A_3 + \omega\nabla A_0)\right] = 0, \tag{9}$$

$$\frac{1}{\rho}(\ln ye^{\beta})_{|1} = 2\alpha_{|1}\alpha_{|2} + \frac{\alpha_{|1}y_{|2} + \alpha_{|2}y_{|1}}{y} -$$

$$-\frac{\omega_{|1}\omega_{|2}y^2e^{4\alpha}}{2\rho^2} - 2\frac{e^{-2\alpha}}{y}A_{0|1}A_{0|2} +$$

$$+ 2\frac{ye^{2\alpha}}{\rho^2}(A_{3|1} + \omega A_{0|1})(A_{3|2} + \omega A_{0|2}) + (2-\zeta)\frac{y_{|1}y_{|2}}{y^2}, \tag{10}$$

$$\frac{2}{\rho}(\ln ye^{\beta})_{|2} = 2\alpha_{|2}^2 - 2\alpha_{|1}^2 + 2\frac{(\alpha_{|2}y_{|2} - \alpha_{|1}y_{|1})}{y} +$$

$$+ y^2e^{4\alpha}\frac{(\omega_{|1}^2 - \omega_{|2}^2)}{2\rho^2} + 2\frac{e^{-2\alpha}}{y}(A_{0|1}^2 - A_{0|2}^2) +$$

$$+ \frac{2ye^{2\alpha}}{\rho^3}[(A_{3|2} + \omega A_{0|2})^2 - (A_{3|1} + \omega A_{0|1})^2] + (2-\zeta)\frac{(y_{|2}^2 - y_{|1}^2)}{y^2}, \tag{11}$$

где $\nabla = \hat{n}_z\frac{\partial}{\partial z} + \hat{n}_\rho\frac{\partial}{\partial\rho}$, $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial\rho^2} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}$ — известные операторы двумерного плоского мира с ортами $\hat{n}_z$ и $\hat{n}_\rho$. Последние два уравнения получены как комбинации соответствующих $\overline{R}{}_1^1$, $\overline{R}{}_2^2$, $\overline{R}{}_2^1$ уравнений системы (3).

Система (5)—(11) полностью определяет внешние аксиально-симметричные гравитационные поля электровакуума в обобщенной теории тяготения. Требование асимптотического (в бесконечности) совпадения общего решения (5)—(11) с решением соответствующей физической задачи плоского мира позволяет определить константы и тем самым конкретизирует искомое решение.

3. *Новые переменные.* Перейдем к новым полевым переменным

$$\psi = ye^{2\alpha}, \quad f = ye^{\zeta}, \tag{12}$$

тогда выражение (4) для dS^2 останется неизменным:

$$dS^2 = \frac{1}{y}\left[\psi(dt - \omega d\varphi)^2 - \frac{f^2}{\psi}(dz^2 + d\rho^2) - \frac{\rho^2}{\psi}d\varphi^2\right], \tag{4a}$$

и если заключенное в квадратные скобки формально рассматривать как определяющее метрику в случае стационарных аксисимметричных гравитационных полей ОТО с «потенциалами» ψ, ω и f, то dS^2 в ОТТ, как видно из (4а), получается из соответствующего выражения ОТО конформным преобразованием

$$dS^2 = \frac{1}{y}\, dS^2_{\text{ОТО}}.$$

Поэтому неслучайно формальное совпадение переписанных с учетом (12) уравнений (6)—(9)

$$\nabla\left(\frac{\nabla\psi}{\psi}\right) + \frac{\psi^2}{\rho^2}\nabla\omega\nabla\omega = 2\,\frac{\nabla A_0\nabla A_0}{\psi} + 2\,\frac{\psi}{\rho^2}\,\nabla A, \tag{6a}$$

$$\nabla\left(\frac{\psi^2}{\rho^2}\,\nabla\omega + 4\,\frac{\psi}{\rho^2}\,A_0\nabla A\right) = 0, \tag{7a}$$

$$\nabla\left(\frac{\psi}{\rho^2}\,\nabla A\right) = 0, \tag{8a}$$

$$\nabla\left(\frac{\nabla A_0}{\psi} - \omega\,\frac{\psi}{\rho^2}\,\nabla A\right) = 0 \tag{9a}$$

с соответствующими уравнениями ОТО [8]. Оставшиеся уравнения примут вид:

$$\frac{2}{\rho}\,\frac{f_{|1}}{f} = \frac{\psi_{|1}\psi_{|2}}{\psi^2} - \frac{\psi}{\rho^2}\,\omega_{|1}\omega_{|2} - \frac{4}{\psi}\,A_{0|1}A_{0|2} + $$
$$+ \frac{4\psi}{\rho^2}(\hat{n}_z\nabla A)(\hat{n}_\rho\nabla A) + (3 - 2\zeta)\,\frac{y_{|1}y_{|2}}{y^2}, \tag{10a}$$

$$\frac{4}{\rho}\,\frac{f_{|2}}{f} = \frac{\psi^2_{|2} - \psi^2_{|1}}{\psi^2} + \frac{\psi^2}{\rho^2}\,(\omega^2_{|1} - \omega^2_{|2}) + \frac{4}{\psi}(A^2_{0|1} - A^2_{0|2}) + $$
$$+ \frac{4\psi}{\rho^2}[(\hat{n}_\rho\nabla A)^2 - (\hat{n}_z\nabla A)^2] + (3 - 2\zeta)\,\frac{(y^2_{|2} - y^2_{|1})}{y^2}. \tag{11a}$$

Здесь $\nabla A \equiv \nabla A_3 + \omega\nabla A_0$.

Вид уравнений (6а)—(11а) приводит к следующему заключению: если найдены ψ, ω, A_0, A_3 в рамках ОТО, то, подобрав подходящее в данном случае решение уравнения для скалярного потенциала y

$$\nabla\left(\frac{\nabla y}{y}\right)=0, \tag{5а}$$

можно, используя (12), перенести эти результаты в ОТТ. Тогда f определится простым интегрированием, если предварительно заметить, что из (10а) и (11а) следует

$$\frac{2}{\rho}\left(\ln\frac{f}{f_0}\right)_{|1}=(3-2\zeta)\,\frac{y_{|1}y_{|2}}{y^2}, \tag{10б}$$

$$\frac{4}{\rho}\left(\ln\frac{f}{f_0}\right)_{|2}=(3-2\zeta)\,\frac{(y_{|2}^2-y_{|1}^2)}{y^2}, \tag{11б}$$

где f_0 — решение соответствующей задачи ОТО.

Таким образом, проблема стационарных аксиально-симметричных гравитационных полей электровакуума в рамках ОТТ принципиально разрешима, если известны соответствующие решения в ОТО, которые можно найти, используя, в частности, метод Эрнста [8] или метод обратной задачи рассеяния [9].

4. *Каноническая форма уравнений ОТТ*. Ограничимся рассмотрением случаев чистого вращения ($A_\mu=0$) или постоянного магнитного поля ($\omega=A_0=0$), тогда полевые уравнения можно привести к более компактному виду.

Введем для этого

$$e^\sigma=\begin{pmatrix} y \\ y^{1/2}\end{pmatrix},\qquad e^\nu=\begin{pmatrix} ye^{2\alpha} \\ (ye^{2\alpha})^{1/2}\end{pmatrix},$$
$$q=\begin{pmatrix} \omega \\ iA_3\end{pmatrix},\qquad e^\lambda=\begin{pmatrix} ye^{\beta} \\ (ye^{\beta})^{1/4}\end{pmatrix}. \tag{13}$$

Условимся верхнюю строчку столбцов (13) относить к стационарной вакуумной задаче, а нижнюю — к магнитостатическому случаю. Тогда нетрудно убедиться в том, что уравнения, определяющие решения обеих задач, запишутся в единой форме,

$$\Delta\sigma=0, \tag{5в}$$

$$\Delta\nu+\frac{e^{2\nu}}{\rho^2}\,\nabla q\nabla q=0, \tag{6в}$$

$$\nabla\left(\frac{e^{2\nu}}{\rho^2}\nabla q\right)=0, \tag{7в}$$

$$\frac{2}{\rho}\lambda_{|1}=\nu_{|1}\nu_{|2}-\frac{e^{2\nu}}{\rho^2}q_{|1}q_{|2}+(3-2\zeta)\,\sigma_{|1}\sigma_{|2}, \tag{10в}$$

$$\frac{4}{\rho}\lambda_{|2}=\nu_{|2}^2-\nu_{|1}^2-e^{2\nu}(q_{|2}^2-q_{|1}^2)+(3-2\zeta)(\sigma_{|2}^2-\sigma_{|1}^2). \tag{11в}$$

Тем самым доказывается следующее предложение: если найдено какое-либо аксиально-симметричное решение стационарной вакуумной задачи ОТТ (y, $e^{2\alpha}$, ω, $e^{2\beta}$), то найдено также решение статической задачи с магнитным полем ($\sqrt{y}$, e^{α}, iA_3, $e^{\beta/2}$). Разумеется, это утверждение имеет место и в рамках ОТО ($y=1$) и может быть отнесено к разряду известных „генерационных" теорем (см., например, [6]). Исходное выражение для dS^2 преобразуем конформно так, чтобы

$$\begin{gathered} d\bar{S}^2=e^{(1-k)\sigma}dS^2=d\bar{S}_1^2+d\bar{S}_2^2,\\ d\bar{S}_1^2=e^{\nu-k\sigma}[(dt-qd\varphi)^2-\rho^2e^{-2\nu}d\varphi^2],\\ d\bar{S}_2^2=\bar{g}_{ab}(dz^2+d\rho^2), \end{gathered} \tag{14}$$

где $\bar{g}_{ab}=-e^{2\lambda-\nu-k\sigma}$, $k=\sqrt{3-2\zeta}$.

Составим из метрических коэффициентов квадратичной формы $d\bar{S}_1^2$ матрицу

$$\hat{g}=e^{\nu-k\sigma}\begin{pmatrix}1 & -q\\ -q & q^2-\rho^2e^{2\nu}\end{pmatrix}. \tag{15}$$

Легко проверить, что независимые элементы матричного уравнения

$$\nabla(\hat{g}^{-1}\nabla\hat{g})=0 \tag{16}$$

совпадают с уравнениями (6в) и (7в), а уравнение (5в) возникает как сумма диагональных элементов матрицы (16). Заметим, что уравнения (16) получаются варьированием лагранжиана

$$L=Sp(\nabla\hat{g}^{-1}\nabla\hat{g})$$

по полевым переменным $\hat{g}$. Оставшаяся пара уравнений (10в) и (11в) в компактной записи выглядит так же, как соответствующие уравнения ОТО (для сравнения см. [9]),

$$(\ln \bar{g}_{ab})_{|z} = \frac{\rho}{2} Sp(\bar{G}_{|z}\bar{G}_{|\rho}),$$
$$(\ln \bar{g}_{ab})_{|\rho} = -\frac{1}{\rho} + \frac{\rho}{4} Sp(G_{|\rho}^2 - G_{|z}^2), \tag{17}$$

и поэтому интегрируются аналогично (здесь матрица $\hat{G}_{|a}=\hat{g}^{-1}\hat{g}_{|a}$, $a=z, \rho$).

Заметим также, что в случае электровакуума с дополнительным условием $F^{ik}F_{ik}=0$, как лагранжиан, так и полевые уравнения (16) сохраняют свой вид, если вместо матрицы (15) ввести расширенную

$$\hat{g} = \begin{pmatrix} g_{\mu\nu} + e^{-k\sigma}A_\mu A_\nu & e^{-k\sigma}A_\nu \\ e^{-k\sigma}A_\mu & e^{-k\sigma} \end{pmatrix}.$$

В заключение авторы выражают благодарность Г. С. Саакяну за интерес к работе, а также участникам семинара кафедры теоретической физики ЕГУ за обсуждения.

Ереванский государственный
университет

STATIONARY AXISYMMETRIC FIELDS IN GENERALIZED THEORY OF GRAVITATION

G. H. HAROUTYUNIAN, V. V. PAPOYAN

The problem of stationary axisymmetric gravitational fields in the frame of generalized theory of gravitation is formulated. It has been pointed out that solutions of the above mentioned problem may be found if analogous solutions in general relativity are obtained. A theorem is proposed to find the magnetostatic solution from stationary vacuum solutions.

ЛИТЕРАТУРА

1. *P. Jordan*, Schwerkraft und Weltall, Braunschweig, 1955.
2. *W. Pauli*, Ann. Phys. (DDR), 18, 305, 1933.
3. *C. Brams*, *R. Dicke*, Phys. Rev., 124, 925, 1961.
4. *D. Sciama*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 113, 34, 1953.
5. *Г. С. Саакян*, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
6. *Д. Крамер*, *Х. Штефани*, *Э. Харльт*, *М. Мак-Калум*, Точные решения уравнений Эйнштейна, Наука, М., 1982.
7. *H. Weyl*, Ann. Phys. (DDR), 54, 117, 1917.
8. *F. Ernst*, Phys. Rev., 167, 1175, 1968; 168, 1415, 1968.
9. *В. А. Белинский*, *В. Е. Захаров*, Ж. эксперим. и теор. физ. 75, 1953, 1978; 77, 3, 1979.

CONTENTS

ЦЕНА 1 Р. 80 К. ИНДЕКС 70022

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)