ISSN - 0571 - 1712

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 43 ФЕВРАЛЬ, 2000 ВЫПУСК 1

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Выходит с 1965 г.
на русском и английском языках

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

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

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

К 80-летию заместителя главного редактора журнала "Астрофизика", профессора ГОРБАЦКОГО В.Г.

Дорогой Виталий Герасимович

Редакция журнала "Астрофизика" сердечно поздравляет Вас с юбилейной датой. Всю свою жизнь Вы посвятили науке и подготовке астрономических кадров в Санкт-Петербургском университете. За большие заслуги перед наукой и за плодотворную преподавательскую деятельность Вы удостоены почетного звания Заслуженного деятеля науки России.

Мы высоко ценим Ваши заслуги в публикации журнала "Астрофизика" в качестве заместителя главного редактора. Неоценима Ваша роль в поддержании журнала в трудные для него годы. Регулярная публикация на страницах журнала как Ваших работ, так и представленных Вами работ других авторов, в большой мере способствовала укреплению авторитета журнала. Мы уверены, что Ваше сотрудничество с журналом и впредь будет плодотворным.

В этот знаменательный день желаем Вам крепкого здоровья, успешной научной работы и долгих лет жизни.

Редакция журнала "Астрофизика"

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 43 ФЕВРАЛЬ, 2000 ВЫПУСК 1

УДК: 524.3:52-355

О ПРОИСХОЖДЕНИИ ОБЛАКОВ L_α-ЛЕСА

В.Г.ГОРБАЦКИЙ

Поступила 17 декабря 1999

Предлагается модель образования облаков L_α-леса. Проведенные ранее расчеты показали, что УФ-излучение горячих звезд должно играть главную роль в реионизации догалактической среды (ДГС). Поэтому образование галактик происходило одновременно с ионизацией ДГС, и процесс реионизации был нелинейным. Учитывая это обстоятельство, эффект Ганна-Петерсона и также следующий из наблюдений факт существования галактик при $z \approx 5$, можно сделать вывод о том, что галактики начали образование ранее - может быть, при $z \geq 10$. Наблюдаемое наличие тяжелых элементов в облаках L_α-леса является свидетельством того, что эти облака образовались позже, чем галактики - из межзвездных облаков, выбрасываемых галактическим ветром. В результате возрастания масс облаков L_α-леса, обусловленного их слипанием, могут возникать галактики следующего поколения.

1. Введение. Существование крупномасштабных образований в межгалактической среде на больших красных смещениях ($z \approx 2 \div 4$) было установлено при наблюдениях в спектрах квазаров систем абсорбционных линий L_α водорода (названных "L_α-лесом") около тридцати лет тому назад [1]. Однако природа этих образований стала выясняться лишь в последние годы, в значительной степени благодаря исползованию крупных телескопов (HST, Keck−telescope и др.). Так, в частности, было показано, что совокупность поглотителей, образующих L_α-лес при $z \geq 1$, представляет собой эволюционирующую систему [2], причем с уменьшением z число объектов становится меньше, а масса их увеличивается. В рамках представлений о том, что поглотители представляют собой обширные газовые облака, этот факт подтвердил существенную роль процесса слияния облаков в эволюции системы.

Расчеты кинетики для системы взаимодействующих L_α-облаков показали, что процесс слияния их происходит достаточно часто и ко времени, когда $z \approx 1$, образуются объекты с массой порядка галактической [3]. Таким образом, имеются основания предполагать, что слияние L_α-облаков является одним из способов реализации механизма возникновения галактик, предложенных в [4].

После того, как в L_α-облаках было с уверенностью установлено наличие ионов тяжелых элементов [5,6], эти объекты уже нельзя считать догалактическими. По-видимому, возникновение галактик предшествовало образованию системы L_α-облаков. Это обстоятельство делает изучение системы L_α-облаков актуальным для решения космогонических проблем, относящихся к ранним эпохам существования Вселенной ($z \approx 5 \div 10$).

В данной статье на основе данных наблюдений анализируется состояние межгалактической среды при больших значениях z и предлагается модель образования L_α-облаков. Показано, что они могут формироваться путем агрегации межзвездных облаков, выметаемых из галактик при различных динамических процессах. Существование галактик при $z \geq 5$ следует из многочисленных наблюдений последних лет.

2. *Состояние догалактической среды.* При исследовании космогонических проблем - в первую очередь, механизмов образования галактик и L_α-облаков - необходимо основываться на тех или иных предположениях о физическом состоянии догалактической среды, которые получаются по используемой космологической модели. В настоящее время широкое распространение имеют модели, в которых предполагается, что пространство евклидово. Если космологический член Λ принимается равным нулю, то величина Ω - отношение средней плотности вещества $\overline{\rho}$ к его критической плотности ρ_{cr} равна 1.

В недавней работе было показано, что роль космологического члена в эволюции модели может быть весьма значительной - $\Omega_\Lambda \approx 0.7$ [7]. В таком случае, чтобы обеспечить условие евклидовости пространства, нужно принять $\overline{\rho}/\rho_{cr} \equiv \Omega_{tot} \approx 0.3$. При этом, по современным оценкам, доля барионной массы значительна - $\Omega_b \approx 0.1 \div 0.15$. Таким образом, для отношения "невидимой массы" $\mathfrak{M}_{inv}$ к барионной получается $\mathfrak{M}_{inv}/\mathfrak{M}_b = 1 \div 2$, и становится необходимой существенная корректировка космогонических моделей, разрабатывавшихся в предположении об определяющей роли "невидимого" вещества и, в частности, существующей теории первичного нуклеосинтеза.

Согласно стандартной космологической модели, после того, как взаимодействие вещества с излучением становится достаточно слабым, должна происходить рекомбинация водорода. Она заканчивается при $z \approx 10^3$, что при значении постоянной Хаббла $H = 65 \div 70$ км/с Мпк соответствует $10^{13} \div 10^{14}$ с после "Большого взрыва". Температура при окончании рекомбинации $T_K \approx (3 \div 5) \cdot 10^3$ K, а среднее значение плотности вещества $\overline{\rho} \approx 10^{-21}$ г/см^3.

В результате космологического расширения газа плотность его тепловой энергии уменьшается и при $z \approx 10$ он должен иметь температуру $T \approx 10$ K, а концентрация атомов водорода в нем (при $\Omega_b \approx 0.1$) $n_H \approx 10^{-4} \div 10^{-5}$ см$^{-3}$. В таких условиях почти весь водород должен быть в нейтральном состоянии.

В работе [8] приведено следующее выражение, определяющее оптическую толщину τ_H, обусловленную поглощением в межгалактическом газе излучения от источника, для которого красное смещение равно z:

$$\tau_H = 3.53 \cdot 10^5 \chi_{HI} \Omega_{IGM} (1+z)^2 \left(1 + 2 q_0 z^{-3/2}\right). \qquad (1)$$

Здесь величина $\chi_{HI} = 1 - \frac{n_H^+}{n_H^{(0)}}$, $n_H^{(0)}$ - полная концентрация атомов водорода и $\Omega_{IGM} \equiv \overline{\rho}_{IGM} / \rho_{cr}$, $\overline{\rho}_{IGM}$ - средняя плотность межгалактической среды, принимаемой однородной. Из данных наблюдений спектров квазаров вытекает, что поглощение их излучения в межгалактической среде практически отсутствует ($\tau_H \le 0.1$), если исключить поглощение в линиях L_α-леса. Отсюда с необходимостью следует вывод о том, что в межгалактической среде почти весь водород ионизован ($\chi_{HI} \approx 0$). Тем самым ставится важная проблема о механизмах реионизации и источниках необходимой для этого энергии.

3. *О реионизации межгалактической среды.* Процесс реионизации водорода в МГС должен заканчиваться на сравнительно ранних стадиях эволюции Метагалактики - при $z \ge 5$ - поскольку для самых удаленных QSO величина $\tau_H \le 0.1$. Как отмечено выше, в это время уже существуют массивные галактики.

Источниками необходимой для реионизации энергии могут быть:

1. Излучение от активных ядер, QSQ и галактик других типов.
2. Высокочастотное (УФ) излучение звезд, содержащихся в галактиках.
3. Энергия микроскопических движений межгалактической среды.

Возможность реионизации газа под действием указанных факторов исследовалась неоднократно, начиная с 70-х годов. Наиболее обоснованными представляются результаты расчетов, приведенные в работе [9]. В них использованы безразмерные параметры ζ_{ph} и ζ_{th}, определяющие значение τ_H. Значение параметра ζ_{ph}, равного

$$\zeta_{ph} \equiv \frac{j_{ph}(z)}{n_H(z)} t_H, \qquad (2)$$

определяет τ_H в том случае, когда главную роль играет фотоионизация атомов. В (2) через $n_H(z)$ обозначена концентрация атомов H, $j_{ph}(z)$ - число ионизующих их фотонов в расчете на единицу объема и единицу времени и t_H - время от момента начала реионизации до $z = 0$. Аналогичным образом вводится величина ζ_{th}, определяющая изменение τ_H при условии, что ионизация столкновительная и происходит за счет кинетической энергии газа. В выражении ζ_{th}

$$\zeta_{ph} = \frac{j_{th}(z)}{n_H(z)} t_H \qquad (3)$$

величина $j_{th}(z)$ пропорциональна скорости нагрева газа $\Gamma_{th}(z)$ (выражаемой в эгр см$^{-3}$с$^{-1}$)

$$j_{th}(z) = \frac{\Gamma_{th}(z)}{h \nu_c}. \qquad (4)$$

Здесь $h\nu_c$ - потенциал ионизации атома водорода.

Соответствующая наблюдениям величина $\tau_H \approx 0.1$ получается, как показали модельные расчеты, лишь при больших - порядка нескольких сотен - значениях ζ_{ph} и ζ_{th}. Это означает, что для создания и поддержания в дальнейшем высокой степени ионизации в МГС необходимо порядка десяти фотонов на один атом Н или, в том случае, когда преобладает ионизация столкновениями, достаточно большая величина Γ_{th}.

Результаты модельных расчетов, выполненных в указанной работе, привели к выводу о том, что преобладающую роль в реионизации МГС должно играть не излучение от QSO, как принималось обычно, а излучение от массивных горячих звезд (класса О), находящихся в галактиках. При этом коротковолновое излучение, испускаемое ядрами QSO и активными ядрами галактик, также может играть определенную роль, особенно при ионизации Не, содержащегося в межгалактическом газе.

Вопрос о роли столкновительной ионизации остается не до конца выясненным. Процессы формирования галактик, в ходе которых вследствие преобразования потенциальной энергии вещества в кинетическую должны возникать крупномасштабные движения газа, ударные волны и т.п., с достаточной полнотой не изучены. То же можно сказать о динамике ионизационных фронтов, распространение которых должно сопровождаться возрастанием кинетической энергии межгалактической среды.

При расчетах реионизации обычно предполагается, что источники, создающие необходимую энергию, к началу процесса уже существуют, то есть продолжительность формирования QSO и галактик Δt_g считается малой по сравнению с продолжительностью реионизации Δt_r. Указанное предположение не является оправданным. Нетрудно показать, что время, требующееся для образования массивной галактики из первоначально однородной среды с плотностью $\bar{\rho} \approx 10^{-27}$ г/см^3, порядка 10^{16}с или больше, и поэтому $\Delta t_g \approx \Delta t_l$. Формирование источников излучения и реионизация МГС должны протекать одновременно, и соответствующая эволюционная задача оказывается нелинейной. Расчеты, выполненные в предположении о том, что $\Delta t_g \ll \Delta t_l$, могут дать лишь величину, близкую к нижней границе возможных значений Δt_r. Однако при этом должен оставаться в силе важнейший вывод о том, что реионизация вызывается, главным образом, действием излучения, испускаемого звездами галактик.

4. *Обогащение межгалактической среды тяжелыми элементами.* Одновременно с образованием в звездах галактики ионизующих газ МГС фотонов, в них должен происходить синтез тяжелых элементов. Соотношение между количеством произведенных к моменту t тяжелых элементов $\mathfrak{M}_m$ и излученной звездой энергией на частоте ν_c – L_ν (эрг с$^{-1}$$Hz^{-1}$), имеет, согласно [10], следующий вид:

$$\mathfrak{M}_m \approx \frac{500}{c^2}\int_{t_{0n}}^{t} dt \int_{\nu_c}^{\infty} L_\nu \, d\nu. \qquad (5)$$

Используя выражение (2) и (3) можно получить

$$\frac{\mathfrak{M}_m(t)}{\mathfrak{M}_{IGM}} \approx 10^{-5}\zeta_{ph}\,\frac{t-t_{0n}}{t_H} \qquad (6)$$

при $\tau_H = \text{const}$ значение $\mathfrak{M}_m \propto \mathfrak{M}^2_{IGM}$, так как $\zeta_{ph} \propto \mathfrak{M}_{IGM}$. Отношение массы вещества, содержащегося в галактиках при $z \approx 4 \div 5$, к массе межгалактической среды в это же время $\mathfrak{M}_{gal}/\mathfrak{M}_{IGM} \equiv \eta$ неизвестно. Если принять $\eta = 1/2$, $\zeta_{ph} \approx 500 \div 1000$ и $\Omega_b = 0.1$, то для содержания тяжелых элементов в галактиках к моменту $t_{1/2} = t_{0n} + t_H/2 \; (z \approx 3)$ получается $Z\left(t_{1/2}\right) \approx 0.1\, Z_\odot$. Это значение соответствует межзвездной среде (МЗС) галактик, которая, насколько можно судить по наблюдениям Галактики и ближайших галактик, является структуризированной, то есть представляет собою совокупность газовых облаков.

В результате различных динамических процессов межзвездные облака должны выметаться из галактики. В частности, это происходит при вспышках звездообразования, когда облака выметаются под действием усилившегося давления излучения на содержащуюся в них пыль [11].

Так, например, при вспышке звездообразования, охватывающей область, содержащую массу $\mathfrak{M}_{burst} \approx 10^8 \mathfrak{M}_\odot$, при общем выделении энергии излучения $E_{burst} \approx 10^{58} \div 10^{59}$ эрг из галактики с массой $10^{11}\mathfrak{M}_\odot$ может быть выметена масса газа, превосходящая $10^8\mathfrak{M}_\odot$. Аналогичное действие оказывает давление излучения активного ядра галактики. Наконец, возможно выметание газа из галактики под действием динамического давления, вызванного движением галактик в МГС.

По аналогии с межзвездными облаками Галактики массу выметаемых облаков можно принять равной $10 \div 10^2 \mathfrak{M}_\odot$, а их размеры - $5 \div 10$ пк. Характерная скорость движения $V \le 10^8$ см/с, время, требующееся для отделения облака от "родительской" галактики, $\approx 10^8$ лет. За несколько миллиардов лет (от $z \approx 5$ до $z \approx 3$) галактика может потерять массу, сравнимую с ее начальной - это было показано в работе [12] при расчетах эволюции галактик в скоплениях. Таким образом, содержание тяжелых элементов в межгалактической среде может составить, при $z \approx 3 \div 4$, $Z_{IGM} \approx 0.1\eta\eta_1 Z_\odot$. Здесь через η_1 обозначено отношение $\mathfrak{M}_{ge}/\mathfrak{M}_g^{(0)}$ массы газа, потерянного галактиками, к начальной массе галактик. Так как $\eta \le 1/2$ и $\eta_1 \le 1/2$, то $Z_{IGM} \approx (0.02 \div 0.03)\, Z_\odot$.

5. *Формирование облаков L_α-леса.* Изучение профилей линий поглощения, принадлежащих L_α-лесу, показало, что структура образующих их облаков фрагментарна [13]. Этот факт был подтвержден при наблюдениях с высоким разрешением на Keck-телескопе [6]. Как отмечают авторы этой

работы, “Отдельные облака L_α-леса представляют собой не изолированные объекты, но скорее являются скоплениями меньших облачков, блендированных в линии L_α, но часто разрешаемых в CIV”. Среднее значение параметра $<b>=\sqrt{2}\langle\sigma\rangle$, где σ - дисперсия скоростей, по линиям L_α около 10 км/с, а по линиям CIV составляет 7-8 км/с.

Линии поглощения CIV обнаруживаются практически всегда в спектрах облаков с достаточно высокой лучевой концентрацией нейтрального водорода ($N(\mathrm{HI}) \geq 10^{14}$ см$^{-2}$), а во многих случаях и при меньшем значении величины N(HI). По-видимому, для наблюдений этих линий в спектрах облаков, обладающих малой лучевой концентрацией, необходимо использовать методику с достаточно большим значением отношения S/N [5]. Оценка отношения [C/H] по наблюдаемым абсорбционным линиям зависит от результатов моделирования при расчетах степени ионизации газа в L_α-облаках. В работе [6] в предположении, что ионизация обусловлена излучением от QSO, найдено для облаков, находящихся при $z \approx 2.4$:

$$\left[\frac{\mathrm{C}}{\mathrm{H}}\right] > -2.5\left[\frac{\mathrm{C}}{\mathrm{H}}\right]_{\odot} \tag{7}$$

Содержание тяжелых элементов в L_α-облаках возрастает с течением времени. Так, в работе [14] при наблюдениях облаков, находящихся в интервале $0.1 < z \leq 1.3$, получено, что при $z \approx 0.5$

$$\left[\frac{\mathrm{C}}{\mathrm{H}}\right] = (-1.6 \pm 0.1)\left[\frac{\mathrm{C}}{\mathrm{H}}\right]_{\odot}. \tag{8}$$

Это на порядок больше, чем при $z \approx 2.4$.

Фрагментарность структуры облаков L_α-леса и наличие в них тяжелых элементов дают основание предполагать, что они формируются путем агрегации межзвездных облаков, выброшенных из галактик в межгалактическое пространство. Изменение химического состава выметаемых межзвездных облаков с уменьшением z, происходящее в результате эволюции МЗС, может объяснить различие величин [C/H], характеризуемое соотношениями (7) и (8).

Предполагаемый механизм возникновения крупных структур L_α-леса путем агрегации газовых облаков аналогичен рассмотренному в работе Горбацкого и Тараканова [15] процессу образования гигантских молекулярных облаков в Галактике. Как показали расчеты, этот процесс приводит к образованию облаков фрактальной структуры с показателем фрактальности, соответствующим наблюдаемому [16]. То обстоятельство, что облака L_α-леса оказываются фрактальными [17], может служить подтверждением предлагаемого механизма их образования.

В результате слияний облаков L_α-леса спектр масс системы эволюционирует - возрастает среднее значение массы облака [3,18]. При достижении облаком массы $\approx 10^8 \mathfrak{M}_\odot$ и лучевой концентрации $N(\mathrm{HI}) \approx 10^{21}$ см$^{-2}$ в нем должно начаться звездообразование. Происходит "фазовый переход" - облако превращается в галактику. Этот вывод согласуется с высказанным ранее [19] предположением о том, что т.н. "damped L_α-systems" - облака с большой лучевой концентрацией HI ($N(\mathrm{HI}) \geq 10^{20}$) являются "предшественниками" галактик. Образующиеся указанным путем карликовые галактики уместно называть "галактиками II поколения", так как они возникают из вещества, выбрасываемого существующими галактиками. Вместе с тем возможно возникновение из "damped L_α-clouds" дисковых структур вокруг галактик "I поколения".

**Санкт-Петербургский государственный университет,
Россия**

ON THE ORIGIN OF L_α-FOREST CLOUDS

V.G.GORBATSKY

The model of L_α-forest clouds formation is proposed. The calculations that were performed earlier had shown that UV radiation from hot stars must play the main role in reionization of pregalactic medium (PGM). Therefore the formation of galaxies and PGM ionization must took place simultaneously and process of reionization was nonlinear. Taking into attention this circumstance, Gunn-Peterson effect and also the observed existence of galaxies at $z \approx 5$ one must conclude that galaxies formation began earlier — may be at $z \geq 10$. Observed presence of heavy elements in L_α-forest clouds is the evidence of their formation later than of galaxies from interstellar clouds ejected with galactic wind. As the result of L_α-forest clouds masses increase due to their sticking together the next generation galaxies may appear.

ЛИТЕРАТУРА

1. *C.R.Lynds*, Astrophys. J., **164**, 173, 1971.
2. *A.Boxenberg*, in QSO Absorption Lines, G. Meylan, Berlin Heidelberg: Springer Verlag, 253, 1995.
3. *В.Г.Горбацкий*, *А.Б.Кириенко*, *С.П.Прохоров*, Астрон. ж., **73**, 499, 1996.

4. *R.B.Larson*, Publ. Astron. Soc. Pacific, **102**, 709, 1990.
5. *D.Tytler*, *X.M.Fan*, *S.Burles*, *L.Cottrell*, *C.Dave*, *D.Kirkman*, *L.Zuo*, in QSO Absorption Lines, G.Meylan, Berlin Heidelberg: Springer Verlag, 289, 1995.
6. *L.L.Cowie*, *A.Songaila*, *T.-S.Kim*, *E.M.Hu*, Astron. J., **109**, 1522, 1995.
7. *S.Perlmutter*, *G.Aldering*, *G.Goldhaber et al.*, Astrophys. J., **517**, 565, 1999.
8. *J.E.Gunn*, *B.A.Peterson*, Astrophys. J., **142**, 1633, 1965.
9. *M.Giroux*, *P.R.Shapiro*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **102**, 191, 1996.
10. *P.Madau*, *J.M.Shull*, Astrophys. J., **457**, 551, 1996.
11. *В.Г.Горбацкий*, Астрофизика, **18**, 234, 1982.
12. *M.Nepveu*, Astron. Astrophys., **101**, 352, 1981.
13. *M.Pettini*, *R.W.Hunstead*, *R.W.Smith*, *D.P.Mar*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **246**, 545, 1990.
14. *T.A.Barlow*, *D.Tytler*, Astron. J., **115**, 1725, 1998.
15. *В.Г.Горбацкий*, *П.А.Тараканов*, Письма в Астрон. ж., 25, 270, 1999.
16. *П.А.Тараканов*, в сб.: “Астрофизика на рубеже веков”, изд. АКЦ ФИАН, М., 1999.
17. *В.Г.Горбацкий*, Астрофизика, **40**, 29, 1997.
18. *А.С.Соколов*, Астрофизика, **40**, 535, 1997.
19. *A.M.Wolfe*, in QSO Absorption Lines, G.Meylan, Berlin Heidelberg: Springer Verlag, 13, 1995.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 43 ФЕВРАЛЬ, 2000 ВЫПУСК 1

УДК: 524.74

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА НЕБА. II. СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ В ПЛОЩАДКЕ 08^h00^m, $+59°$

С.А.АКОПЯН, С.К.БАЛАЯН

Поступила 17 ноября 1999
Принята к печати 8 декабря 1999

Приводятся результаты спектральных наблюдений 25 объектов Второго Бюраканского спектрального обзора неба в площадке с координатами центра $\alpha = 08^h00^m$, $\delta = +59°$. Спектры получены на 2.6-м телескопе БАО НАН РА и 6-м телескопе САО РАН в течение 1997-1998гг., со спектральным разрешением от 5 до 15 А. Для всех галактик определены красные смещения, абсолютные звездные величины, проведена классификация. Приводится гистограмма распределения красных смещений полной выборки галактик данной площадки обзора.

1. *Введение.* Второй Бюраканский спектральный обзор неба (SBS - the Second Byurakan Survey) [1] охватил более 1000кв. градусов северного неба. Наблюдения проводились на 1-м телескопе системы Шмидта с применением трех объективных призм (1.5°; 3°; 4°). Из 65 площадок, составивших обзор, нами были выделены семь, для всестороннего исследования в них выборок галактик [2]. Это, в основном, площадки, для которых в ходе обзора было получено наибольшее количество фотопластинок с хорошим качеством изображений - со всеми из использованных призм и с наилучшей предельной величиной (18.5-19.5зв. вел.). Соответственно, при применении стандартного теста V/V_{max} к выборкам галактик, отобранных по низкодисперсионным спектрам, это площадки с наибольшими, по сравнению с остальными, значениями уровня полноты. Исследование галактик в избранных площадках предполагает, в первую очередь, выполнение последующей щелевой спектроскопии.

Спектральные наблюдения слабых галактик, проведенные на 6-м телескопе САО РАН в 1996г., позволили завершить щелевую спектроскопию галактик в седьмой из семи избранных площадок SBS, пронумерованных по возрастанию значения прямого восхождения их центров (первая статья серии) [3], провести анализ уточненной выборки, оценить эффективность отбора объектов на предельных величинах обзора [2].

Следующей площадкой SBS-обзора, для всех галактик которой выполнена щелевая спектроскопия, стала площадка с координатами центра 08^h00^m $+59°$, первая из семи избранных. В данной статье приводятся результаты проведенных в ней за 1997-1998гг. спектральных наблюдений на 6-м телескопе Специальной астрофизической обсерватории РАН и на 2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории НАН РА, преимущественно слабых галактик данной выборки, которые ранее не наблюдались.

2. *Наблюдения.* Наблюдения на 6-м телескопе САО РАН проводились в декабре 1997г., в январе и октябре 1998г. (три наблюдательных сета). Использовались "светосильный спектрограф с длинной щелью", установленный в первичном фокусе телескопа, и ПЗС 530x580 [4]. В зависимости от угла дифракционной решетки, регистрировался либо диапазон длин волн 4500 - 7900 A, либо 4050 - 7450 A, с линейной дисперсией 5.8 A/элемент.

Впервые ПЗС-спектры на 2.6-м телескопе БАО НАН РА были получены в марте 1998г. Наблюдения проводились с фокальным редуктором «ByuFOSC-1» и «зеленой» гризмой. В результате регистрировался диапазон длин волн 3650-8300A с дисперсией примерно 5 A/элемент. С таким набором наблюдалась только одна из галактик данной площадки, SBS0813+586.

Спектры других галактик площадки были получены в декабре 1998г. с фокальным редуктором «ByuFOSC-2», установленным в первичном фокусе, при использовании той же ПЗС 1060x1028 (при спектральных наблюдениях используется половина матрицы, 1060x514). В качестве диспергирующего элемента применялись гризмы с 600 штрих/мм и углами блеска примерно на 5200A и 6500A. Соответственно, регистрировался спектральный диапазон 4300-6900A и 5350-7550A, с дисперсией примерно 2.5 A/элемент для «зеленой» гризмы и 1.8 A/элемент для «красной» [5]. При получении спектров на 2.6-м телескопе позиционный угол щели фиксирован и равен нулю.

Журнал наблюдений объектов на 6-м и 2.6-м телескопах приводится в таблицах 1a и 1б соответственно, где в столбцах, с первого по пятый, даны: 1) дата наблюдений; 2) SBS-название объекта; 3) координаты объекта на эпоху 2000г.; 4) звездная величина по визуальным оценкам, принятым в SBS; 5) экспозиция (количество накоплений). В столбце 6 таблицы 1a приводится значение позиционного угла щели во время наблюдений на 6-м телескопе.

Для калибровки спектров по потокам каждую ночь наблюдались спектрофотометрические стандарты [6]. Обработка полученного спектрального материала выполнена преимущественно с помощью разработанных в САО пакетов программ [7], включающих все необходимые стандартные процедуры для редукции спектральных данных.

3. ***Результаты наблюдений.*** В ходе наблюдений галактик исследуемой площадки для 25 объектов получено 49 спектров. Большинство объектов наблюдались впервые. Некоторые из полученных спектров приводятся на рис.1 и 2.

Результаты обработки наблюдений галактик приводятся в табл.2, в столбцах

Таблица 1а

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ НА 6-М ТЕЛЕСКОПЕ

Дата наблюдений	Название объекта	R.A. 2000г.	Decl.	m_{pg}	Эксп. (с.)	P.A.
24.10.98	SBS0747+593	$07^h51^m51^s.08$	+59°10′35″.8	18	900	349
24.10.98	SBS0749+602	07 53 20.42	+60 05 35.2	18	600	317
27.01.98	SBS0750+571	07 54 36.85	+56 59 41.8	18	600	304
27.01.98	SBS0751+583	07 55 12.21	+58 13 58.3	18	600	290
24.10.98	- : -	- : -	- : -	-: -	600(2)	315
27.01.98	SBS0752+599	07 57 04.59	+59 50 07.1	18	600(2)	287
24.10.98	SBS0752+587	07 56 16.60	+58 34 32.4	18	600(2)	315
04.12.97	SBS0803+582	08 07 23.37	+58 10 17.5	18	600	215
27.01.98	SBS0803+591	08 08 00.45	+59 00 32.9	18	900	288
27.01.98	SBS0806+589A	08 10 24.16	+58 49 05.5	18	900	287
27.01.98	SBS0806+589B	08 10 43.82	+58 49 43.6	18	900(2)	240
24.10.98	SBS0810+585	08 14 18.07	+58 22 57.2	17	600	326
04.12.97	SBS0813+586	08 18 01.93	+58 25 29.3	17	900(2)	191
04.12.97	SBS0813+582B	08 18 09.48	+58 05 33.2	16	900	192

которой даны: 1) SBS-название объекта; 2) наблюдаемое красное смещение; 3) абсолютная звездная величина, посчитанная при $H=75$ км с$^{-1}$ Мпк$^{-1}$; 4) тип объекта: AGN - галактика с признаками активности ядерной области; HII -

Таблица 1б

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ НА 2.6-М ТЕЛЕСКОПЕ

Дата наблюдений	Название объекта	R.A. 2000г.	Decl.	m_{pg}	Эксп. (с.)
10.12.98	SBS0745+598	$07^h50^m 14^s.32$	+59° 41′ 13″.0	19	2400
11.12.98	- : -	- : -	- : -	-: -	2400(3)
12.12.98	- : -	- : -	- : -	-: -	3600
14.12.98	- : -	- : -	- : -	-: -	3600
11.12.98	SBS0753+599	07 57 52.10	+59 46 17.2	18.5	2400(3)
12.12.98	- : -	- : -	- : -	-: -	3600
18.12.98	- : -	- : -	- : -	-: -	3600(2)
11.12.98	SBS0754+574	07 58 31.03	+57 16 37.3	18.5	3600(2)
12.12.98	SBS0754+570	07 58 26.41	+56 54 22.3	18	3600(2)
12.12.98	SBS0807+593	08 11 39.13	+59 13 20.0	18.5	3600
13.12.98	- : -	- : -	- : -	-: -	3600
13.12.98	SBS0807+580	08 11 55.95	+57 51 09.1	18.5	3600(2)
13.12.98	SBS0811+582	08 15 50.61	+58 03 05.1	18	1800(2)
13.12.98	SBS0812+586	08 16 53.17	+58 30 19.8	18	3600(2)
13.12.98	SBS0813+579	08 17 54.32	+57 44 36.3	18	2400
04.03.98	SBS0813+586	08 18 01.93	+58 25 29.3	17	900
06.03.98	- : -	- : -	- : -	-: -	1200
13.12.98	SBS0813+582A	08 18 04.53	+58 05 55.7	18	2400(2)
14.12.98	SBS0814+579C	08 18 12.68	+57 48 51.8	17	3600
14.12.98	SBS0814+579B	08 18 12.93	+57 46 39.2	17.5	3600

галактики с очагами звездообразования в различных стадиях активности; Norm. - галактики с эмиссией только в H_α, при наличии абсорбционных линий; Abs. - галактики, в спектрах которых доминируют абсорбционные линии. В основе оценки типа объектов лежат стандартные критерии [8,9], с использованием, преимущественно, отношений интенсивностей разрешенных и запрещенных эмиссионных линий водорода, азота, кислорода H_α/[NII]λ6584, H_β/[OIII]λ5007 и их параметров. Абсорбционные спектры определялись, в основном, линиями

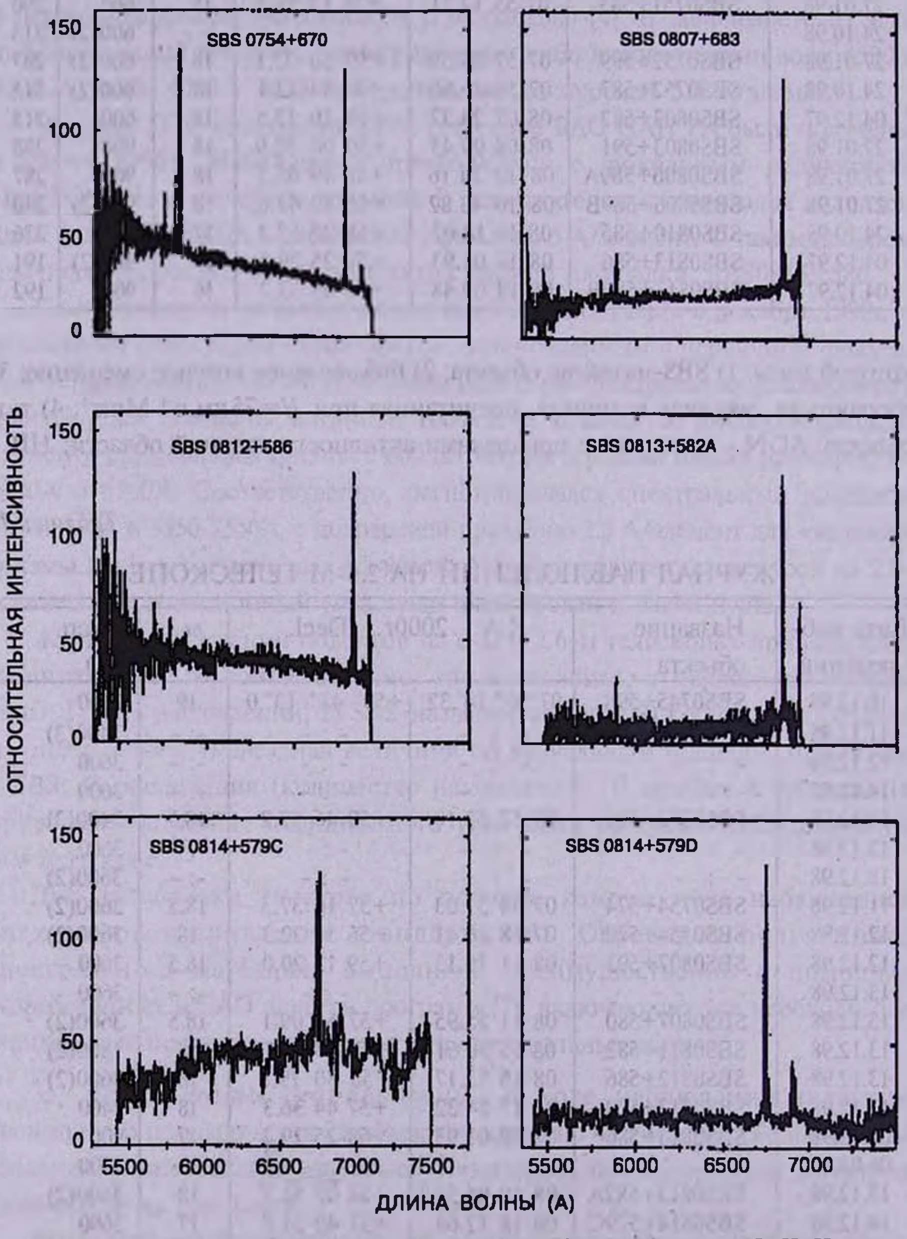


Рис.1. Спектры SBS-галактик, полученные на 2.6-м телескопе БАО НАН.

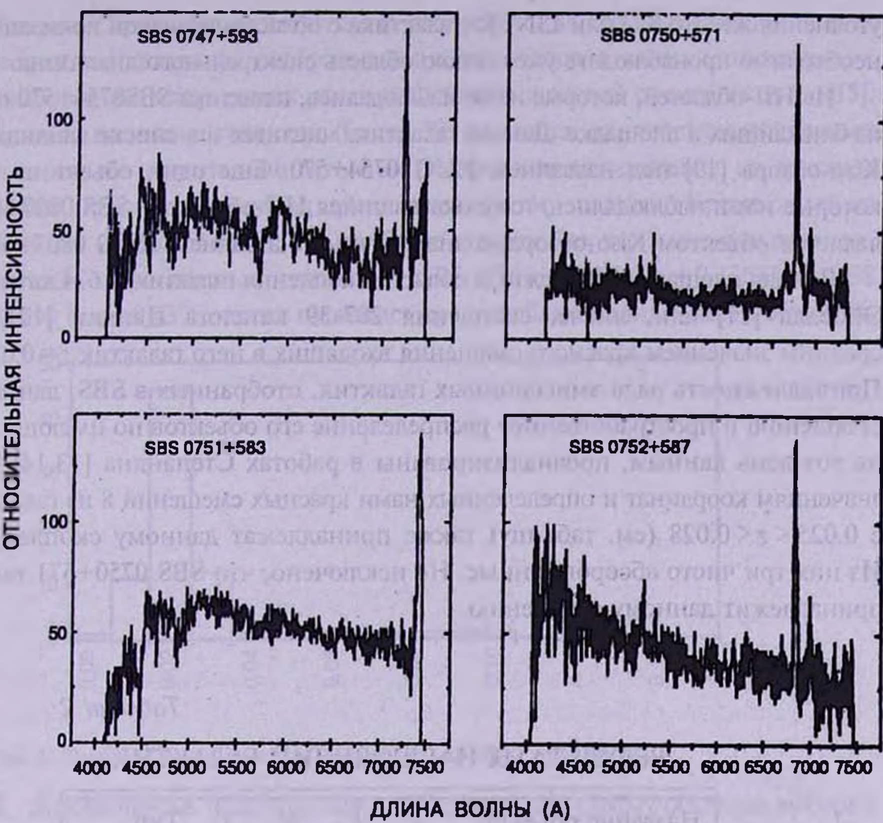


Рис.2. Спектры SBS-галактик, полученные на 6-м телескопе САО РАН.

натрия NaI λ5896, MgI λ5175, кальция CaII K, H, полосой G и другими. Пояснения к некоторым спектрам приводятся ниже.

Очевидно, что при просмотре низкодисперсионных спектров наибольшую сложность представлял отбор объектов на близких к предельным значениям фотопластинок величинах. Поскольку нами наблюдались именно наиболее слабые объекты галактической выборки данной площадки, щелевая спектроскопия выявила среди них, как видно из табл.2, немалый процент абсорбционных галактик. Объект SBS 0813+579, оказавшийся звездой позднего спектрального класса, не включен в табл.2.

Среди абсорбционных есть объекты, обозначенные в таблице как Abs:, у которых область H_α остается за пределами полученного спектрального диапазона. Для уточнения наличия в ней эмиссии нужны новые наблюдения более «красной» части спектра. В одном случае, когда «синяя часть» спектра определяется едва заметными абсорбциями, наличие эмиссии в H_α наиболее вероятно (этот объект в таблице обозначен как Norm:).

Предположение о ядерной активности в галактике SBS 0814+579C сделано по значению соотношения линий [NII]λ6583/H_α, равному 0.8. Наличие в спектре узкой линии H_α, исключает возможность активности типа Sy1. Для уточнения же, это Sy2 или LINER (галактика с областями низкой ионизации), необходимо пронаблюдать уже синюю область спектрального диапазона.

Из HII-областей, которые нами наблюдались, галактика SBS0754+570 одна из ближайших в площадке. Данная галактика числится и в списке кандидатов Kiso-обзора [10] под названием KUG 0754+570. Еще один объект из тех, которые нами наблюдались, тоже оказавшийся HII-областью, SBS 0807+593, является объектом Kiso-обзора, с аналогичным названием KUG 0807+593.

Данная площадка SBS лежит в области скопления галактик А 634 каталога Эйбелла [11] или, иначе, скопления 287-39 каталога Цвикки [12], со средним значением красного смещения входящих в него галактик $z=0.0267$. Принадлежность ряда эмиссионных галактик, отобранных в SBS, данному скоплению и пространственное распределение его объектов по имеющимся на тот день данным, проанализированы в работах Степаняна [13,14]. По значениям координат и определенных нами красных смещений 8 из галактик с $0.025 < z < 0.028$ (см. таблицу) также принадлежат данному скоплению. Из них три чисто абсорбционные. Не исключено, что SBS 0750+571 также принадлежит данному скоплению.

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ГАЛАКТИК

Название объекта	z	M	Тип
SBS 0745+598	0.0700	-18.7	Norm
SBS 0747+593	0.1011	-20.5	Norm
SBS 0749+602	0.0907	-20.3	Abs
SBS 0750+571	0.0288	-17.8	HII
SBS 0751+583	0.1303	-21.0	Norm
SBS 0752+599	0.1571	-21.5	Abs:
SBS 0752+587	0.0413	-18.6	HII
SBS 0753+599	0.1378	-20.7	Norm
SBS 0754+574	0.0772	-19.4	Norm:
SBS 0754+570	0.0116	-15.8	HII
SBS 0803+582	0.0180	-16.7	Abs
SBS 0803+591	0.0884	-20.2	Norm
SBS 0806+589A	0.0674	-19.6	Abs
SBS 0806+589B	0.0675	-19.6	Abs
SBS 0807+593	0.0273	-17.1	HII
SBS 0807+580	0.1585	-20.9	Abs:
SBS 0810+585	0.0268	-18.6	Abs
SBS 0811+582	0.0888	-20.2	Abs:
SBS 0812+586	0.0257	-17.5	HII
SBS 0813+586	0.0261	-18.5	Abs
SBS 0813+582A	0.0268	-17.6	HII
SBS 0813+582B	0.0259	-19.5	Abs
SBS 0814+579C	0.0270	-18.6	AGN
SBS 0814+579B	0.0273	-17.6	HII

На рис.3 приводится гистограмма распределения красных смещений всех эмиссионных галактик, отобранных в ходе обзора в данной площадке, с использованием полученных ранее результатов щелевой спектроскопии [15]. Поскольку половина галактик (более 30) являются одновременно членами скопления, не удивительно, что пик распределения совпадает со средним значением красного смещения принадлежащих ему галактик. Кроме одной из ближайших (SBS 0754+570), две наиболее отдаленные, по значению красного смещения, эмиссионные галактики SBS 0751+583 (с $z=0.1303$) и SBS 0753+599 (с $z=0.1378$) также оказались среди наблюдавшихся нами объектов.

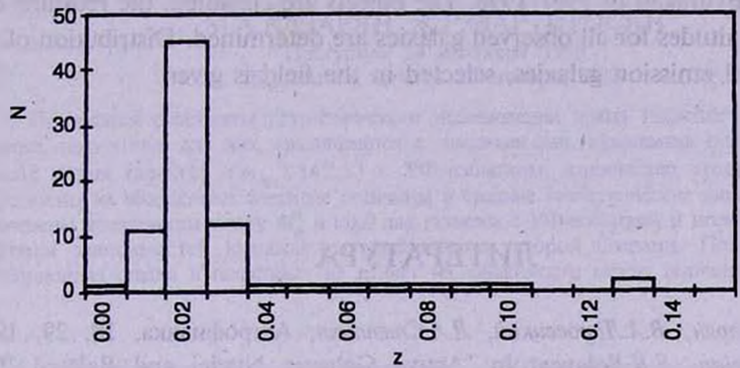


Рис.3. Распределение красных смещений галактик площадки.

4. *Заключение*. Наблюдениями 25-и наиболее слабых объектов выборки галактик, изначально отобранных по низкодисперсионным спектрам фотопластинок Второго Бюраканского обзора (SBS), была завершена последующая щелевая спектроскопия в площадке с координатами центра $\alpha=08^h00^m$, $\delta=+59^o$.

Классификация объектов позволила выявить среди наблюдавшихся объектов одну галактику с признаками ядерной активности (AGN) - SBS 0814+579C, шесть галактик с очагами звездообразования в различных стадиях активности (HII-области) - SBS 0750+571, SBS 0752+587, SBS 0754+570(KUG), SBS 0807+593(KUG), SBS 0750+571, SBS 0813+582A, SBS 0814+579B.

SBS 0813+579 оказался звездой позднего спектрального класса.

Приводится гистограмма распределения красных смещений эмиссионных галактик, отобранных в данной площадке Обзора. Примерно половина галактик выборки одновременно являются членами скопления A634. Из наблюдавшихся нами галактик, 8 (из которых 3 абсорбционные), попадают в данное скопление.

Новые наблюдения объекта SBS 1537+573 показали, что это эмиссионная галактика со значением красного смещения $z=0.0736$, а не звезда, как ошибочно сообщалось в предыдущей статье серии [3].

Бюраканская астрофизическая обсерватория,
им. В.А.Амбарцумяна, Армения

STUDY OF GALAXIES FROM THE SECOND BYURAKAN SKY SURVEY. II. SPECTRAL OBSERVATIONS IN THE FIELD 08^h00^m, +59°

S.A.HAKOPIAN, S.K.BALAYAN

The results of follow-up slit spectroscopy of 25 faintest objects in one of the fields of the Second Byurakan Sky Survey, with the center at $\alpha = 08^h00^m$, $\delta = +59°$ are reported. Spectra were obtained with 6-m telescope of SAO and 2.6m telescope of Byurakan in 1997-1998. The objects are classified, the redshifts and absolute magnitudes for all observed galaxies are determined. Distribution of the redshifts of all emission galaxies, selected in the field is given.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б.Е.Маркарян*, *В.А.Липовецкий*, *Д.А.Степанян*, Астрофизика, **18**, 29, 1983.
2. *S.A.Hakopian*, *S.K.Balayan*, in "Active Galactic Nuclei and Related Phenomena", Proc. IAU Symp. 194, eds. Y.Terzian, D.Weedman, E.Khachikian, 1999, Astron. Soc. Pacific, p.162.
3. *С.А.Акопян*, *С.К.Балаян*, Астрофизика, **40**, 169, 1997.
4. *V.L.Afanasiev*, *A.N.Burenkov*, *V.V.Vlasyuk*, *S.U.Drabek*, SAO Technical Report, **234**, 1995.
5. *Т.Мовсесян*, (частное сообщение), 1998.
6. *P.Massey*, *K.Strobel*, *J.V.Barnes*, *E.Anderson*, Astrophys. J., **328**, 315, 1988.
7. *V.V.Vlasyuk*, Bull. Spec. Astrophys. Observ., **36**, 107, 1993.
8. *J.A.Baldwin*, *M.M.Phillips*, *R.Terlevich*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **93**, 5, 1981.
9. *S.Veilleux*, *D.E.Osterbrock*, Astrophys. J., **63**, 295, 1987.
10. *B.Takase*, *N.Miyauche-Isobe*, Publ. Natl. Astron. Observ., Jap., **3**, 169, 1993.
11. *J.Abell*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **3**, 211, 1958.
12. *F.Zwicky*, *E.Herzog*, *P.Wild*, *M.Karpowicz*, *C.Kowal*, Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, vol. I-VI, 1961-1968, California Institute of Technology, Pasadena.
13. *Д.А.Степанян*, Астрофизика, **21**, 245, 1984.
14. *Д.А.Степанян*, Письма в Астрон. ж., **11**, 575, 1985.
15. *Б.Е.Маркарян*, *В.А.Липовецкий*, *Д.А.Степанян*, Астрофизика, **21**, 35, 1984.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 43 ФЕВРАЛЬ, 2000 ВЫПУСК 1

УДК: 524.74

НЕКОТОРЫЕ СТАТИСТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ЯРКИХ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗБЫТКОМ

М.А.КАЗАРЯН, Ж.Р.МАРТИРОСЯН

Поступила 24 сентября 1999
Принята к печати 26 ноября 1999

Приводятся результаты статистического исследования ярких галактик с УФ-избытком. Данные, полученные для них, сравниваются с таковыми для нормальных галактик. Составлен список ярких галактик ($m_{pg} \le 14^m.5$) с УФ-избытком, количество которых равно 461. Определены их абсолютные звездные величины и средние геометрические линейные диаметры. Приведены зависимости между M_{pg} и $\log D$ для галактик с УФ-избытком и нормальных галактик. Графики зависимостей выражаются уравнениями второй степени. Показано, что УФ эволюционная стадия в галактиках не влияет на зависимости между величинами M_{pg} и $\log D$.

1. *Введение.* Поиски галактик с УФ-избытком, проводимые в основном на 100-см телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с 1°.5 объективной призмой спектральным методом и на 105-см телескопе обсерватории Кизо той же системы, методом трехцветной фотометрии, позволили обнаружить более десяти тысяч таких галактик. Первые результаты в этом направлении были получены Б.Е.Маркаряном [1]. Данные об этих галактиках опубликованы в [2-5]. Результаты исследований этих объектов, полученные во многих обсерваториях мира, оказали большое влияние на проблему развития и эволюции галактик и систем, образуемых ими.

Целью настоящей работы является определение распределения числа ярких галактик с УФ-избытком по звездным величинам, построение графиков зависимостей между абсолютными звездными величинами и линейными диаметрами и сравнение полученных результатов с данными для нормальных галактик.

2. *Выборка.* Для решения вышепоставленных задач была составлена выборка ярких галактик с УФ-избытком на основании каталога, приведенного в [6]. Этот каталог содержит 2401 галактику, удовлетворяющую следующим условиям:

$$m_{pg} \le 14^m.5 \quad \text{и} \quad \begin{cases} b^{II} \ge 40°, & \delta \ge 0° \\ & \text{или} \\ b^{II} \le -30°, & \delta \ge -2°.5. \end{cases}$$

Величины радиальных скоростей этих галактик (60%) взяты из обзора CfA, точность которых около 35км/с.

В работах [2-5] приведены карты областей неба, охватывающие обзоры, выполненные в Бюраканской обсерватории и обсерватории Кизо. Сравнение этих областей с областями, охваченными каталогом [6], показало, что лишь примерно 83% являются общими. Число галактик в этих областях примерно равно 1992. Из числа галактик с УФ-избытком, приведенных в [2-5], до звездной величины $14^m.5$ и ярче, 461 попадает в области каталога [6], иначе говоря, из 1992 галактик 461 является галактикой с УФ-избытком, что составляет приблизительно 23.1%. Эта оценка примерно на один процент больше среднего значения данных, полученных в работах [5]-(19%) и [7]-(25%). Используя значение 23.1%, можно определить количество остальных галактик с УФ-избытком, находящихся в областях каталога [6], оказавшихся вне общих областей обзоров [2-5]. Оно составляет примерно 95 галактик с УФ-избытком. Таким образом, число галактик с УФ-избытком среди галактик каталога [6] будет примерно 556. Из 461 галактики с УФ-избытком 182 являются галактиками Маркаряна [2], причем только 113 из них входили в [6] как галактики Маркаряна, остальные были отождествлены нами, 266 — из каталога обсерватории Кизо [3] и 13 из списков [4,5].

Для этих галактик на основании данных, приведенных в [6], были определены абсолютные звездные величины M_{pg} и средние геометрические диаметры D. При определении M_{pg} исползовались величины m_{pg} и радиальные скорости V_r, взятые из [6].

При помощи последней величины определялись расстояния галактик, принимая $H = 75$ км/с Мпк. Значения D определялись простой формулой:

$$D = 2\sqrt{D_1 \times D_2/\pi},$$

где D_1 и D_2 линейные диаметры больших и малых осей галактик, вычисленные при помощи их угловых диаметров, взятых из [6].

В табл.1 приведены порядковые номера этих галактик, из каталогов [2,3] и списков [4,5], а также вычисленные значения M_{pg} и D. В [6] для 27 галактик отсутствовали данные D_1 и D_2, поэтому для них не были определены величины D. На рис.1 приведена гистограмма величины M_{pg}.

В табл.1 содержатся 43 галактики типа Сейферта, из них 20 являются типа Sy1, 19-Sy2, 4-Sy3.

3. *Полнота выборки.* Как было отмечено выше, количество галактик с УФ-избытком, т.е. выборка, приведенная в табл.1, равна 461. Из них 293 или примерно 63.5% являются спиральными, 77 или примерно 16.7% - эллиптическими, 22 или примерно 4.8% - иррегулярными и 69 или 15% - пекулярными галактиками.

Если вывести галактики с УФ-избытком, вошедшие в табл.1, в катологе [6] останутся 1940 галактик. Из них, как было отмечено выше, 95 являются галактиками с УФ-избытком. Однако их невозможно выделить из 1940 галактик, так как неизвестно, какие из них обладают УФ-избытком. Относительное количество этих галактик очень мало, составляет примерно 4.9%, остальные

Таблица 1

ДАННЫЕ О ГАЛАКТИКАХ С УФ-ИЗБЫТКОМ

Название	M_{pg}	lg$D$	Название	M_{pg}	lg$D$	Название	M_{pg}	lg$D$
1	2	3	1	2	3	1	2	3
Mark 25	-18.81	0.82	249	-18.88	1.2	432	-19.29	1.18
33	-18.2	0.78	256	-19.91	1.14	439	-17.9	1.03
35	-17.04	0.73	266 Sy2	-21.1	1.62	442	-19.47	1.18
49	-17.12	0.47	270 Sy2	-18.81	1.15	446	-20.67	1.7
52	-19.77	1.12	271	-21.32		449	-17.34	0.67
59	-17.1	1.03	279 Sy1	-20.93	1.43	452	-20.25	1.29
101	-20.41	1.18	281	-20.25	1.46	461 Sy2	-19.57	1.17
102	-19.47	1.14	286	-21.13	1.47	470	-18.63	1.17
114	-20.51	1.67	297	-20.37	1.14	471 Sy2	-21.18	1.48
119	-19.14	0.73	307	-20.65	1.38	479	-20.64	1.38
131	-16.95	0.73	313	-18.79	0.9	480	-20.13	1.39
146	-19.14	0.82	314	-18.22	0.82	489	-21.32	1.57
149	-17.28	0.62	319	-21.16	1.5	491	-21.64	1.5
155	-18.75	0.38	321	-22.03	1.72	496	-21.34	1.9
156	-16.81	0.56	323	-20.12	1.2	518	-21.17	1.31
157	-17.28	0.73	325	-20.58	1.39	527	-18.86	1.35
158	-19.21	1.08	326	-19.47	1.32	530 Sy1	-20.95	1.64
161	-21.11	1.14	332	-19.83	1.16	531	-19.9	
169	-16.84	0.56	333	-19.8		533 Sy2	-21.71	1.55
171 Sy2	-20.49	1.53	334 Sy2	-20.32	1.39	534	-20.7	1.48
175	-19.34	1.24	335 Sy1	-21.07		538	-19.76	1.27
178	-13.71	0.08	341	-20.22	1.59	545	-20.8	1.57
179	-19.61	1.3	353	-19.87	1.23	547	-19.82	
181	-20.69	1.1	359Sy 1	-20.33	1.12	555	-20.52	1.38
185	-20.09	1.43	363	-19.29	0.73	558	-19.57	1.4
186	-16.8	0.47	368	-20.83	1.12	562	-20.09	1.3
188	-19.53	1.23	370	-16.61	0.68	565	-20.5	1.63
190	-17.5	0.82	394	-18.53	0.98	571	-20.09	1.63
195	-17.13		400	-18.15	0.92	573 Sy2	-20.19	1.37
201	-19.64	1.32	401	-18.19	0.95	575	-20.32	1.28
203	-20.77	1.53	404	-18.86	1.18	577	-20.01	1.39
205 Sy1	-22.78		409	-17.25	0.78	582	-20.3	1.53
207	-19.05	1.12	418	-18.63	0.62	587	-19.42	1.28
213	-19.92	1.27	421	-22.35	1.66	589	-19.01	1.08
220	-19.59	1.48	430	-21.08	1.64	590 Sy1	-21.11	1.63
230 Sy1	-21.97	1.87	431	-18.77	1.03	593	-20.71	1.67

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	1	2	3	1	2	3
602	-19.09	1.32	993 Sy2	-19.95	1.47	96	-19.39	
616	-20.14	1.45	1002	-19.62	1.32	113	-20.03	1.48
649	-20.56	0.96	1003	-18.74	1.01	166	-17.99	0.86
656	-21.13	1.14	1007	-20.07	1.3	171	-19.92	1.34
669	-20.35	1.5	1027	-18.91	1.03	184	-19.72	1.16
673 Sy1	-19.65	1.26	1068	-20.21	1.32	231	-20.45	1.62
686 Sy2	-19.88	1.4	1080	-17.25	0.86	349	-19.67	
691	-19.96	1.67	1101	-21.41	1.16	399	-19.26	1.43
710	-19.3	1.1	1104	-18.52	0.79	471	-20.67	
712	-19.64	1.18	1134	-19.88	0.84	545	-20.48	0.92
718	-20.76	1.35	1154	-20.12	1.31	677 Sy2	-19.7	1.56
729	-21.95	1.57	1230	-17.74	0.89	751	-20.77	1.85
731	-17.96	1.06	1243 Sy1	-21.25	1.65	800	-14.67	0.48
732 Sy1	-21.44	1.52	1264	-15.72	0.26	812	-20.26	1.76
736	-19.59	1.3	1267	-20.34	1.1	842	-20.33	1.3
741	-18.71	1.16	1288	-20.39	1.42	957	-19.5	1.53
743	-17.23	0.73	1301	-17.14	0.78	1007	-16.52	
744 Sy2	-19.32	1.28	1304	-20.59	0.98	1132	-17.45	1.06
747	-15.5	0.26	1308	-17.03	0.56	1134	-18.48	1.34
752	-20.16	1.45	1325 Sy3	-20.72		1180	-20.19	1.26
759	-19.05	1.3	1326	-17.82	1	1265Sy2	-21.08	1.62
761	-19.32	0.95	1341	-18.14	0.996	1272	-20.85	1.56
766 Sy1	-19.87	1.19	1346	-16.79	0.59	1284	-19.77	1.36
769	-18.87	0.98	1365	-20.3	1.42	1402	-21.05	1.47
773	-16.31	0.52	1418	-15.39	0.08	1477	-20.52	1.57
778	-20.43	1.39	1425	-20.98	1.42	2600	-20.94	1.39
781	-19.38	1.37	1443	-17.31	0.82	2612	-19.02	1.3
789	-21.03		1466	-19.2	1.42	2613	-20.74	1.26
799	-19.8	1.37	1479	-13.35	0.36	2617	-18.97	0.95
800	-19.98	1.19	1485	-19.75	1.49	2661	-20.67	1.58
806	-17.51	0.89	1502 Sy1	-22.92	1.64	2674	-15.04	0.48
809	-20.54	1.55	1511 Sy1	-21.36	1.55	2687	-19.98	1.24
814	-19.19	1.3	1512 Sy2	-18.44	0.83	2703	-20.47	1.58
817 Sy1	-21.2	1.46	1514 Sy1	-20.96	1.44	2707	-17.88	0.86
829	-16.53	0.36	Kiso 7	-19.02	1.28	2716 Sy1	-20	1.61
841 Sy1	-21.82		16	-20.94		2720	-19.76	1.14
861	-19.37	0.96	24	-19.8	1.62	2735	-18.4	0.92
900	-16.61	0.43	85	-20.93		2740	-18.52	1.08
991 Sy3	-21.54	1.7	94	-17	1.01	2741	-17.6	0.92

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	1	2	3	1	2	3
2778	-20.35	1.61	4061	-18.67	0.68	4798	-21.33	1.78
2790	-18.77	0.86	4086	-19.76	1.03	4806	-20.23	1.44
2801	-19.01	1.08	4092	-16.08	1.4	4834	-15.96	0.62
2806	-18.83	0.95	4103	-21.69	1.41	4843	-19.74	1.66
2853	-20.76	1.57	4298	-20.71	1.37	4848	-17.82	1.06
2906	-19.21	1.1	4343	-20.55	1.65	4866	-18.97	1.39
3064	-19.45	1.23	4356	-17.86	0.86	4877 Sy1	-19.12	1.43
3099	-20.09	1.55	4370	-18.56	1.14	4918	-19.89	1.31
3106	-20.36		4391	-15.19	0.62	4930	-13.08	0.08
3179	-20.78	1.6	4398	-17.7	1.18	4934	-17.19	1.01
3178	-17.38	0.82	4401	-18.74	1.28	4974	-14.27	0.26
3254	-10.06	-0.62	4426	-18.83	0.95	4975	-19.3	1.36
3302	-18.96	1.3	4427	-20.12	1.08	5004	-16.31	0.73
3304	-21.4	1.58	4428	-17.43	0.68	5010	-16	1.24
3334	-19.44	1.18	4452	-17.15	1.08	5020	-17.59	1.12
3360	-18.33	0.89	4482	-18.68	1.41	5042	-14.15	0.38
3362	-17.72	0.95	4507	-16.5	0.26	5087	-18.13	1.01
3444	-16.88	0.78	4511	-16.28	1.08	5096	-21.06	1.55
3469	-19.1	1	4524	-16.94	1.21	5101	-20.26	1.14
3482	-16.83	0.95	4539	-19.06	1.1	5124	-20.61	1.63
3486	-18.54	0.95	4567	-18.65	1.19	5131	-16.71	0.82
3487	-16.54	0.95	4592	-19.62	1.16	5140	-18.97	1.28
3572	-15.31	0.48	4609 Sy2	-18.4	1.03	5149	-21.33	1.64
3574	-16.87	0.73	4623	-16.7	0.82	5158	-17.41	0.86
3609	-20.63	1.39	4636	-19.26	0.98	5159	-14.53	0.56
3634	-18.6	0.92	4637	-19.41	1.03	5164	-18.95	1.23
3697	-18.92	1.34	4639	-20.26	1.38	5167	-17.22	1.01
3709	-21.52	1.32	4641	-19.7	1.48	5198	-17.3	1.3
3728	-17.84	0.89	4654	-19.79	1.39	5210	-18.7	1.1
3738	-18.25	1.1	4693	-18.13	1.01	5247	-17.93	0.87
3872	-17.43	0.73	4710	-18.77	1.31	5253	-16.84	0.65
3896	-19.26	1.26	4716	-18.73	1.08	5279	-19.16	1.11
3900	-20.27	1.51	4724	-20.16	1.7	5295	-18.71	1.21
3918	-18.03	1.28	4726	-19.62	1.01	5301	-18.32	0.95
3973	-18.86	1.18	4728	-16.04	0.48	5306	-15.9	0.68
3984	-18.81	1.21	4752	-17.88	1.03	5320	-15.73	0.62
3997	-16.85	0.56	4766 Sy2	-20.99	1.42	5351	-18.01	1.07
4003	-19.23	1.35	4768	-16	0.48	5353	-16.95	1.13
4006	-17.62	1.03	4775	-19.73	1.24	5381	-17.75	0.93

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	1	2	3	1	2	3
5384 Sy3	-20.58	1.55	6093	-21.91	1.51	7038	-21.07	1.59
5443	-20.18	1.41	6113	-19.16	1.17	7043	-19.94	1.39
5445	-17.71	1	6151	-19.97	1.37	7117	-21.22	1.32
5452	-16.33	0.61	6165	-19.44	1.27	7142	-16.34	0.98
5454	-16.88	0.8	6167	-20.9	1.49	7166	-18.02	0.88
5455	-19.55	1.32	6197	-19.4	1.27	7295	-17.89	0.63
5458	-16.88	0.8	6216	-19.78	1.12	7313	-18.56	1.18
5467	-18.51	1.35	6236	-20.05	1.4	7335	-20.6	1.31
5481	-17.29	0.85	6263	-13.45	0.36	7361	-17.86	1.31
5513	-20.1	1.45	6305	-20.72	1.65	7424	-19.74	1.23
5526	-20.82	1.75	6338	-20.33	1.46	7464	-20.1	1.21
5540	-17.78	1.09	6343	-19.68	1.19	7484	-19.07	1.19
5570	-19.74	1.43	6348	-21.33	1.56	7510 Sy3	-20.59	1.61
5581	-20.69	1.64	6356	-20.08	1.37	7537	-19.79	
5596	-20.72	1.42	6364	-19.97	1.38	7590	-18.61	1.09
5603	-20.56	1.39	6385	-20.02	1.42	7598	-19.89	1.45
5613	-20.83	1.5	6399	-19.24	0.89	7615	-19.66	1.36
5670	-18.41	1.16	6402 Sy1	-20.57	1.54	7668 Sy2	-19.53	1.15
5673	-19.54	1.45	6423	-18.33	0.82	7677	-18.22	1.03
5709	-20.13	1.41	6435	-18.18	0.76	7685	-19.69	1.29
5716	-19.54	1.27	6450	-19.06	1.15	7860	-19.33	
5732	-20.79	1.72	6469	-19.53	0.99	7927	-17.74	1.08
5743	-20.77	1.5	6493	-17.08	1.08	8058	-21.51	1.5
5753	-20.05	1.43	6509	-20.07	1.27	8059	-17.39	1.09
5767	-17.86		6510	-18.25	1.15	8086	-20.43	1.49
5797	-19.44	1.16	6511	-19.93	1.28	8106	-18.44	1.16
5818	-20.31	1.47	6525	-19.27	1.26	8135	-20.45	1.29
5832	-20.55	1.46	6529	-19.04	1.37	8143	-19.64	
5872	-16.9	0.64	6531	-18.07	1.03	Kaz 24	-20.26	
5908	-20.45		6536	-20.37	1.39	31	-18.91	1
5930	-18.19	0.99	6554	-17.91	1.23	67	-19.23	0.84
5942	-20.05	1.16	6600	-19.24	1.51	227	-20.9	
5972	-18.06	0.88	6651	-19.69	1.34	240	-20.63	1.55
6002	-18.27	0.52	6655	-19.56	1.47	248	-21.26	1.45
6018	-18.23	1	6697	-19	1.46	316	-20.77	
6035	-20.23	1.33	6729	-18.86	1.17	336 Sy2	-20.66	1.51
6061	-19.34	1.16	6731	-17.84	0.57	346	-20.7	1.52
6074 Sy2	-19.29	1.2	6971 Sy1	-21.14	1.47	348	-20.43	1.52
6079	-20.66	1.54	7017	-21.14	1.26	350	-19.88	
						409	-15.59	0.8
						526	-19.47	

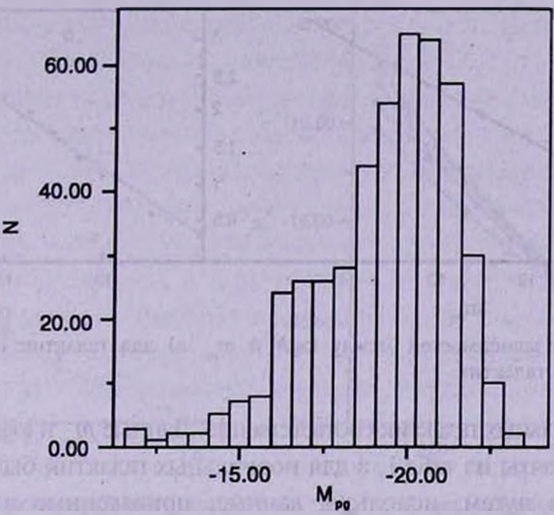


Рис.1. Гистограммы абсолютных звездных величин (M_{pg}) галактик с УФ-избытком.

являются нормальными галактиками. Таким образом результаты, полученные статистическими методами для 1940 галактик, с большой уверенностью можно отнести к нормальным галактикам. Из них 1095 или примерно 56.5% являются спиральными, 676 или примерно 34.8% — эллиптическими, 41 или примерно 2.1% — иррегулярными и 128 или примерно 6.6% — пекулярными галактиками.

Теперь рассмотрим полноту выборок, составленных для галактик с УФ-избытком и нормальных галактик в этой области неба до $14^m.5$ звездной величины. Обычно распределение галактик принимается однородным и полнота проверяется уравнением

$$\log N = am_{pg} + b,$$

где N - полное количество выборки до данной звездной величины. При полной выборке $a = 0.6$.

На рис. 2a и 2b приведены графики зависимостей между $\log N$ и m_{pg} для галактик с УФ-избытком и нормальных галактик соответственно. Для галактик с УФ-избытком уравнение будет иметь вид:

$$\log N = 0.54\, m_{pg} - 5.11,$$

а для нормальных галактик -

$$\log N = 0.45\, m_{pg} - 3.26.$$

Проверялась также полнота выборки, составленной из спиральных галактик с УФ-избытком, количество которых составляет 293. В этом случае зависимость между $\log N$ и m_{pg} будет иметь вид:

$$\log N = 0.51\, m_{pg} - 4.83.$$

4. *Зависимость между абсолютными звездными величинами и средними геометрическими диаметрами галактик*. На рис.3a и 3b приведены зависимости между величинами m_{pg} и $\log D$ галактик с УФ-

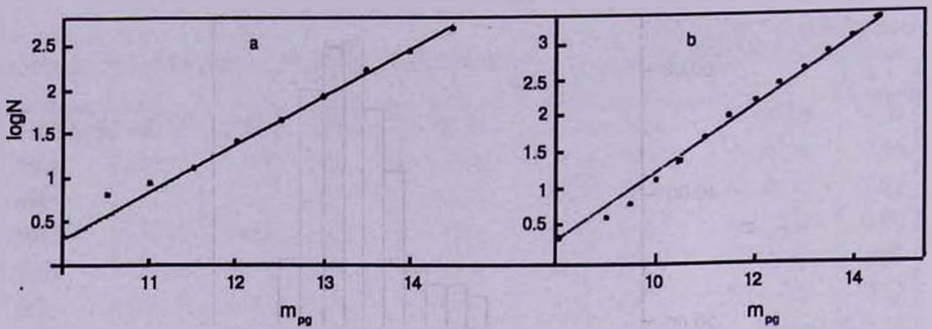


Рис.2. Графики зависимостей между $\log N$ и m_{pg}. a) для галактик с УФ-избытком; b) для нормальных галактик.

избытком и нормальных галактик соответственно. Данные m_{pg} и $\log D$ для галактик с УФ-избытком взяты из табл.1, а для нормальных галактик были вычислены вышеотмеченным путем, используя данные, приведенные в каталоге [6]. Количество галактик, вошедших в выборку галактик с УФ-избытком, составляет 434, для остальных 27 галактик диаметры D не известны. Число нормальных галактик с известными D из [6] равно 1842, а для остальных 98 галактик угловые диаметры не были приведены в [6]. Из них 1059 являются спиральными галактиками, 636 — эллиптическими, 39 — иррегулярными и 108 — пекулярными. Как на этих, так и на последующих рисунках на оси абсцисс приведены значения $\log D$ ($\log D$ обозначается через d), на оси ординат приведены данные M_{pg}.

Для спиральных галактик с УФ-избытком, был построен график зависимости между $\overline{M}_{pg}$ и d, который приведен на рис.4a, где $\overline{M}_{pg}$ - средняя величина абсолютных звездных величин, попавших в данный интервал d, шаг которого равен 0.2. На графике приведена также величина средней квадратической ошибки средней величины $\overline{M}_{pg}$. Ошибки на рис.4a отмечены отрезками, величины которых равны $2\sigma_{\overline{M}_{pg}}$. Эта зависимость выражается следующим уравнением

$$\overline{M}_{pg} = -10.28 - 9.9d + 2.23d^2.$$

5. *Обсуждение результатов.* По программе "Mathematica" были

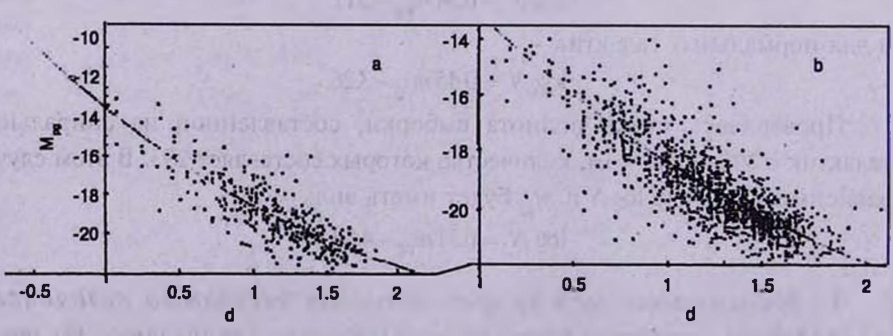


Рис.3. Зависимости между величинами M_{pg} и d ($d = \log D$), a) для галактик с УФ-избытком, b) для нормальных галактик.

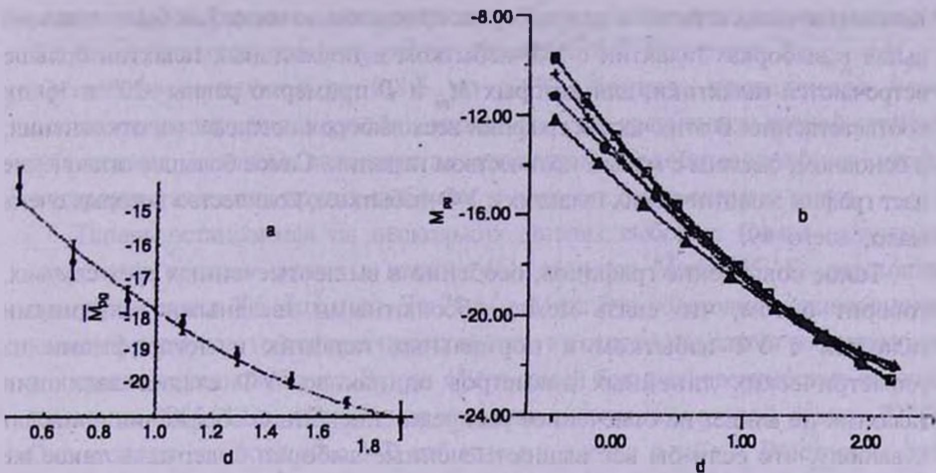


Рис.4. а) Зависимости между величинами $\overline{M}_{pg}$ и d для спиральных галактик с УФ-избытком; b) Приведены все графики зависимостей между величинами M_{pg} и d вместе, крестики-уравнение (УФ, все), кружочки - (норм., все), открытые прямоугольники - (УФ, S), открытые треугольники - (норм., S), сплошные треугольники - (УФ, E), сплошные круги - (норм., E).

построены зависимости между светимостями и линейными диаметрами для галактик с УФ-избытком и нормальных галактик как для отдельных морфологических типов, так и для всех типов вместе взятых. Морфологические типы, использованные в работе, взяты из католога [6].

Из рис.3а и 3b видно, что имеется четкая зависимость между величинами M_{pg} и d: чем больше диаметр галактик, тем больше их светимость. Такие же четкие зависимости получаются между величинами M_{pg} и d для спиральных, эллиптических, иррегулярных и пекулярных галактик, однако их графики в работе не приводятся. Эти зависимости можно представить в аналитическом виде, применив способ наименьших квадратов. Ниже приводятся уравнения, описывающие эти зависимости.

$M_{pg} = -13.58 - 5.91d + 0.94d^2$ (УФ, все, рис.3а)

$M_{pg} = -13.05 - 6.21d + 0.93d^2$ (норм., все, рис. 3b)

$M_{pg} = -12.94 - 6.05d + 0.75d^2$ (УФ, S)

$M_{pg} = -13.07 - 6.3d + 1.03d^2$ (норм., S)

$M_{pg} = -14.64 - 4.6d + 0.45d^2$ (УФ, E)

$M_{pg} = -13.82 - 4.91d + 0.39d^2$ (норм., E)

Все выводы, сделанные для тех выборок, уравнения зависимостей которых приведены выше, относятся также к иррегулярным и пекулярным галактикам.

Из рис.4b видно, что графики зависимостей между M_{pg} и d для спиральных галактик с УФ-избытком, нормальных спиральных галактик и всех нормальных галактик совпадают. От них мало отличаются те части графиков уравнений галактик с УФ-избытком (рис.3а) и нормальных эллиптических галактик, для которых диаметры меньше 2 кпк, а абсолютные звездные величины больше -15^m.

Количество таких галактик в этих выборках сравнительно мало. Как было отмечено выше в выборках галактик с УФ-избытком и нормальных галактик больше встречаются галактики, для которых M_{pg} и D примерно равны -20^m и 16кпк соответственно. В этих частях графики всех выборок совпадают и отклонения, в основном, связаны с малым количеством галактик. Самое большое отклонение дает график эллиптических галактик с УФ-избытком, количество которых очень мало, всего 69.

Такое совпадение графиков, особенно в вышеотмеченных трех случаях, говорит о том, что связь между абсолютными звездными величинами галактик с УФ-избытком и нормальных галактик и логарифмами их геометрических линейных диаметров одинаково. УФ стадия эволюции галактик не влияет на отмеченное распределение. Эти соображения приводят к выводу, что если бы все вышеотмеченные выборки содержали такое же количество галактик, как в случае нормальных, т.е. 1842, тогда все вышеотмеченные графики совпали бы.

Коэффициенты полноты для разных выборок меняются от 0.45 до 0.54. Первое значение получается для выборки нормальных галактик, а второе - для галактик с УФ-избытком, приведенных в табл.1. Исходя из этих значений коэффициента полноты можно заключить, что зависимости, полученные между M_{pg} и d этих выборок, по всей вероятности, близки к их истинным зависимостям, и влияние селекции можно пренебречь.

На рис.1 приведена гистограмма абсолютных звездных величин. Откуда видно, что в выборке, приведенной в табл.1, часто встречаются значения от -19^m до $-21^m.5$ и еще чаще значение -20^m. Так как в работе рассматриваются зависимости между абсолютными звездными величинами и линейными диаметрами разных выборок галактик с УФ-избытком, важно отметить также распределение их линейных диаметров. В рассматриваемой выборке часто встречаются величины диаметров от 8кп до 22 кпк, но чаще диаметры равные 16кпк.

В выборке нормальных галактик часто встречаются галактики с абсолютными звездными величинами в интервале от $-18^m.5$ до -21^m, с максимумом у -20^m, т.е. почти имеют такое же распределение, какое имела вышеотмеченная выборка. Что касается распределения линейных диаметров этих галактик, то можно утверждать, что в основном они также имеют такую же тенденцию распределения, как и галактики с УФ-избытком.

Из рис.3а и 3b видно, что наблюдается четкая зависимость между абсолютными звездными величинами и средними геометрическими линейными диаметрами галактик, хотя нанесенные точки имеют разброс в довольно широких интервалах. Однако можно показать, что распределение средних значений одной из этих величин, определенных из значений точек попавших в фиксированный интервал другой величины, получается с небольшой ошибкой. Это было иллюстрировано выше (рис.4а). При этом был фиксирован интервал по d, равный 0.2. Ошибки, нанесенные на график, полученные для каждой средней величины, по ординате имеют значения $2\sigma_{\overline{M}_{pg}}$, которые довольно маленькие. Ее самое большое значение равно примерно 0.7. Величины $2\sigma_{\overline{M}_{pg}}/\overline{M}_{pg}$ в процентах меняются от 0.8% до 6.6%. Кривая, проведенная через соответствующие точки (рис.4а), можно описать уравнением второй степени, полученное методом наименьших квадратов. Подобные графики можно построить также для других выборок, о которых было сказано выше.

Теперь остановимся на нескольких деталях выборок. Самая отдаленная галактика, которая входит в каталог [6], является Mark 205. Ее расстояние примерно равно 286 Мпк, при H=75км/с Мпк. Это расстояние одновременно является радиусом той сферы пространства, в которой находятся все галактики, вошедшие в наши выборки. В этой сфере самой большой светимостью обладает галактика 0051+1225, абсолютная звездная величина, которой равна $-22^m.92$. Она является галактикой с УФ-избытком и входит в табл.1. Расстояние этой галактики 241.5 Мпк, которое мало уступает расстоянию Mark 205. Среди галактик с УФ-избытком, самую низкую светимость имеет NGC 2976. Ее абсолютная звездная величина равна $M = -10^m.06$, т.е. светимость этой галактики в 139000 раз меньше светимости галактики 0051+1225. Не только светимость галактики NGC 2976 является самой низкой среди галактик, приведенных в табл.1, но и ее диаметр также является самым маленьким, D=0.24 кпк. В этой таблице самый большой диаметр имеет галактика 1254+5709, D=73.3 кпк, который в 305.4 раза превышает диаметр NGC 2976. Те же самые сравнения можно сделать для выборки, составленной с нормальными галактиками. Самая высокая светимость имеет галактика 0246+1807, ее абсолютная звездная величина равна $M = -22^m.53$, а самая низкая - IC 476, у нее $M = -9^m.16$, т.е. у последней галактики светимость примерно в 223000 раза меньше. Что касается отношения самого большого и самого маленького диаметров, то для этой выборки оно примерно равно 454. Самый большой диаметр имеет галактика IC 983, D=136.1 кпк, а самый маленький имеет IC 3476, D=0.3 кпк. В выборку нормальных галактик входит также галактика NGC 3077, которая имеет самую низкую светимость, ее абсолютная звездная величина равна $M = -8^m.65$ и самый маленький диаметр, D=30 пк. Последняя величина нам кажется сомнительной, поэтому ее исключили при вышеприведенных расчетах. Таким образом светимости и диаметры галактик, вошедших в выборку как галактик с УФ-избытком, так и нормальных, меняются в довольно больших интервалах, особенно светимости, интервал, изменения которых составляет больше пяти порядков.

Резюмируя можно отметить следующие наиболее важные результаты, полученные выше:

1. Показано, что коэффициенты полноты выборок, составленных выше, меняются от 0.45 до 0.54. Первое значение было получено для выборки нормальных галактик, а второе - для галактик с УФ-избытком.

2. Были получены четкие зависимости между абсолютными звездными величинами и логарифмами средних линейных диаметров галактик, вошедших

в выборку с УФ-избытком и нормальных галактик. Они хорошо представляются уравнениями второго порядка, графики которых приведены на рис.4b.

3. Зависимости между M_{pg} и d, наблюдавшиеся для вышеупомянутых выборок, а также для выборок спиральных и эллиптических галактик, по-видимому, довольно хорошо описываются одним и тем же уравнением второго порядка, например, это может быть уравнение, полученное для выборки нормальных галактик. Этот результат говорит еще о том, что УФ стадия эволюции галактик не влияет на эти зависимости.

Ереванский государственный университет, Армения

SEVERAL STATISTICAL PROPERTIES OF THE BRIGHT GALAXIES WITH UV-EXCESS

M.A.KAZARIAN, J.R.MARTIROSIAN

The results of the statistical investigation of bright galaxies with UV-excess are presented. The data, which have been obtained for them were compared with such data, which have been received for the normal galaxies. A list of bright galaxies ($m_{pg} \leq 14^m.5$) with UV-excess has been compiled, which number is 461. The absolute magnitudes and average geometric linear diameters are obtained. The dependence between M_{pg} and log$D$ for the galaxies with UV-excess and normal galaxies are presented. The dependencies are represented with the equations in the second degree. It is shown that the UV evolution stages of galaxies no influence on dependence between M_{pg} and log$D$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б.Е.Маркарян*, Астрофизика, 3, 55, 1967.
2. *J.M.Mazanella*, *V.A.Baizano*, A Catalog of Markarian Galaxles, Astrophys. J. Suppl. Ser., **62**, 750, 1986.
3. *B.Takase*, *N.Miyauchi-Isobe*, Kiso Survey for Ultraviolet-excess Galaxies, XVIII, Publ. Natl. Astron. Observ., Jap., 3, 169, 1993.
4. *М.А.Казарян*, Астрофизика, **15**, 5, 193, 1979.
5. *М.А.Казарян*, *Э.С.Казарян*, **16**, 17, 1980; **18**, 512, 1982; **19**, 213, 1983.
6. *J.Huchra*, *M.Davis*, *D.Latham*, *J.Tony*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **52**, 89, 1983.
7. *B.Takase*, Publ. Astron. Soc. Jap., **32**, 605, 1980.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 43 ФЕВРАЛЬ, 2000 ВЫПУСК 1

УДК: 524.726

О СВЯЗИ ИНФРАКРАСНОГО И РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

В.Г.МАЛУМЯН

Поступила 4 августа 1999
Принята к печати 15 ноября 1999

Исследована зависимость между ИК-светимостью в диапазоне 40-120 мкм и радиосветимостью на частотах 0.408; 1.49; 2.38; 5.0 и 10.7 ГГц спиральных галактик. На всех частотах существует тесная корреляция между радиосветимостью и инфракрасной светимостью спиральных галактик. Наклоны зависимостей радио и ИК-светимостей на всех частотах меньше единицы, но в пределах ошибок мало отличаются от нее.Тесная корреляция существует также между потоками радио и ИК-излучения.Для объектов всех морфологических подтипов коэффициенты корреляций высокие, а зависимости между радио- и ИК-светимостями близки к линейным. Они практически линейные и для спиральных галактик разных классов бюраканской классификации. Показано также, что для больших значений ИК-светимостей корреляция между радио- и ИК-светимостями ухудшается.

1. Введение. Связь инфракрасного (ИК) и радиоизлучения галактик очень интенсивно обсуждается в литературе. Ей посвящено несколько десятков статей,опубликованных за последнее десятилетие ([1-7], ссылки в них же).

Причина столь активных исследований в этой области заключается в том, что корреляция между ИК и радиоизлучением галактик в отличие от связи между излучательными способностями тех же галактик в других диапазонах спектра, очень тесная и носит всеобщий характер. Она имеет место не только в спиральных галактиках всех морфологических подтипов, но и в иррегулярных, голубых компактных карликовых галактиках и в эллиптических галактиках и квазарах.

Этот факт тем более интересен, что уже давно твердо установлено, что в нормальных галактиках ИК-излучение обусловлено тепловым механизмом - излучением межзвездной пыли, нагретой в основном ультрафиолетовым и оптическим излучением звезд. Между тем радиоизлучение галактик обусловлено нетепловым механизмом - синхротронным излучением релятивистских электронов в межзвездных.магнитных полях. Для большинства галактик вклад тепловой составляющей радиоизлучения, обусловленной свободно - свободными переходами в межзвездном или в окружающих горячие звезды ионизованном газе,в общее радиоизлучение становится ощутимым только на частотах выше 10 ГГц [8-10].

Таким образом, на первый взгляд казалось бы, что нет оснований ожидать тесной связи между ИК и радиоизлучением спиральных галактик (во всяком случае на частотах ниже 10 ГГц). В связи с этим, отметим, что корелляции между светимостями и потоками в разных интервалах спектра электромагнитных волн, например между радио- и оптическим, существуют. Но они слабые и объясняются, главным образом, зависимостью светимости галактик от их массы. Чем больше масса галактик, тем выше их светимость как в видимой,так и в других интервалах спектра. Это означает, что возможность корреляции между потоками излучения и светимостями галактик на частотах, принадлежащих разным диапазонам спектра не исключена, даже если механизмы излучения на этих частотах разные. Связь между ИК и радиоизлучением галактик не ослабляется при учете зависимости светимости от массы.

Таким образом, причина тесной корреляции между радио- и ИК излучением галактик кроется в физической связи процессов, рождающих ИК и радиоизлучение, несмотря на то, что,как уже было сказано выше, они разные.

До настоящего времени выдвинуты несколько теоретических моделей для объяснения тесной корреляции ИК и радиоизлучения спиральных галактик [1-7]. Во всех предложенных моделях принимается, что как ультрафиолетовое и оптическое излучение, нагревающее пыль, так и радиоизлучающие релятивистские электроны рождаются молодыми, горячими, массивными звездами, которые в конце своего эволюционного пути взрываются как сверхновые. Следовательно, как ИК-светимость, так и радиосветимость нормальных спиральных галактик должны быть пропорциональны темпу образования звезд в этих галактиках [11-13].

Из наиболее часто обсуждаемых моделей – модель "колориметра" [11]. В этой модели считается, что оптическая толщина дисков галактик относительно ультрафиолетовых фотонов, нагревающих межзвездную пыль, много больше единицы, а релятивистские электроны, ответственные за радиоизлучение, свою энергию полностью теряют - из-за синхротронных потерь и потерь на обратное комптоновское излучение - в пределах дисков галактик, где они инжектируются. В модели "колориметра" требуется также пропорциональность между плотностью энергий межзвездного магнитного поля и межзвездного поля излучения. В работах [1,3,12] приводятся факты в пользу того, что чем выше частота радиоизлучения, тем должен быть ближе к единице наклон корреляции L_r - L_{fir} (L_r-светимость на какой- нибудь частоте радиодиапазона, L_{fir}-светимость в далекой ИК-области). Это объясняется тем, что с повышением частоты увеличивается доля теплового радиоизлучения в общем радиоизлучении галактик. В [6] отличие наклона зависимости L_r - L_{fir} от единицы объясняется вкладом в общее ИК-излучение немассивных звезд, вклад которых в радиоизлучение спиральных галактик практически неощутим.

В работе [13] показано, что тесную корреляцию между радиосветимостью и светимостью в далекой ИК-области можно объяснить двумя фундаментальными соотношениями: корреляцией горячего компонента далекого ИК-излучения и теплового радиоизлучения, которые обусловлены массивными ($\geq 20 M_{\odot}$) ионизующими звездами и корреляцией холодного компонента далекого ИК-излучения и нетепловой составляющей радиоизлучения, обусловленными звездами с промежуточными массами (5-20 $M_{\odot}$). Наконец, в некоторых работах, например, в [14], причиной универсальности связи ИК и радиоизлучения считается то, что отношение светимостей в далекой ИК-области и в радиодиапазоне почти не зависит от начальной функции масс галактик. Поэтому галактики разных типов и классов - от нормальных спиральных галактик до галактик со вспышечным звездообразованием - следуют одной и той же зависимости между L_r и L_{fir}. С другой стороны, зависимость светимости на далеких ИК-частотах от доли энергии, поглощенной межзвездной пылью, объясняет небольшие отклонения (рассеяние) в связи $L_r - L_{fir}$, обусловленные изменениями величины внутреннего поглощения в разных галактиках.

Тесную связь ИК и радиоизлучения в спиральных галактиках (и не только в них) можно рассматривать как доказательство продолжающегося звездообразования в этих галактиках.

Ни одна из выдвинутых до настоящего времени теоретических моделей не дает полностью удовлетворительного объяснения наблюдаемой связи ИК и радиоизлучения галактик. В частности, согласно обсуждаемым в литературе моделям, на которых мы вкратце остановились, для взаимодействующих галактик и галактик с активными ядрами корреляция должна быть слабой [2,12]. Однако для большинства таких галактик она столь же тесная,как и для галактик без таких признаков. Неясно также, какую роль в корреляции L_r - L_{fir} играет холодный компонент L_{fir}. Связан ли этот компонент ИК-излучения с нетепловым радиоизлучением спиральных галактик [13] ?

В настоящей работе приведены результаты исследований связи далекого ИК и радиоизлучения спиральных галактик на пяти радиочастотах. Исследовалась также связь ИК и радиоизлучения для объектов разных морфологических подтипов и с разной степенью активности.

2. *Выборка спиральных галактик.* Для исследования характера зависимости ИК-светимость - радиосветимость спиральных галактик мы использовали выборку объектов, до этого неоднократно использованную нами для изучения зависимости их радиоизлучательных способностей от спектральных индексов радиоизлучения, принадлежности к разным морфологическим подтипам и к разным классам бюраканской классификации центральных частей галактик и т.д. [15-17]. Из этой выборки были исключены те объекты, плотности потоков которых на частоте 1.49 ГГц [18,19] или потоки, измеренные с помощью IRAS, определены неуверенно. После этого в выборке остался 61 объект. Морфологические подтипы брались из Второго справочного каталога ярких галактик [20], радиальные

скорости - из [21,22]. Для близких объектов исползовались расстояния, приведенные в [23].

В подавляющем большинстве работ, посвященных проблеме связи ИК и радиоизлучения, обычно радиосветимость на какой-нибудь частоте сравнивают с интегральной ИК-светимостью в диапазоне 40-120 мкм [1-7]. Интегральная плотность потоков спиральных галактик в этом диапазоне практически нечувствительна к коррекциям, обусловленным различием цвета галактик,которые надо вводить в ИК-потоки, измеренные с помощью IRAS. Сравнивались светимости на частоте 1.49 ГГц и интегральные светимости в диапазоне 40-120 мкм. Для вычисления светимостей на 1.49 ГГц использовались плотности потоков из [18,19]. Плотности потоков в диапазоне 40-120 мкм вычислялись как [13]

$$S_{\rm fir} = 1.26 \times 10^{-14}\left(2.58\, S_{60} + S_{100}\right),$$

где S_{60} и S_{100} спектральные плотности потоков в янских на волнах 60 мкм и 100 мкм соответственно. Они брались из каталогов IRAS. $S_{\rm fir}$ выражена в единицах Вт м$^{-2}$. Постоянная Хаббла принималась равной 75 км с$^{-1}$ Мпк$^{-1}$.

3. ***Результаты сравнения.*** Результаты сравнения логарифмов монохроматических светимостей на 1.49 ГГц и интегральных ИК-светимостей для 61 спиральной галактики показаны на рис.1.

Как видно из рис.1, между радио- и ИК-светимостями существует тесная корреляция, коэффициент кореляции $r = 0.92$. На рис.1 показана прямая линейной регрессии зависимости $\log L(1.49 ГГц) - m \log L_{\rm fir}$, которая

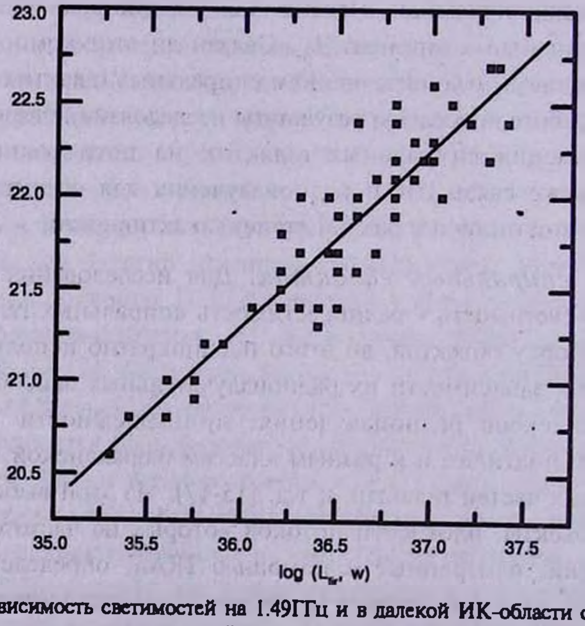


Рис.1. Зависимость светимостей на 1.49ГГц и в далекой ИК-области спиральных галактик. Прямая представляет линию линейной регрессии зависимости $\log L(1.49 ГГц) - m \log L_{\rm fir}$. Коэффициент корреляции $r = 0.92$, наклон $m = 0.96 \pm 0.06$.

удовлетворяет условию

$$\log L(1.49\text{ГГц}) = (0.96 \pm 0.06)\log L_{\text{fir}} - (13.35 \pm 2.13).$$

Мы разделили выборку по морфологическим подтипам на три подвыборки: Sa+Sab (10 объектов), Sb+Sbc (32 объекта) и Sc и более поздние подтипы (19 объектов). В них включены также галактики с перемычкой (SB) и промежуточного подтипа (SX). Для коэффициентов корреляций r и наклонов линий регрессий m для трех перечисленных выше групп получились: $r = 0.90$, $m = 0.95 \pm 0.16$; $r = 0.93$, $m = 0.91 \pm 0.07$ и $r = 0.95$, $m = 1.05 \pm 0.08$ соответственно. Как видно, коэффициенты корреляций для всех морфологических подтипов высокие, а наклоны линий регрессий практически одинаковы и в пределах ошибок не отличаются от единицы.
В этой связи интересно сравнить наши результаты с данными из [12]. Согласно [12], тесная корреляция между $\log L$(1.49 ГГц) и $\log L_{\text{fir}}$ обусловливается за счет галактик морфологических подтипов Sb и более поздних. Там для коэффициента корреляции группы галактик подтипов Sa+Sab получено значение 0.50. Разницу в коэффициентах корреляций для Sa+Sab галактик вряд ли можно объяснить большим количеством объектов этих подтипов, использованных в [12].

Бюраканская классификация центральных частей 61 галактики дана в [24]. Коэффициенты корреляций и параметры зависимости $\log L(1.49\text{ГГц}) - m \log L_{\text{fir}}$ для спиральных галактик разных бюраканских классов указаны в табл.1. Из-за малого количества объектов классов 1 и 2s для получения статистически значимых результатов классы 1,3 и 2,2s мы рассматривали вместе. Пять сильно наклоненных к лучу зрения галактик классов 1 и 2 исключены из анализа, поскольку они могут быть ошибочно отнесены к этим классам [24].

Согласно некоторым работам (например, [12]), для галактик, где ролью активных процессов, протекающих в их ядрах (бюраканские классы 2, 2s, 4 и 5), уже нельзя пренебречь, связь $\log L_{\text{r}}$ - $\log L_{\text{fir}}$ может быть нелинейной, так как ИК и радиоизлучение в них могут возникнуть не только из-за процессов звездообразования. Из табл.1 следует, что связь между L(1.49 ГГц) и L_{fir} для галактик всех бюраканских классов практически одинаково тесная и в пределах ошибок не отличается от линейной. Для всех галактик с признаками активности (классы 2+2s+4+5) табл.2 имеем $r = 0.93$, $m = 0.96 \pm 0.07$.

Таблица 1

СПИРАЛЬНЫЕ ГАЛАКТИКИ РАЗНЫХ БЮРАКАНСКИХ КЛАССОВ

Бюраканский класс	Количество объектов	r	m
1+3	16	0.86	1.01±0.20
2+2s	14	0.95	0.87±0.09
4	17	0.93	1.02±0.10
5	9	0.92	0.94±0.15

Из 61 галактики, использованной нами, 39 объектов — галактики с перемычкой SB или промежуточного типа SX. Для них имеем $r=0.93$, $m=0.96\pm0.07$. (Только для 14 SB-галактик $r=0.93$, $m=0.82\pm0.12$). Для 22 S-галактик без перемычек $r=0.90$, $m=1.04\pm0.11$. Как для спиральных галактик с перемычкой, так и для объектов без перемычки связь между ИК и радиосветимостями в пределах ошибок не отличается от линейной. Разница $\Delta m=0.22$ в наклонах линий регрессий для S и SB галактик статистически незначима. Для более уверенных (статистически значимых) выводов необходимо увеличить число галактик как разных бюраканских классов, так и SB и S.

4. *Учет влияния зависимости светимости галактик от их массы*. Как уже было отмечено во введении, на связь L_r - L_{fir} может повлиять зависимость светимости галактик от их массы. Для исключения этого эффекта мы исследовали зависимость между ИК и радиосветимостью с помощью нормированных по площади поверхности и по светимости в синих лучах L_B значений L (1.49ГГц) и L_{fir}. Для вычисления площадей поверхностей галактик использовались угловые размеры больших и малых осей галактик из [20].

Для нормированных по площади поверхности зависимости $\log L$ (1.49 ГГц)/ab - $\log L_{fir}/ab$ (где a и b линейные размеры больших и малых осей галактик в кпк) имеем $r=0.93$, $m=0.91\pm0.06$. Как видим, и в случае, когда учитывается влияние зависимости светимости галактик от их массы, теснота корреляции и наклон зависимости между радиосветимостью и FIR-светимостью не меняются. Для связи $\log L(1.49$ ГГц$)/L_B$ - $\log L_{fir}/L_B$ получается $r=0.81$, $m=0.79\pm0.08$. И при нормировке по L_B связь между ИК и радиосветимостью остается тесной. Она остается тесной также для галактик разных морфологических подтипов.

Параметры связи L_r - L_{fir} для галактик разных бюраканских классов, нормированных по площади поверхности и по светимости в синих лучах, приведены в табл.2.

В таблице в первых строках третьего и четвертого столбцов указаны параметры, относящиеся к нормированной по площади поверхности галактик зависимости $\log L(1.49$ ГГц$)$ - $\log L_{fir}$, во второй строке — нормированной по L_B. По сравнению с нормированными по L_B корреляциями, нормированные по площади поверхности корреляции более тесные как для галактик разных бюраканских классов и морфологических подтипов, так и для всех галактик вместе взятых. Однако в обоих случаях коэффициенты корреляций высокие. Поэтому тесная связь между ИК и радиосветимостями спиральных галактик обуславливается, главным образом, внутренними физическими причинами, а не влиянием зависимости светимости от массы.

Как видно из рис.1, для больших значений $\log L_{fir}$, начиная примерно с $\log L_{fir}=36.5$, степень рассеяния точек вокруг линии регрессии, увеличивается, поэтому мы выборку (ненормированную) разделили на две подвыборки по

Таблица 2

СВЯЗЬ НОРМИРОВАННЫХ ПО ПЛОЩАДИ ПОВЕРХНОСТИ И ПО СВЕТИМОСТИ В СИНИХ ЛУЧАХ ИК И РАДИОСВЕТИМОСТЕЙ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК РАЗНЫХ БЮРАКАНСКИХ КЛАССОВ

Бюраканские классы	Количество объектов	r	m
1+3	16	0.90	0.91±0.15
		0.85	0.99±0.17
2+2s	14	0.93	0.95±0.13
		0.84	0.87±0.16
4	17	0.89	0.92±0.14
		0.80	0.88±0.19
5	9	0.98	0.88±0.09
		0.86	0.50±0.11

величине $\log L_{fir}$, и в отдельности для каждой из них определили коэффициенты корреляции r и угловые коэффициенты регрессии m. Значения r и m, а также интервалы значений $\log L_{fir}$ приведены в табл.3.

Таблица 3

ЗАВИСИМОСТЬ $\log L$(1.49 ГГц)- $\log L_{fir}$ ДЛЯ РАЗНЫХ ИНТЕРВАЛОВ $\log L_{fir}$

Интервалы	Число объектов	r	m
$\log L_{fir} \le 36.5$	30	0.86	0.89±0.10
$\log L_{fir} > 36.5$	31	0.67	0.77±0.16

Как видно из табл.3, (а также из рис.1) для больших значений $\log L_{fir}$ корреляция между $\log L$ (1.49 ГГц) и $\log L_{fir}$ ухудшается. Разница в коэффициентах корреляций для вышеупомянутых двух интервалов $\log L_{fir}$ сохраняется также для нормированных по площади поверхности галактик или по L_B значений ИК и радиосветимостей. Ухудшение корреляции для больших значений L_{fir} согласуется с замеченным ранее фактом, что для галактик с мощным ИК-излучением, обнаруженных с помощью IRAS, коэффициент корреляции между $\log L_r$ и $\log L_{fir}$ не превышает 0.70 — 0.75 [25]. Как будет показано ниже, тесная связь существует также между радио и ИК-потоками спиральных галактик. Коэффициент корреляции этой связи уменьшается для больших значений ИК-потоков (см.рис.2). Для проверки зависимости связи L(1.49 ГГц) - L_{fir} от спектрального индекса радиоизлучения мы нашу выборку разделили на две части: объекты с $\alpha \le 0.75$ (35 галактик) и с $\alpha > 0.75$ (26 галактик), ($S \sim \nu^{-\alpha}$, где S - плотность потока на частоте ν). Для объектов с $\alpha \le 0.75$ имеем $r = 0.95$, $m = 0.93 \pm 0.05$. Для объектов с $\alpha > 0.75$, $r = 0.85$, $m = 1.02 \pm 0.13$. Полученные данные свидетельствуют, что характер связи $L_r - L_{fir}$ не зависит от значений спектрального индекса радиоизлучения спиральных галактик.

Тесная корреляция существует не только между нормированными по площади поверхности или по светимости в синих лучах радио- и ИК-светимостями. Такая же тесная корреляция наблюдается между плотностями потоков на 1.49 ГГц S (1.49 ГГц) и в диапазоне 40 - 120 мкм S_{fir}. В случае ненормированных потоков для связи S (1.49 ГГц) - S_{fir} имеем $r = 0.86$, $m = 0.87 \pm 0.07$. (Плотности потоков выражены в мЯн). При нормировании по площади поверхности получается $r = 0.94$, $m = 0.95 \pm 0.03$. Для нормированных S (1.49 ГГц) и S_{fir} параметры связи между потоками почти такие же, как и для связи нормированных светимостей. Связь нормированных по площади поверхности $\log S$ (1.49 ГГц) и $\log S_{fir}$ показана на рис.2. Из рисунка видно, что для больших значений нормированных $\log S_{fir}$ (начиная с $\log S_{fir} \geq -14.1$) корреляция между радио и FIR-потоками ухудшается (r=0.60).

Тесная корреляция между S_r и S_{fir}, в свою очередь, также может служить доказательством, что связь между ИК и радиоизлучением спиральных галактик обусловлена внутренними причинами.

5. *Учет эффекта Малмквиста (эффекта селекции)*. Важно также выяснить, насколько связь между L_r и L_{fir} подвержена эффекту Малмквиста [26]. Упомянутый эффект связан с тем, что по причине ограниченной чувствительности телескопов на больших расстояниях обнаруживаются только те объекты, светимость которых превосходит

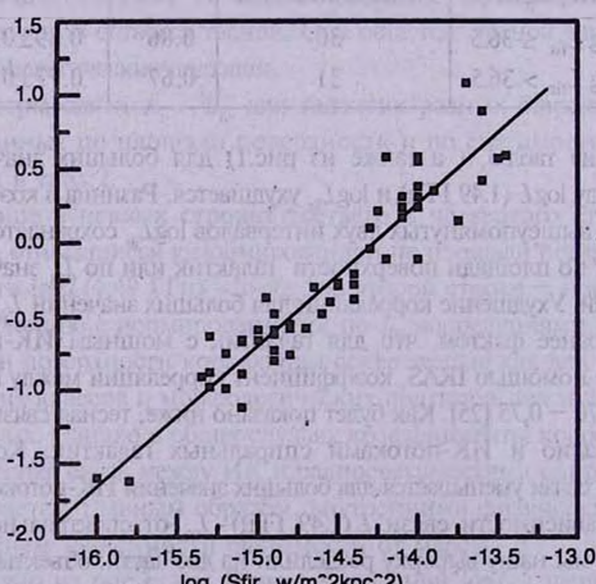


Рис.2. Зависимость нормированных по площади поверхности галактик плотности потока на частоте 1.49 ГГц от плотности потока в далекой ИК-области. Прямая - линия линейной регрессии зависимости $\log S(1.49\,ГГц) - m \log S_{fir}$. $r = 0.94$, $m = 0.95 \pm 0.07$.

предельное значение чувствительности телескопа. Из-за этого может возникнуть искусственная связь между исследуемыми параметрами выборок различных объектов, что приводит к увеличению коэффициента корреляции.

Эффект селекции можно учесть различными способами [26]. Мы воспользовались методом частных коэффициентов корреляции [27]. Частный коэффициент корреляции между ненормированными значениями $\log L$(1.49 ГГц) и $\log L_{\rm fir}$, то есть коэффициент корреляции после учета зависимости L(1.49 ГГц) и $L_{\rm fir}$ от расстояния вследствие эффекта селекции, получается равным 0.86. То есть, после учета селекции теснота корреляции почти не ухудшается. Для нормированных по площади поверхности галактик L(1.49 ГГц) и $L_{\rm fir}$ частный коэффициент корреляции равен 0.93. Как видим, и в этом случае теснота корреляции практически не меняется.

6. *Зависимость $L_{\rm r}$ - $L_{\rm fir}$ на разных частотах радиоизлучения.* Как известно, радиоизлучение галактик состоит из теплового и нетеплового компонентов. На метровых, дециметровых и длинных сантиметровых волнах доминирует нетепловая составляющая. На этих волнах доля тепловой составляющей для подавляющего большинства галактик составляет не более нескольких процентов. Вклад тепловой составляющей может стать ощутимым на коротких сантиметровых волнах (на частотах выше 10 ГГц). Поэтому можно ожидать, что на этих частотах зависимость $L_{\rm r}$ - $L_{\rm fir}$ будет близка к линейной. Согласно теоретическим моделям, обсуждаемым в литературе, на низких частотах она может быть нелинейной из-за преобладания нетепловой составляющей радиоизлучения [12].

С целью проверки зависимости углового коэффициента линейной регрессии m связи $\log L_{\rm r} - m \log L_{\rm fir}$ от частоты радиоизлучения эту связь мы исследовали также на частотах 0.408; 2.38; 5.0 и 10.7 ГГц. Плотности потоков излучения на перечисленных выше частотах брались из радиобозоров галактик [10,28-35]. Коэффициенты корреляции r и значения коэффициентов m на разных частотах указаны в табл.4. Для сравнения в таблице указаны также значения r и m на частоте 1.49 ГГц.

В первых строках третьего и четвертого столбцов табл.4 указаны r и m для ненормированной зависимости $\log L_{\rm r}$ - $\log L_{\rm fir}$. Во вторых и третьих строках - для нормированных по площади поверхности и по $L_{\rm B}$ зависимостей соответственно.

Из табл.4 следует, что нет ожидаемой зависимости наклона m линейной регрессии от частоты радиоизлучения. На всех частотах он практически одинаков. Анализ данных табл.4 показывает также, что на всех частотах связь $\log L_{\rm r}$ - $\log L_{\rm fir}$ почти одинаково тесная. (Меньший коэффициент корреляции на частоте 10.7 ГГц по сравнению с низкими частотами объясняется большими ошибками измерений плотностей потоков на этой частоте [28]).

Как и на частоте 1.49 ГГц, на других частотах, указанных в табл.4, также существует тесная корреляция между радио- и FIR-потоками. Корреляция

Таблица 4

ЗАВИСИМОСТЬ $\log L_r$ - $\log L_{fir}$ НА РАЗНЫХ РАДИОЧАСТОТАХ

Частота (ГГц)	Количество объектов	*r*	*m*
0.408	61	0.89	0.96 ±0.07
		0.90	0.83 ±0.06
		0.80	0.79 ±0.08
1.49	61	0.92	0.96 ±0.06
		0.93	0.91 ±0.06
		0.81	0.79 ±0.08
2.38	61	0.92	0.95 ±0.05
		0.92	0.94 ±0.05
		0.85	0.89 ±0.08
5.0	61	0.90	0.87 ±0.05
		0.91	0.85 ±0.05
		0.78	0.80 ±0.08
10.7	51	0.81	0.73 ±0.08
		0.84	0.80 ±0.07
		0.75	0.92 ±0.12

между L_r и L_{fir} для галактик разных морфологических подтипов и разных бюраканских классов на всех частотах тесная, а угловые коэффициенты линейной регрессии в пределах ошибок не отличаются от единицы.

7. *Обсуждение результатов и выводы.* Результаты, полученные нами на основании анализа связи между радиосветимостью на ряде частот и ИК-светимостью в диапазоне 40 - 120 мкм для выборки из 61 спиральной галактики, согласуются со сделанными ранее в ряде работ [1-7,10-14] заключением об универсальности связи L_r - L_{fir}.

Основные выводы настоящей работы следующие.

1. В широком интервале частот радиоизлучения (по крайней мере в диапазоне 0.408 — 10.7 ГГц) имеется тесная корреляция между светимостью на этих частотах и L_{fir} спиральных галактик. Такая же тесная корреляция существует между потоками на этих радиочастотах и потоком излучения в далекой ИК-области. Корреляция остается тесной и после учета влияния связи между массой и светимостью галактик, а также эффекта Малмквиста.

Наклоны зависимостей L_r - L_{fir} на всех частотах меньше единицы, хотя в пределах ошибок они мало отличаются от единицы.

2. Для больших значений L_{fir} корреляция связи L_r - L_{fir} ухудшается.

3. Теснота корреляции не зависит от морфологического подтипа галактик. Корреляция тесная также для всех классов бюраканской классификации.

4. Характер связи L_r - L_{fir} не зависит от значения спектрального индекса радиоизлучения.

5. Наличие перемычек в галактиках (SB-галактики), по-видимому, не влияет на характер связи. Связь радио- и ИК-излучения в отдельности для спиральных галактик с перемычкой и без перемычки подробно обсуждается в работах [36,37].

В работе [3], где собраны результаты исследований связи L_r - L_{fir} на нескольких радиочастотах, делается вывод о том, что с уменьшением частоты радиоизлучения наклон линии регрессии зависимости $\log L_r$ - $m \log L_{fir}$ увеличивается. Однако величина наибольшего изменения m на крайних частотах 0.151 — 10.7 ГГц составляет 0.14 на уровне 2.8σ. Кроме того, там рассматриваются не исправленные за зависимость светимости от массы галактик L_r и L_{fir}. В выборке, использованной в [3], кроме нормальных спиральных галактик содержатся также иррегулярные и голубые компактные, карликовые галактики. У последних, как известно, доля теплового радиоизлучения составляет заметную часть общего радиоизлучения [38]. По этим причинам сравнивать наши данные, приведенные в табл.4, с результатами [3] затруднительно.

Бюраканская астрофизическая обсерватория,
им В.А.Амбарцумяна, Армения

ON THE RELATIONSHIP OF INFRARED AND RADIO EMISSION OF SPIRAL GALAXIES

V.H.MALUMYAN

The dependence of infrared luminosity in the range 40 -120 μ*m* and radio luminosity at frequencies 0.408, 1.49, 2.38, 5.0 and 10.7 GHz among spiral galaxies has been investigated. The tight correlation exists between radio luminosities at all frequencies and FIR luminosity among spiral galaxies. The slopes of the linear regression of the relationship between luminosities at all frequencies and FIR luminosity are close to one. A tight correlation exists between radio and FIR fluxes of spiral galaxies as well. For all morphological sybtypes of spiral galaxies the correlation coefficients are high and dependences of radio and FIR luminosities are close to linear. They are practically linear for all classes of the Byurakan classification. It is shown also that for large FIR luminosities the correlations are weakened.

ЛИТЕРАТУРА

1. *X.Chi*, *A.W.Wolfendale*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **245**, 101, 1990.
2. *H.M.Sopp*, *P.Alexander*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **251**, 14p, 1991.
3. *R.Price*, *N.Duric*, Astrophys. J., **401**, 81, 1992.

4. *G.Helou*, *M.D.Bicay*, Astrophys. J., **415**, 93, 1993.
5. *C.Xu*, *U.Lisenfeld*, *H.Volk*, Astron. Astrophys., **285**, 19, 1994.
6. *C.Xu*, *U.Lisenfeld*, *H.Volk*, *E.Wunderlich*, Astron. Astrophys., **282**, 19, 1994.
7. *U.Lisenfeld*, *H.Volk*, *C.Xu*, Astron. Astrophys., **306**, 677, 1996.
8. *I.M.Jioia*, *L.Gregorini*, *U.Klein*, Astron. Astrophys., **116**, 164, 1982.
9. *F.P.Israel*, *J.M. van der Hulst*, Astrophys. J., **88**, 1736, 1983.
10. *S.Niklas et al.*, Astron. Astrophys., **293**, 56, 1995.
11. *H.Volk*, Astron. Astrophys., **218**, 67, 1989.
12. *S.Niklas*, MPFIR prep., N 686, 1996.
13. *A.Fitt*, *P.Alexander*, *M.Cox*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **233**, 907, 1988.
14. *E.Hummel*, Astron. Astrophys., **160**, L4, 1986.
15. *В.Г.Малумян*, Астрофизика, **40**, 39, 1997.
16. *В.Г.Малумян*, Астрофизика, **41**, 35, 1998.
17. *В.Г.Малумян*, Астрофизика, **41**, 647,1998.
18. *J.J.Condon*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **65**, 485, 1987.
19. *J.J.Condon*, *Q.F.Yin*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **65**, 543, 1987.
20. *G.de Vaucouleurs*, *A.de Vaucouleurs*, *H.G.Corvin*, Second Reference Catalogue of Bright Galaxies. University of Texas Press. Austin, 1976.
21. *J.Huchra*, *V.Davies*, *D.Latham*, *J.Tonry*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **52**, 89, 1983.
22. *M.P.Haynes*, *R.Giovanelli*, Astron. J., **89**, 758, 1984.
23. *E.Hummel*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **41**, 151, 1980.
24. Классификация центральных частей 711 галактик, Сообщ. Бюраканской обсерв., **47**, 43, 1975.
25. *C.J.Lonsdale*, *H.E.Smith*, Astrophys. J., **405**, L9, 1993.
26. *F.Verter*, Astrophys. J., **402**, 141, 1993.
27. *В.Иванова и др.*, Математическая статистика, Высшая школа, М., 1975.
28. *S.Niklas et al.*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **114**, 21, 1995.
29. *I.M.Gioia*, *L.Gregorini*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **41**, 329, 1980.
30. *J.J.Harnet*, Austr. J. Phys., **35**, 321, 1982.
31. *J.Pfleiderer*, *C.Durst*, *K.H.Gebler*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **192**, 635, 1980.
32. *J.Pfleiderer*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **28**, 313, 1977.
33. *R.Sramek*, Astron. J., **80**, 771, 1975.
34. *J.Pfleiderer*, *H.Boden*, *K.H.Gebler*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **40**, 351,1980.
35. *L.L.Dressel*, *J.J.Condon*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **36**, 53, 1978.
36. *Р.А.Кандалян*, *А.Т.Каллоглян*, Астрофизика, **41**, 349, 1998.
37. *Р.А.Кандалян*, *А.Т.Каллоглян*, Астрофизика, **41**, 599, 1998.
38. *U.Klein*, *H.Weiland*, *E.Brinks*, Astron. Astrophys., **246**, 323, 1991.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 43 ФЕВРАЛЬ, 2000 ВЫПУСК 1

УДК: 524.45

СТРУКТУРА СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК А 999, А 1016 И А 1142

Е.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 24 сентября 1999
Принята к печати 1 ноября 1999

Исследуется иерархическая структура скоплений галактик A999, A1016 и A1142, входящих в одно сверхскопление. С помощью метода HTree определено, что скопления A999 и A1016 представляют собой единую, динамически связанную систему, состоящую из двух «ядер» и общего поля галактик. В состав «ядер» входят практически все E и S0 галактики, функция светимости которых очень близка к гауссовской. Установлено также, что скопление A1142 как по распределению плотности, так и по радиальной скорости имеет неоднородную структуру. Расположение максимумов плотности и распределения радиальной скорости коррелируется с галактиками, которые являются источниками радио и рентгеновского излучения.

1. *Введение.* Еще Эйбллом было отмечено, что скопления неравномерно распределены на небесной сфере и образуют сверхскопления [1]. В дальнейшем, используя $2D$ корреляционную функцию, ряд авторов подтвердили данное предположение [2-6]. Применение $3D$-мерной корреляционной функции подтвердило этот результат с еще большей достоверностью [7-9].

В частности, используя предшествующие работы, авторы статей [10-12] с большой вероятностью определили, что 4 скопления: A999 ($z=0.0318$), A1016 ($z=0.0321$), A1139 ($z=0.0388$) и A1142 ($z=0.0353$) образуют одно сверхскопление. Причем, скопления A999 и A1016 находятся в непосредственной близости друг от друга. Проекционное расстояние между их эйбловскими центрами меньше 1°.

М.Вест и др. [13], на примере 7 богатых скоплений, обратили внимание на тот факт, что взаимное расположение подструктур в скоплении связано с направлением до ближайшего соседнего скопления. Аналогичную структуру имеет также сверхскопление Coma [14].

Сами скопления, как показывают исследования, по «клочковатому» распределению поверхностной плотности, распределению радиальной плотности и мультипиковой структуре рентгеновского излучения, далеки от состояния динамического равновесия [15].

Современные исследования показывают, что ~50% скоплений имеют мультикомпонентную структуру [13,16,17], причем с ростом числа данных и развитием техники исследования структуры скоплений, этот процент растет

[18]. Особенно хорошо исследованы «богатые» скопления [17]. Применение статистических методов к «бедным» скоплениям затруднено из-за немногочисленности членов. Однако подструктура обнаружена и у них [19].

Данная работа состоит из двух частей. В первой части (во втором разделе) работы исследуется иерархическая структура скоплений A999 и A1016 по отдельности, затем эта система рассматривается как одно «сверхскопление». Во второй части (в третьем разделе) рассматривается структура скопления A1142.

К сожалению, малочисленность данных (лишь 11 галактик определены как члены скопления) не позволяет применить статистические методы к скоплению A1139.

2. *Скопления галактик A999 и A1016.* 2.1. *Общие данные.* Скопления галактик A999 и A1016 по внешнему виду классифицированы как «линейные» скопления [20]. По Баутцу и Моргану для A999 определен тип I-III [20].

В работе [21] приводятся оптические данные: координаты за 1950г., позиционные углы, R звездные величины и радиальные скорости для 36 (A999) и 40 (A1016) галактик, расположенных в области с радиусом 30′ вокруг эйблловских центров каждого из скоплений. Центры скоплений A999 и A1016 имеют координаты $\alpha = 10^h 20^m 46^s$; $\delta = 13°13'$ и $\alpha = 10^h 24^m 25^s$; $\delta = 11°17'$ соответственно. Выборка для скопления A999 полная до звездной величины $R = 16.2$ и до $R = 15.5$ для A1016.

Авторами работы [21] определено, что из общего числа галактик членами скоплений A999 и A1016 являются только 20 и 22 соответственно, для которых: $R^* = 14.0$, $\langle V_r \rangle = 9700$ км/с, $sd = 261$км/с (A999) и $R^* = 14.5$, $\langle V_r \rangle = 9820$ км/с, $sd = 251$ км/с (A1016). Авторы получили, что A999 в отличие от A1016 имеет сферическую, а не линейную структуру. Ни у одной из галактик из списка не обнаружено аномального радио или рентгеновского излучений. Однако в непосредственной близости от рассматриваемой области A999, в зоне, в которой отсутствует полнота выборки оптических данных, расположена IRAS 10232+1257 галактика, которая является радио и рентгеновским источником с радиальной скоростью 9731км/с [22].

2.2. *Иерархическая структура скоплений A999 и A1016.* В [21] авторы высказывают предположение, что скопления A999 и A1016 динамически связаны и образуют небольшое сверхскопление.

Для проверки этого предположения автором настоящей статьи используется иерархический кластерный метод (HTree), описанный в работе [23]. Этот метод сортирует объекты (в данном случае галактики) в зависимости от их энергии связанности, которая представляет собой сумму кинетической и потенциальной энергий. Такой анализ был последовательно применен к каждому скоплению отдельно, затем к двум вместе.

2.2.а. *Исследование структуры скоплений галактик А999 и А1016 по отдельности.* HTree-метод применен к 36 и 40 галактикам скоплений А999 и А1016, соответственно, из работы [21], для которых определены как радиальная скорость, так и звездная величина.

По результатам кластерного анализа для скопления А999 можно сделать следующее заключение:

· 21 галактика определена как член скопления, радиальная скорость имеет диапазон от 8890 до 10200 км/с;

· система имеет «ядро» из 6 членов (эти галактики имеют самый высокий уровень связанности) и содержит «триплет» галактик.

В табл.1 приводятся средние радиальные скорости и их дисперсии для всего скопления и его подгрупп.

Таблица 1

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК А999 И А1016

Скопление	А999			А1016
Система	Все скопление	Ядро	Триплет	Все скопление
Число членов	21	6	3	22
$<V_r>$ (км/с)	9637	9555	9580	9666
sd (км/с)	309	276	216	251

В работе [21] диапазон лучевой скорости начинается с 9300км/с и в результате для 20 членов $<V_r>$ больше, а ее дисперсия меньше. С другой стороны, в работе [24] лучевые скорости для 24 галактик, определенных как члены скопления, находятся в интервале от 7600 до 10200 км/с, в результате $\langle V_r \rangle = 9568$ км/с и ее дисперсия намного больше $sd = 404$ км/с. Те три галактики (спирали, по своему морфологическому типу), которые не вошли в нашу выборку, на дендограмме кластерного анализа имеют низкий уровень связанности со скоплением в целом.

Скопление А1016, в отличие от А999, не имеет никакой подструктуры. Оно содержит 22 галактики в интервале радиальной скорости от 9100 до 10200 км/с. Средняя лучевая скорость и ее дисперсия представлены в табл.1. Отметим, что средние радиальные скорости двух скоплений практически одинаковы, дисперсия А999 несколько больше, чем у А1016, что, по-видимому, обусловлено наличием подструктуры.

По распределению плотности радиальной скорости, построенной с помощью «wavelet» анализа [25], оба скопления далеки от равновесного состояния.

На рис. 1 представлено распределение локальной плотности скоплений, определенной по методу Дресслера [26]. Как видно по рисунку, распределение локальной плотности в скоплении А999 имеет вытянутость, направленную к А1016. Два слабовыраженных пика по координатам совпадают с «ядром» и «триплетом». Отметим также, что «ядро» расположено не в центре скопления, а на периферии, в направлении скопления A1016.

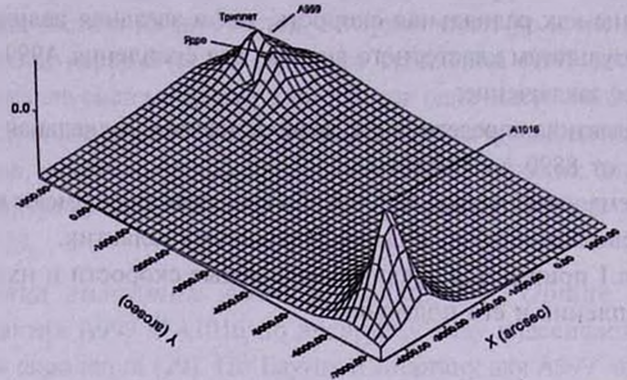


Рис.1. Распределения локальной плотности в скоплениях галактик A999 и A1016.

В работе [27] проводилось исследование профиля плотности скоплений по предложенной Кингом формуле [28]:

$$\sigma(r) = \sigma_0 \left[1 + (r/R_c)^2\right]^{-\alpha},$$

которая, как известно, соответствует гидростатическому, изотермическому случаю. В работе [27] получено, что скопление A999, при $R_c = 0.13$ Мпк, соответствует модели Кинга лишь с вероятностью 17%. Для A1016, при $R_c = 0.08$ Мпк, вероятность больше, ~50%.

Дискретную структуру имеет и профиль дисперсии радиальной скорости (ПДРС) скопления A999, представленный в работе [29], в то время как ПДРС A1016 возрастает до радиуса ~300кпк, затем остается постоянным вдоль всего радиуса скопления.

2.2.б. *Иерархическая структура «сверхскопления» A999+A1016.* По дендограмме иерархической структуры скоплений A999+A1016, построенной по методу HTree [23], можно заключить следующее: система содержит две основные подгруппы, в которые входят:

· галактики скопления A1016, которые в дальнейшем будут называться группой A1016;

· галактики скопления A999, группа A999.

Эти группы представляют собой два «ядра» сверхскопления, с примыкающим к ним общим полем галактик, в которое входят как члены скопления A999, так и A1016. В дальнейшем эта группа будет называться «общей».

В качестве примера можно привести дендограмму скопления A151, представленную в работе [23], которая имеет ту же структуру (две основные подгруппы + общие галактики), что и в нашем случае. Проведем параллель между системой A999+A1016 и бимодальными скоплениями A548, A1631, A2151, A3716 в работе [30], у которых разница между средними радиальными скоростями каждой подсистемы больше, чем 1000 км/с. Возможно предположить, что в последнем случае подсистемы расположены вдоль луча зрения на определенном расстоянии друг от друга.

В табл.2 представлены средние радиальные скорости и их дисперсии для всей системы в целом, для групп A999 и A1016 и для «общей» группы. Отметим, что средняя радиальная скорость группы A999, куда входят «ядро» и «триплет» этого скопления, несколько отличается от средних радиальных скоростей группы A1016 и «общей» группы.

Таблица 2

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ "СВЕРХСКОПЛЕНИЯ" A999+A1016

Система	Все галактики	A1016	A999	«Общая» группа
Число членов	43	16	12	15
$<V>$ (км/с)	9662	9699	9562	9702
sd (км/с)	276	232	213	354

2.2.в. ***Функция светимости и распределение галактик различных морфологических типов в «сверхскоплении» A999+A1016.*** На рис.2 представлена функция светимости для групп A999, A1016 и для «общей» группы. Обратим внимание на тот факт, что в «ядра» системы

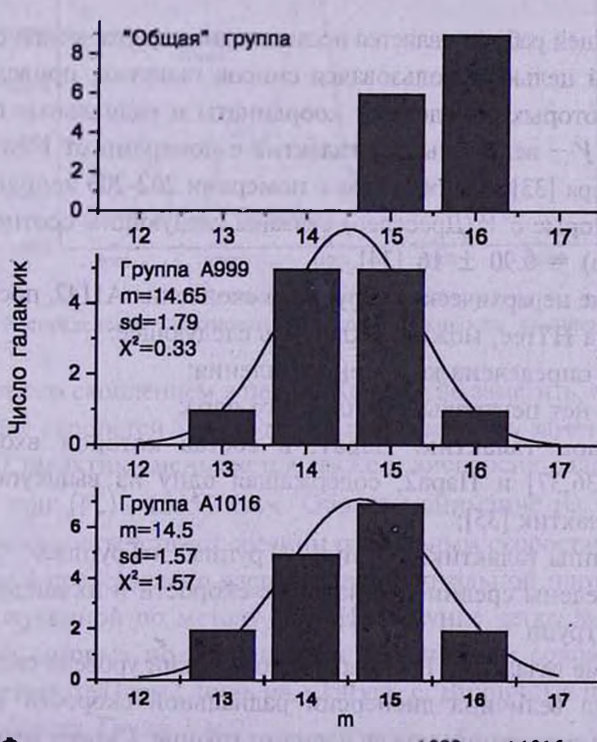


Рис.2. Функция светимости галактик «ядер» A999 и A1016 и «общей» группы

входят все яркие галактики до 14.5 звездной величины и практически отсутствуют объекты слабее 15.5. Важно отметить, что функция светимости «ядер» очень хорошо коррелирует с гауссовским распределением.

Наблюдается также различие в распределении галактик различных морфологических типов в подгруппах. Если в обоих скоплениях содержится 10 - E, 7 - S0 и 26 - S галактик, то в группы A999 и A1016 входят 8 - E, 6 - S0 и 14 - S, т.е. почти все эллиптические и линзовидные галактики входят в «ядра» системы.

3. *Скопление галактик A1142.* 3.1. *Общие данные.* Эйблловский центр скопления галактик A1142 (Zw 058.6+10149) имеет координаты $\alpha = 10^h\ 58^m.3$, $\delta = 10°49'$, класс богатства 0 [31] и тип c7 [32]. По морфологии галактик этот объект относится к богатому спиралями [33].

В работе [34] приводится список 67 галактик, локализованных в области с площадью ~2 кв.градусов вокруг центра с координатами $\alpha = 10^h\ 57^m.9$, $\delta = 10°47'$, что отстоит от центра, определенного Эйбллом, на 16'. Для объектов с $V < 16.5$ выборка полная. Скопление имеет интенсивное рентгеновское излучение [35], источником которого являются две сейфертовские галактики. Одна галактика является довольно мощным радиоисточником [36,37].

3.2. *Структура скопления A1142.* В работе [38] показано, что с вероятностью ~90% в скоплении присутствуют три подгруппы. С другой стороны, авторы работы [34] утверждают, что это лишь результат наложения фоновых галактик.

Задачей настоящей работы является исследование иерархической структуры скопления. С этой целью использовался список галактик, приведенный в работе [34], для которых определены координаты и радиальные скорости. Всего 64 объекта. $V-$ величины для галактик с номерами от 1 до 70 взяты из работы Дресслера [33], для объектов с номерами 202-206 использовались величины m_{Zw}, которые с V (Дресслер) связаны следующим соотношением: m_{Zw} - V (Дресслер) = 0.90 ± 16 [34].

По дендограмме иерархической структуры скопления A1142, построенной с помощью метода HTree, можно заключить следующее:

· 41 галактика определена как член скопления;

· в скоплении нет центрального плотного ядра;

· есть две пары галактик: Пара1, в состав которой входит E/D радиогалактика [36,37] и Пара2, содержащая одну из вышеупомянутых сейфертовских галактик [35];

· есть три группы галактик: Группа1 , Группа2 и Группа3.

В табл.3 приведены средние радиальные скорости и их дисперсии для вышеозначенных групп.

На дендограмме галактики Группы3 имеют низкий уровень связанности, достаточно велика величина дисперсии радиальной скорости и среднее межгалактическое расстояние между членами группы. Скорее всего, она не

Таблица 3

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК А1142

Система	Число членов	$\langle V_r \rangle$ (км/с)	*sd* (км/с)
Пара1	2	10985	21
Пара2	2	10335	121
Группа1	4	10705	65
Группа2	3	9848	488
Группа3	3	12136	693
Все скопление	41	10603	720

является динамически связанным триплетом. По всей видимости, объединяет их в одну подгруппу низкий уровень связанности со скоплением в целом.

На рис.3 представлено распределение плотности радиальной скорости, построенной по методу [25], для двух случаев: 1 - для 41 галактики и 2 - для 37 членов скопления. Те 4 объекта (Группа3 + 1 галактика), которые исключены в последнем случае, на дендограмме имеют низкий уровень

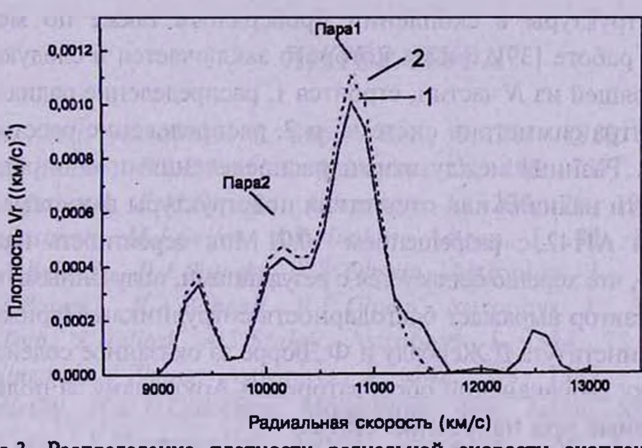


Рис.3. Распределение плотности радиальной скорости скопления галактик А1142.

связанности со скоплением в целом. Как можно заметить, в области больших радиальных скоростей между двумя кривыми есть заметная разница. Для данных 37 галактик уменьшается также и дисперсия радиальной скорости 554 км/с, при $\langle V_r \rangle = 10455$ км/с. Обратим внимание на тот факт, что два пика графика соответствуют средним радиальным скоростям Пары1 и Пары2.

На рис.4 представлено распределение локальной плотности скопления А1142, полученной по методу [33]. На рисунке четко выражено два max, первый из которых по координатам практически совпадает с Парой1, а другой отстает от Пары2 лишь на ~250 угл. с. Вторичные пики расположены также в области Групп 1 и 2.

Как видим, скопление A1142 имеет неоднородную структуру как по распределению плотности, так и по радиальной скорости. В вышеупомянутой работе [27], где для 90 скоплений проводилось исследование профиля плотности по формуле Кинга [28], было показано, что скопление A1142 очень далеко от изотермического и гидростатического состояний.

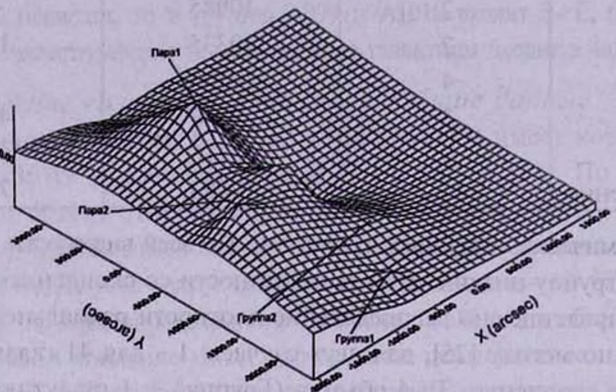


Рис.4. Распределение локальной плотности в скоплении галактик A1142.

Наличие подструктуры в скоплении проверялось также по методу, предложенному в работе [39], смысл которого заключается в следующем: для системы, состоящей из N частиц, строится 1. распределение радиальных расстояний от центра симметрии системы и 2. распределение расстояний между частицами. Разница между этими распределениями и определяет степень вероятности наличия или отсутствия подструктуры в системе.

Для скопления A1142 с разрешением ~0.01 Мпк вероятность наличия подструктуры >98%, что хорошо согласуется с результатами, полученными выше.

В заключение автор выражает благодарность сотрудникам Парижского астрофизического института Д.Жербалу и Ф.Дюрре за оказанное содействие, а также сотруднику Бюраканской обсерватории А.Арутюняну за полезные замечания, сделанные при написании статьи.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
им. В.А.Амбарцумяна, Армения

THE STRUCTURE OF THE CLUSTERS OF GALAXIES A 999, A 1016 AND A 1142

E.H.NIKOGOSSIAN

In the present paper the hierarchical structure of clusters of galaxies A999, A1016 and A1142, included in the same supercluster is investigated. With the help of a method HTree is determined, that the clusters A999 and A1016 represent uniform, dynamically connected system consisting of two "nuclei" and a common field of galaxies. Structure of "nuclei" includes practically all of E and S0 galaxies, and their luminosity function is very close to gauss distribution. It was determined also, that the cluster A1142 both for distribution of density, and radial velocity has non-uniform structure. The location of maximum of density and peaks of distribution of radial velocities are correlated with galaxies, possessing radio and X-ray radiation.

ЛИТЕРАТУРА

1. *G.O.Abell*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **3**, 211, 1958.
2. *M.G.Hauser*, *P.J.E.Peebles*, Astrophys. J., **185**, 757, 1973.
3. *N.A.Bahcall*, *R.M.Soneria*, Astrophys. J., **270**, 20, 1983.
4. *M.Postman*, *M.J.Geller*, *J.P.Huchra*, Astron. J., **91**, 1267, 1986.
5. *N.A.Bahcall*, *D.J.Batuski*, *R.P.Olowin*, Astrophys. J., **333**, L13, 1988.
6. *D.J.Batuski*, *N.A.Bahcall*, *R.P.Oliwin*, Astrophys. J., **341**, 599, 1989.
7. *G.Toth*, *J.Hollosi*, *A.S.Szalay*, Astrophys. J., **344**, 75, 1989.
8. *Y.Jingand*, *J.Zhang*, Astrophys. J., **342**, 639, 1989.
9. *C.McGill*, *H.M.D.Couchman*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **236**, 51, 1989.
10. *A.Cappi*, *S.Maurogordato*, Astron. Astrophys., **259**, 423, 1992.
11. *D.J.Batuski*, *J.O.Burns*, *H.V.Newberry*, *et al*, Astron. J., **101**, 1983, 1991.
12. *M.Postman*, *J.P.Huchra*, M.J.Geller, Astrophys. J., **384**, 423, 1992.
13. *M.J.West*, *C.Jones*, *W.Forman*, Astrophys. J., **451**, L5, 1995.
14. *D.S.Gerbal*, *F.Durret*, *E.H.Nikogossian et al*, in «A New Vision of an Old Cluster: Untangling Coma Berenices», 1997, p.50.
15. *J.R.Kreissler*, *T.C.Beers*, Astron. J., **113**, 80, 1997.
16. *C.Bird*, Astron. J., **107**, 1637, 1994.
17. *E.Escalera*, *A.Biviano*, *M.Girardi et al*, Asrophys. J., **423**, 539, 1994.
18. *B.Maccagni*, *M.Girardi*, *D.Fadda*, Astrophys. J., **482**, 41, 1997.
19. *E.Nikogossian*, *F.Durret*, *D.Gerbal et al*, Astron. Astrophys., **349**, 97, 1999.
20. *M.F.Struble*, *C.Ftadas*, Astron. J., **108**, 1, 1994.
21. *G.N.F.Chapman*, *M.J.Geller*, *J.P.Huchra*, Astron. J., **94**, 571, 1987.

22. *M.P.Haynes*, *R.Giovanelli*, *et. al*, Astron. J., **113**, 1197, 1997.
23. *A.Serna*, *D.Gerbal*, Astron. Astrophys., **309**, 65, 1996.
24. *A.I.Zabludoff*, *J.P.Huchra*, *M.Geller*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **74**, 1, 1990.
25. *D.Fadda*, *E.Slezak*, *A.Biviano*, Astron. Astrophys., **127**, 335, 1998.
26. *A.Dressler*, Astrophys. J., **236**, 351, 1980.
27. *M.Girardi*, *A.Biviano*, *G.Giuricin et al*, Astrophys. J., **438**, 527, 1995.
28. *I.R.King*, Astron. J., **67**, 471, 1962.
29. *D.Fadda*, *M.Girardi*, *G.Giuricin et al*, Astrophys. J., **473**, 670, 1996.
30. *E.Escalera*, *A.Biviano*, *M.Girardi et al*, Astrophys. J., **423**, 539, 1994.
31. *G.O.Abell*, *H.G.Corwin*, *H.P.Olowin*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **70**, 1989.
32. *M.E.Struble*, *H.J.Rood*, Astron. J., **87**, 7, 1982.
33. *A.Dressler*, Astroph. J. Suppj. Ser., **42**, 565, 1980.
34. *M.J.Geller*, *T.C.Beers*, *G.D.Bathum et al*, Astron. J., **89**, 319, 1984.
35. *D.A.White*, *C.Jones*, *W.Forman*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **292**, 419, 1997.
36. *M.J.Ledlow*, *F.N.Owen*, Astron. J., **109**, 853, 1995.
37. *F.N.Owen*, *M.J.Ledllow*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **108**, 41, 1995.
38. *J.R.Kreissler*, *T.C.Beers*, Astron. J., **113**, 80, 1997.
39. *E.Salvador-Sole*, *M.Sanroma*, *G.Gonzalez-Casado*, Astrophys. J., **402**, 398, 1993

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 43 ФЕВРАЛЬ, 2000 ВЫПУСК 1

УДК: 524.74

ВЕРХНИЙ ПРЕДЕЛ ДЛЯ УГЛОВОГО МОМЕНТА ГАЛАКТИК. II

Л.П.ОСИПКОВ

Поступила 25 мая 1999
Принята к печати 15 октября 1999

Анализ уравнения Лагранжа-Якоби для нестационарных систем с отрицательной полной энергией позволяет найти верхний предел для углового момента нестационарных самогравитирующих систем, испытывающих так называемые квазигомологические вириальные колебания.

1. *Введение*. Продолжая наше исследование, рассмотрим в данной статье некоторые классы нестационарных вращающихся гравитирующих систем и покажем, что и для них существует ограничение на величину момента количества движения. Будем исходить из уравнения Лагранжа-Якоби

$$\frac{1}{2}\frac{d^2 I}{dt^2} = 2\mathrm{T} + W$$

и закона сохранения энергии изолированной системы

$$T + W = E.$$

Здесь T - кинетическая, W - потенциальная, E - полная энергия системы. Потенциальная энергия

$$W = -k_1 G M^{5/2} I^{-1/2},$$

где G - гравитационная постоянная, M - масса, k_1 - безразмерный структурный множитель. Напомним также, что мы ввели эффективную угловую скорость

$$\omega = (2k_2)^{1/2} L I_R^{-1},$$

где L - угловой момент системы, I_R - момент инерции относительно оси вращения, k_2 - безразмерный структурный множитель, определяемый равенством $k_2 = KL^{-2} I_R$, где K - кинетическая энергия вращения. Эффективная сферичность системы $\varepsilon = (2 I_z / I_R)^{1/2}$, где I_z - момент инерции относительно плоскости. Тогда $I_z / I = \varepsilon(2+\varepsilon^2)^{-1/2}$.

2. *Нестационарные квазигомологические системы*. Будем рассматривать специальный класс нестационарных систем, для которых в ходе эволюции $k_1 = \mathrm{const}$ (условие квазигомологичности). Тогда существует

интеграл уравнения Лагранжа - Якоби, который мы назвали интегралом инерционной энергии:

$$\frac{1}{2}\dot{I}^2 - \Pi(I) = \mathcal{E},$$

где

$$\Pi(I) = 4\,E + 4\,k_1 G M^{5/2} I^{1/2}$$

- так называемый потенциал инерции. Запишем этот интеграл в следующей форме:

$$\frac{1}{2}\dot{I}^2 - 4\,IT = \mathcal{E}. \qquad (1)$$

На этот раз кинетическая энергия $T = Q + K + S$, где $S \geq 0$ - кинетическая энергия вириальных колебаний, связанных с радиальными движениями центроидов. Тогда

$$4\,IK = (-\mathcal{E}) - 4\,I(Q + S) + \frac{1}{2}\dot{I}^2,$$

поэтому $K \leq \left[(-\mathcal{E}) + \frac{1}{2}\dot{I}^2\right] \Big/ (4\,I)$. Для стационарных систем это неравенство переходит в полученное выше. Переходя к угловому моменту L, находим, что

$$L^2 \leq \frac{1}{4k_2}\frac{I_R}{I}\left[(-\mathcal{E}) + \frac{1}{2}\dot{I}^2\right] = \frac{1}{2k_2}\frac{1}{2+k^2}\left[(-\mathcal{E}) + \frac{1}{2}\dot{I}^2\right]. \qquad (2)$$

В ходе квазигомологических вириальных колебаний величина $\dot{I}^2$ меняется (как и эффективная сферичность ε). Однако если $\mathcal{E} \leq 0, E \leq 0$, то интегральные кривые на фазовой полуплоскости $I \geq 0$, $\dot{I}$ являются замкнутыми овалами [5], так что величина $|\dot{I}|$ остается ограниченной. Поскольку $\frac{1}{2}\left(\dot{I}^2\right) = \mathcal{E} + \Pi(I)$, то получаем, что $\dot{I}^2$ достигает максимума при $\Pi'(I) = 0$, т.е. при $I = I_c$, где

$$I_c = \left(k_1^2/4\right) G^2 M^5 (-E)^{-2}. \qquad (3)$$

I_c - это такое значение момента инерции, при котором гравитирующая система с массой M и энергией E находится в состоянии вириального равновесия (является стационарной). Тогда

$$\frac{1}{2}\left(\dot{I}^2\right)_{\max} = \mathcal{E} + \Pi(I_c) = \mathcal{E} + 4\,I_c(-E), \qquad (4)$$

и

$$L^2 \leq \frac{2}{k_2}\frac{1}{2+\varepsilon^2} I_c(-E) \leq k_2^{-1} I_c(-E),$$

или

$$L^2 \le \left(k_2^{-1}k_1^2/4\right)G^2M^5(-E)^{-1}. \tag{5}$$

В последней форме неравенство (5) полностью совпадает с полученным в первой части работы неравенством (9), (14) для стационарных систем.

Для энергии вращения получаем , что $K \le (I/I_c)(-E)$ или $K \le 4(-W)(E/W)^3$, что отличается от неравенства $K \le (-W)$, следующего из закона сохранения энергии. Равенство достигается для "холодной" стационарной системы.

Физический смысл найденных неравенств состоит в том, что даже для нестационарных, но гравитационно связанных систем $(E \le 0!)$, момент вращения не может быть сколь угодно велик. Для астрономических приложений целесообразно ослабить последнее неравенство, заменив в нем E на W.

3. *Квазигомологические колебания*. Попытаемся уточнить полученное неравенство (5). Предположим, что параметр $\varepsilon^2 \ge 0$. Перепишем (2):

$$L^2 \le (4k_2)^{-1}\left[(-\mathcal{E}) + \frac{1}{2}\dot{I}^2\right].$$

Величина $\dot{I}^2$ является периодической функцией времени t с периодом $\mathcal{T}(E,\mathcal{E})$. Усредним последнее неравенство за период вириальных колебаний. Обозначим

$$C = (2\mathcal{T})^{-1}\int_0^{\mathcal{T}} \dot{I}^2 dt, \tag{6}$$

тогда

$$L^2 \le \frac{1}{4k_2}[(-\mathcal{E}) + C] \tag{7}$$

Для нахождения величины C нужно знать решение уравнения Лагранжа - Якоби. Поскольку последнее не выражается в элементарных функциях, ограничимся вириальными колебаниями, близкими к положению равновесия.

Целесообразно перейти к безразмерным переменным. За единицу момента инерции возьмем I_c, единицу времени $-t_0 = \frac{1}{2}\left[I_c/(-E)\right]^{1/2}$. Обозначим $i = I/I_c$, $\tau = t/t_0$. Получим, что в безразмерной форме уравнение Лагранжа-Якоби записывается следующим образом:

$$d^2 i/d\tau^2 = -1 + i^{-1/2}. \tag{8}$$

Введем безразмерное отклонение от положения равновесия $\xi = i - 1$. Разлагая правую часть уравнения Лагранжа - Якоби (8) в ряд, сходящийся при $|\xi| \le 1$, перепишем его в следующем виде:

$$d^2\xi/d\tau^2 = -\lambda^2\xi + \psi(\xi), \qquad \psi(\xi) = \sum_{i=2}^{\infty} \alpha_i \xi^i, \tag{9}$$

где $\lambda^2 = 1/2$ - квадрат безразмерной частоты малых вириальных колебаний, $\alpha_2 = 3/8, \cdots$ Будем искать решение уравнения (9), удовлетворяющее начальным условиям

$$\xi(0) = c \geq 0, \qquad d\xi/d\tau(0) = 0. \tag{10}$$

Методом Ляпунова можно получить [6], что

$$\xi = c\cos\tau^* + c^2\left(-\frac{3}{15} - \frac{1}{8}\cos\tau^* - \frac{1}{16}\cos 2\tau^*\right) + O\left(c^3\right),$$

причем

$$\tau^* = \tau\lambda\left[1 + c^2 h + O\left(c^3\right)\right]^{-1}, \qquad h = -15/256. \tag{11}$$

Усредняя за период вириальных колебаний, находим, что

$$\left\langle (d\xi/d\tau)^2 \right\rangle = \lambda^2 c^2 \left[(1/2) + (1/8)c + O\left(c^2\right)\right]. \tag{12}$$

Вернемся к размерным величинам. Интересующая нас величина в неравенстве (7)

$$C = \frac{1}{2}(I_c/t_0)^2 \left\langle (d\xi/d\tau)^2 \right\rangle.$$

Подставляя (12), получаем, что

$$C = \frac{k_1^2}{2}\frac{G^2M^5}{(-E)}c^2\left[\frac{1}{2} + \frac{1}{8}c + O\left(c^2\right)\right]. \tag{13}$$

Вспомним, что в положении равновесия системы инерционная энергия $\mathcal{E}_c = k_1^2 G^2 M^5/E$. Легко найти, что величина c связана с относительным отклонением инерционной энергии от равновесного значения

$$\Delta\mathcal{E} = (\mathcal{E} - \mathcal{E}_c)/(-\mathcal{E}_c),$$

а именно,

$$\Delta\mathcal{E} = 2 + c - 2\sqrt{1+c}.$$

Для малых c

$$c^2 = 4\left[\Delta_\mathcal{E} + O\left(\Delta_\mathcal{E}^2\right)\right].$$

Тогда можно записать, что

$$C = \frac{1}{2}(\mathcal{E} - \mathcal{E}_c)\left[1 + \frac{1}{4}c + O\left(c^2\right)\right]. \tag{14}$$

Заметим, что $\frac{1}{2}\left(\dot{I}\right)^2_{\max} = \mathcal{E} - \mathcal{E}_c$. Таким образом, в результате усреднения по вириальным колебаниям соответствующий член в неравенстве (7) для L^2

уменьшился примерно вдвое. Это не удивительно: вблизи положения равновесия интегральные кривые на полуплоскости $I \geq 0, \dot{I}$ почти симметричны относительно прямой $I = I_c$.

4. *Неквазигомологические системы*. Для неоднородных гравитирующих систем условие квазигомологичности, вообще говоря, в точности не выполняется. Согласно численным экспериментам вириальные колебания являются менее правильными и их амплитуда со временем уменьшается. Это означает, что в уравнении Лагранжа - Якоби множитель k_1 не является постоянным и интеграл инерционной энергии не существует. Справедлива, однако, следующая важная теорема, доказанная Хильми [1]: если для всех $t \geq 0$ выполняется неравенство $0 \leq I(t) \leq k < \infty$, то для любых $\delta \geq 0$, $T_k \geq 0$ найдется такое $t' \geq T_k$, что $|W(t') - 2E| \leq \delta$. Это означает, что система колеблется относительно положения равновесия.

Если отклонения от квазигомологичности заметны лишь на интервалах времени, много бóльших периода вириальных колебаний, то вместо интеграла инерционной энергии можно использовать соответствующий адиабатический инвариант $\mathcal{J}$. По общему правилу

$$\mathcal{J} = \oint [2(\mathcal{E} + \Pi(I))]^{1/2}\, dI .$$

Мы ограничимся случаем систем, настолько близких к равновесному состоянию, что их квазигомологические вириальные колебания можно считать гармоническими [2,3]. Тогда

$$\mathcal{J} = (-\mathcal{E})\mathcal{T}(E,\mathcal{E})/(2\pi). \tag{15}$$

Из приведенных выше соотношений (3), (11) получаем, что

$$\mathcal{T} = t_0(2\pi/\lambda) = (\pi/2)(2I_c)^{1/2}(-E)^{-1/2},$$

тогда в нашем приближении

$$\mathcal{J} = -\frac{1}{4}(2I_c)^{1/2}(-E)^{-1/2}\left[\frac{1}{2}\dot{I}^2 - \Pi(I)\right], \tag{16}$$

или, в развернутой форме,

$$\mathcal{J} = \frac{-k_1}{4\cdot 2^{1/2}}\frac{GM^{5/2}}{(-E)^{3/2}}\left[\frac{1}{2}\dot{I}^2 - 4IT\right] = \frac{1}{4\cdot 2^{1/2}}(-E)^{-3/2}(-W)I^{1/2}(-\mathcal{E}).$$

Дальнейший анализ проводится так же, как и для квазигомологических систем с заменой в (2) или (7) и (14) $(-\mathcal{E})$ на $4(2^{1/2}/k_1)(-E)^{3/2}\mathcal{J}/(GM^{5/2})$. Адиабатический инвариант можно использовать и при учете изменения энергии системы E и массы M. Обычный интеграл энергии в этих случаях уже нельзя использовать, а соответствующий ему адиабатический инвариант не существует (вследствие некомпактности инвариантных многообразий в фазовом пространстве задачи N тел).

5. *Скопление на однородном фоне*. Рассмотрим звездную систему (скопление), расположенную в однородном, изотропном и стационарном гравитирующем фоне плотности ν. Запишем обобщение уравнения Лагранжа-Якоби для такой системы, найденное Дубошиным и Рыбаковым [4]:

$$d^2 I/dt^2 = 4\,H - 2W - 4æ^2\, I, \tag{17}$$

где

$$H = T + W + \frac{1}{2}æ^2\, I = \text{const.} \tag{18}$$

- обобщение интеграла энергии, а æ - частота колебаний пробного тела в фоне, т.е. $æ = (4/3)\pi G\,\nu$. Теперь потенциал инерции

$$\Pi(I) = 4\,HI + 4\,k_1 GM^{5/2} I^{1/2} - 2æ^2\, I^2 = 4\,I\left(H - W - \frac{1}{2}æ^2\, I\right). \tag{19}$$

Интеграл инерционной энергии

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2}\dot{I}^2 - 4\,IT. \tag{20}$$

Дальнейшее исследование проводится так же, как и для изолированной системы (с учетом ограниченности интервала возможных значений I). Качественный анализ обобщенного уравнения Лагранжа-Якоби (17), (18) выполнил автор [5,6], а его аналитическое решение нашел Кожанов [7]. Вместо обычного интеграла момента количества движения изолированной системы при этом следует использовать так называемые интегралы Чандрасекара (см. [6]).

6. *Основные результаты*. Использование вместо теоремы вириала интеграла инерционной энергии позволяет перенести результаты первой части работы на нестационарные квазигомологические гравитируюшие системы. Найденное ограничение сверху на квадрат углового момента таких систем имеет в точности такой же вид, как и для стационарных систем. Усреднение за период квазигомологических "вириальных" колебаний системы позволяет снизить этот верхний предел. Подобная процедура была проделана в явном виде для случая слабой нестационарности. Использование вместо интеграла инерционной энергии адиабатического инварианта вириальных колебаний позволяет исследовать и системы, не являющиеся квазигомологическими.

Данное исследование отчасти поддержано Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 95-02-05007 и 96-02-19658) и выполнено в соответствии с Государственной комплексной научно-технической программой России "Астрономия" (проект 1.2.4.5.). Автор благодарен С.А.Кутузову за полезные замечания.

Санкт-Петербургский государственный универститет,
Россия

THE UPPER LIMIT FOR ANGULAR MOMENTUM OF GALAXIES. II

L.P.OSSIPKOV

An analysis of the Lagrange-Jacobi's equation for negative energy systems allows to find the upper limit for angular momentum for time-dependent selfgravitating systems oscillating quasi-homologically.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г.Ф.Хильми,* Докл. АН СССР, **70**, 393, 1950.
2. *Su-Shu Huang*, Astron. J., **59**, 137, 1954.
3. *D.Lynden-Bell*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **136**, 101, 1967.
4. *Г.Н.Дубошин*, *А.И.Рыбаков*, Астрон. ж., **46**, 895, 1969.
5. *Л.П.Осипков*, в кн.: "Звездные скопления и проблемы звездной эволюции", Изд. Уральск. ун-та, Свердловск, 1983, с. 20.
6. *Л.П.Осипков*, Вестн. С.-Петербургск. ун-та, сер. 1, вып. 1, 125, 1993.
7. *Т.С.Кожанов*, в кн.: "Звездные скопления и проблемы звездной эволюции", Изд. Уральск. ун-та, Свердловск, 1983, с. 111.

А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 43 ФЕВРАЛЬ, 2000 ВЫПУСК 1

УДК: 521.172

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВЗРЫВОПОДОБНОГО ИМПУЛЬСА ВО ВЛОЖЕННОМ ВРАЩАЮЩЕМСЯ ЛЕГКОМ ГАЗОВОМ ДИСКЕ

М.Г.АБРАМЯН, С.Г.ХАЧАТРЯН

Поступила 30 июня 1999
Принята к печати 1 ноября 1999

Изучено распространение осесимметричных нелинейных возмущений плотности, образованных в центральной части вложенного вращающегося газового диска, возмущениями гравитационного поля которого можно пренебречь. Обсуждено ранее примененное нами приближение непрерывных решений и реализован численный метод характеристик при интегрировании системы двумерных гидродинамических уравнений. Аналитически получено качественное описание движения пиков вдали от центра диска. С учетом диссипативных сил прослежена эволюция взрывоподобного возмущения по диску.

1. Введение. Задача распространения осесимметричных возмущений плотности во вложенном бесконечно тонком вращающемся газовом диске в пренебрежении самогравитацией была поставлена в работе [1]. Была оценена возмущенная гравитационная сила по сравнению с возмущенной гидродинамической силой и показано, что в легких горячих дисках вокруг массивных компактных объектов и в центральных областях экстремально плоских подсистем галактик возмущениями гравитационного потенциала при изучении динамики газового диска можно пренебречь.

Система двумерных гидродинамических уравнений

$$\frac{\partial v_r}{\partial t}+v_r\frac{\partial v_r}{\partial r}-2\Omega v_\phi-\frac{v_\phi^2}{2}=-c_s^2\left(\frac{\sigma_g}{\sigma_{0g}}\right)^{\gamma-2}\frac{1}{\sigma_{0g}}\frac{\partial\sigma_g}{\partial r}, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial v_\phi}{\partial t}+\frac{\chi^2}{2\Omega}v_r+\frac{v_r}{2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r v_\phi\right)=0, \qquad (2)$$

$$\frac{\partial\sigma_g}{\partial t}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\sigma_g v_r\right)=0, \qquad (3)$$

(где $\Omega(r)$ - угловая скорость вращения диска, $\chi=2\Omega\sqrt{1+\frac{r}{2\Omega}\frac{d\Omega}{dr}}$ - эпициклическая частота, γ - "плоский" показатель политропы [2-4], v_ϕ — возмущение азимутальной скорости, v_r - радиальная скорость, $\sigma_g=\sigma_{0g}+\sigma_g'$

- полная возмущенная поверхностная плотность газа), соответствующая такой постановке, является, как показано ниже, гиперболической системой квазилинейных уравнений. В общем случае, следовательно, она приводит к образованию разрывов, допуская их распространение [5].

В работе [1] изучалась динамика достаточно коротковолновых ($L/2\pi R << 1$) стационарных прогрессивных возмущений вида

$$\sigma_g = \sigma_g(r - wt), \ \upsilon_r = \upsilon_r(r - wt), \ \upsilon_\varphi = \upsilon_\varphi(r - wt), \tag{4}$$

где w - постоянная скорость распространения нелинейной волны. В этом случае система разрешима в квадратурах. Приведем два из основных результатов, первый из которых является определением предельной амплитуды, а аналогия со вторым будет прослежена ниже.

а) При заданных значениях параметров w и γ амплитуда нелинейной прогрессивной волны ограничена значением

$$\Sigma_{0b} = w^{2/(\gamma+1)} - 1. \tag{5}$$

б) Между предельными значениями амплитуд радиальной скорости и плотности существует простая связь:

$$u_{0b} = \Sigma_{0b} = w^{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}}, \tag{6}$$

При естественном для межзвездной среды значении $\gamma = 1$ имеем

$$u_{0b} = \Sigma_{0b} = w - 1. \tag{7}$$

В работе [6] нестационарные решения в окрестности точки τ радиусом $\Delta\tau$ были представлены в виде локального степенного ряда

$$\upsilon(x, \tau + \Delta\tau) = \sum_{k=0}^{\infty} C_k(x, \tau)\Delta\tau^k, \tag{8}$$

где коэффициенты C_k - непрерывные, двукратно дифференцируемые по x функции. Рассматривалась модель твердотельно вращающегося $(\chi/2\Omega = 1)$ изотермического диска ($\gamma = 1$) и были выявлены следующие основные закономерности распространения нелинейных возмущений при различных начальных условиях [6].

а) Случай слабой нелинейности ($\sigma'_g \le 0.1\sigma_{0g}$).

- Импульс распространяется со скоростью звука.

- Асимптотически выполняется соотношение, аналогичное (7): разность между амплитудами радиальной скорости и возмущения плотности стремится к нулю, при этом сами амплитуды также монотонно убывают.

б) Случай сильной нелинейности ($\sigma'_g \approx 2\sigma_{0g}$)

- Наблюдается характерное искажение профиля начального импульса: максимум постепенно заостряется до тех пор, пока на переднем фронте не появляется точка с бесконечно большой пространственной производной. Происходит опрокидывание волны — образуется ударная волна.

- Строго говоря, этим моментом ограничивается область применимости обсужденного метода, поскольку далее реальный профиль описывается разрывной функцией. Попытка продолжения расчетов, то есть моделирования профиля в точке разрыва узкой (шириной порядка Δx) областью непрерывного, но резкого скачка, приводит к резкому накоплению ошибок [7]. Это качественно трансформирует форму импульса: в области разрыва образуются высокочастотные осцилляции, распространяющиеся со временем по всему профилю, превращая его в серию узких пиков (см. [6]).

2. *Опрокидывающаяся волна и распространение разрывов.* Переходом к новым независимым переменным $x = \chi r/c_s$, $\tau = \chi t$ и введением безразмерных величин [8]

$$u = \frac{v_r}{c_s},\ \ v = \frac{2\Omega}{\chi c_s} v_\phi,\ \ \Sigma_1 = \ln\left(\frac{\sigma_g}{\sigma_{0g}}\right), \tag{9}$$

систему (1)-(3) можно представить в безразмерном виде

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + u\frac{\partial u}{\partial x} - v - \frac{v^2}{x} + \frac{\partial \Sigma_1}{\partial x} = 0, \tag{10}$$

$$\frac{\partial v}{\partial \tau} + u + \frac{u}{x}\frac{\partial}{\partial x}(x v) = 0, \tag{11}$$

$$\frac{\partial \Sigma_1}{\partial \tau} + \frac{1}{x}\frac{\partial}{\partial x}(xu) + u\frac{\partial \Sigma_1}{\partial x} = 0. \tag{12}$$

Матрица, составленная из коэффициентов при производных по пространственной переменной,

$$a_{ij} = \begin{pmatrix} u(x,\tau) & 0 & 1 \\ 0 & u(x,\tau) & 0 \\ 1 & 1 & u(x,\tau) \end{pmatrix},$$

является вещественной и симметрической. Следовательно, уравнения (10)-(12) составляют гиперболическую систему, имеющую три семейства характеристик [5,9]. Соответствующие характеристические скорости суть собственные числа матрицы a_{ij}: $c_1 = u - 1$, $c_2 = u$, $c_3 = u + 1$.

Наиболее эффективным для решения гиперболических систем является метод интегрирования вдоль характеристик [10]. Этот метод использован в данном разделе.

Из (11), (12) следуют связи [11]

$$u = \frac{\partial v}{\partial \tau}\left[1 + \frac{1}{x}\frac{\partial}{\partial x}(x v)\right]^{-1};\ \ \Sigma_1 = \ln\left(1 + \frac{\partial}{\partial x}(x v)\right), \tag{13}$$

подстановкой которых в (10) получим уравнение второго порядка с характеристиками $c_1 = u-1$ и $c_3 = u+1$ относительно $\upsilon(x,\tau)$ [1]. Эффективный итеративный алгоритм интегрирования гиперболических уравнений второго порядка, использованный нами для решения системы уравнений (10), (13), описан в монографии [12].

Начальные условия выбирались такого же типа, что и в работе [6]: стационарное возмущение со скоростью распространения $w = \mathrm{const}$ в начальный момент времени, удовлетворяющее закону сохранения массы -

$$\upsilon(x,0) = x^{\lambda}\left(x^{m}-1\right)e^{-\alpha x^{n}}; \quad \upsilon_{\tau}(x,0) = -w\,\upsilon_{x}(x,0), \tag{14}$$

где $\lambda \ge 1, m \ge 1, n \ge 1$. В отличие от предыдущей работы, где был исключен из рассмотрения центр диска, здесь начальное распределение возмущений задано вплоть до $x = 0$, что дополнительно ограничивает λ снизу. Из (13) и (14) легко можно установить поведение основных величин вблизи центра: $\upsilon(x,0) \sim x^{\lambda}$, $\Sigma_1(x,0) \sim x^{\lambda-1}$, $u(x,0) \sim x^{\lambda-1}$, при $x \to 0$. Подстановкой этих асимптотических выражений в систему (10)-(12), с требованием конечности каждого слагаемого в отдельности, определяется нижний предел параметра λ: $\lambda \ge 2$, в отличие от ранее принятого $\lambda = 1$ [6].

Никаких граничных условий при $x = 0$ не задавалось. Поэтому область интегрирования на (x,τ)-плоскости была ограничена полуосью $0 \le x \le +\infty$ и характеристической кривой $dx/d\tau = u+1$, выходящей из точки (0,0).

На рис.1 изображено распространение слабого импульса, уплотнение в котором не превышает 10% от равновесной плотности. Решение полностью согласуется с результатом работы [6] и подтверждает правомерность поиска решения в виде непрерывных функций для слабых возмущений.

Случай сильного возмущения изображен на рис.2, где распределение

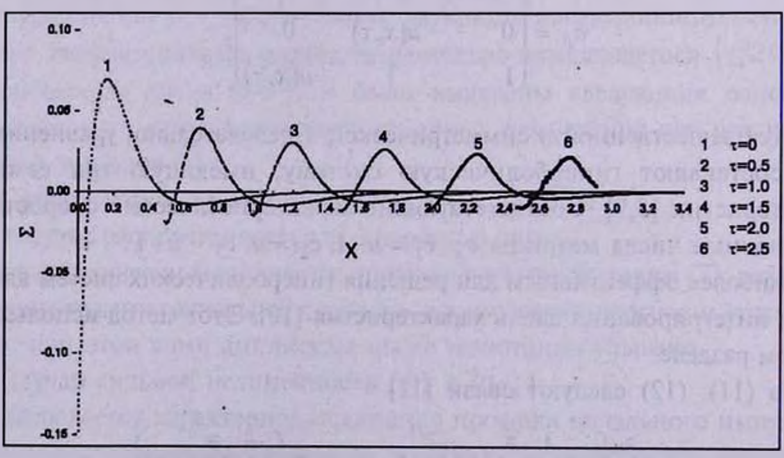


Рис.1. Распространение возмущения малой интенсивности. Решение получено методом характеристик. Распределение возмущенной плотности показано в моменты времени, указанные на рисунке.

плотности показано в моменты времени $\tau = 0;0.1;0.3;0.5$. Решение представляет собой опрокидывающуюся волну. И здесь оба обсужденных метода обеспечивают одинаковый результат до момента образования ударной волны: в начальной стадии распространения доминирующим является нелинейный эффект увеличения крутизны фронта пика, и, как следствие, волна опрокидывается. В дальнейшие моменты времени, однако, математически правильный результат достигается лишь методом характеристик. Более плотные участки возмущения продолжают двигаться с большей скоростью, и функция распределения плотности становится многозначной. Подобный профиль не имеет, конечно, физического смысла. Однако реальное решение в каждый данный момент можно смоделировать, введя разрыв первого рода, удовлетворяющий закону сохранения массы [5,9] (разрыв для момента $\tau = 0.5$ показан на рис.2 отрезком АВ).

Определим условия на разрыве, которые выводятся из законов сохранений

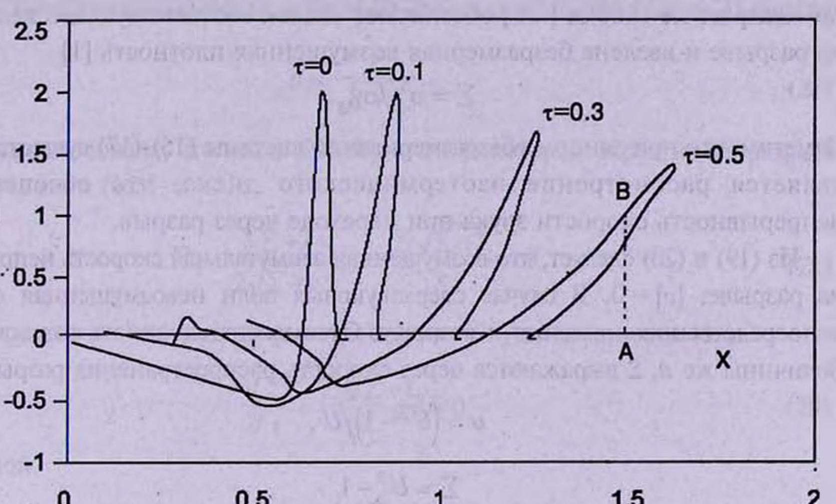


Рис.2. Распространение сильного импульса. Решение получено методом характеристик. Распределение возмущенной плотности показано в моменты времени, указанные на рисунке. Разрыв показан отрезком AB.

в интегральной форме. В нашем случае это законы сохранения импульса и массы. Если p - давление и Π_{ik} - тензор плотности потока количества движения, то в интегральной форме система (1)-(3) запишется как

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{r_1}^{r_2}\sigma_g v_r\, rdr + r\Pi_{rr}\Big|_{r_1}^{r_2} - \int_{r_1}^{r_2}\sigma_g\left(2\Omega v_\varphi + \frac{v_\varphi^2 - c_s^2}{r}\right)rdr = 0, \tag{15}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{r_1}^{r_2}\sigma_g v_\varphi\, rdr + r\Pi_{\varphi r}\Big|_{r_1}^{r_2} + 2\Omega\int_{r_1}^{r_2}\sigma_g v_r\, rdr = 0, \tag{16}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{r_1}^{r_2}\sigma_g\, rdr + r\,\sigma_g v_r\Big|_{r_1}^{r_2} = 0, \qquad (17)$$

где $\Pi_{rr} = p + \sigma_g v_r^2 = \sigma_g\left(v_r^2 + c_s^2\right)$, $\Pi_{\upsilon r} = \sigma_g v_r v_\varphi$.

Пусть в некоторый момент времени разрыв находится в точке r_0. Скорость его распространения обозначим через U. Беря пределы интегрирования в (15)-(17) по разные стороны разрыва $r_0-\delta$ и $r_0+\delta$ и переходя к пределу $\delta \to 0$, в безразмерном виде получим

$$U[(1+\Sigma)\,u] = \left[(1+\Sigma)\left(1+u^2\right)\right], \qquad (18)$$

$$U[(1+\Sigma)\upsilon] = [(1+\Sigma)\upsilon\, u], \qquad (19)$$

$$U[1+\Sigma] = [(1+\Sigma)\,u], \qquad (20)$$

где квадратные скобки [...] обозначают скачок соответствующей величины на разрыве и введена безразмерная возмущенная плотность [1]

$$\Sigma = \sigma'_g/\sigma_{0g}. \qquad (21)$$

Отметим, что при данном обезразмеривании системы (15)-(17) существенным является рассмотрение изотермического диска, что обеспечивает непрерывность скорости звука при переходе через разрыв.

Из (19) и (20) следует, что возмущенная азимутальная скорость непрерывна на разрыве: $[\upsilon]=0$. В случае сверхзвуковых волн невозмущенная область непосредственно прилегает к разрыву. Отсюда видно, что на разрыве $\upsilon=0$. Величины же u, Σ выражаются через скорость распространения разрыва U:

$$u = \left(U^2-1\right)/U, \qquad (22)$$

$$\Sigma = U^2 - 1. \qquad (23)$$

Условия на разрыве (22), (23) являются обобщением свойства (6) на нестационарный случай.

Теперь покажем, что на больших расстояниях от центра можно перейти к пределу

$$|\Sigma - u| \to 0, \qquad \text{при } x \to \infty \qquad (24)$$

для конечных значений амплитуд.

Образование ударной волны приводит к затуханию импульса. Действительно, при введении разрыва всегда отсекается вершина "опрокинувшегося" профиля [5]. А разрыв, то есть область больших градиентов, исчезает лишь асимптотически при $\tau \to \infty$ [9]. Это означает, что на больших расстояниях от центра диска в области пика в первом приближении можно пренебречь значениями функций по сравнению с их производными и опустить азимутальную скорость, так как она непрерывна.

Тогда вместо системы (10)-(12) основные уравненя запишутся как

$$u_\tau + \Sigma_{1x} = 0, \tag{25}$$

$$\Sigma_{1\tau} + u_x = 0. \tag{26}$$

Учитывая, что $u = 0$ при $\Sigma = 0$, из (21), (25) и (26) сразу следует, что при $\tau \to \infty$ $\Sigma = u$ и волна, вернее область, прилегающая к разрыву, стационарно распространяется со скоростью звука. В периферийных областях диска отсутствует характерное нелинейное искажение профиля пика, имеющего крутой передний фронт.

Метод характеристик не только позволяет решить уравнение с большой точностью, но и является удобным инструментом в выявлении общих закономерностей поведения решений. Оценим скорости распространения импульса и убывания его амплитуды. Идея состоит в том, что реальное решение аппроксимируется простой волной [5], то есть уравнение (10) заменяется функциональной зависимостью $u = u(\Sigma)$. Из (22), (23) следует

$$u = \frac{\Sigma}{\sqrt{1+\Sigma}}. \tag{27}$$

Теперь предположим, что связь (27) верна и в некоторой окрестности разрыва и подставим в (12):

$$\Sigma_\tau + \frac{3\Sigma+2}{2\sqrt{\Sigma+1}}\Sigma_x + \frac{\Sigma\sqrt{\Sigma+1}}{x} = 0 \tag{28}$$

В характеристической форме уравнение (28) представится как

$$\frac{d\Sigma}{d\tau} + \frac{\Sigma\sqrt{\Sigma+1}}{x} = 0 \tag{29}$$

на кривой

$$\frac{dx}{d\tau} = \frac{3\Sigma+2}{2\sqrt{\Sigma+1}}. \tag{30}$$

Из (30) следует, что $U \sim dx/d\tau \to 1$ при $\tau \to \infty$, когда $\Sigma \to 0$. Далеко от центра возмущение переходит в звуковую волну. Комбинируя (29) и (30), получим на характеристике обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\frac{d\Sigma}{dx} = -\frac{2\Sigma(\Sigma+1)}{x(3\Sigma+2)}, \tag{31}$$

которое легко интегрируется методом разделения переменных:

$$\Sigma^2(\Sigma+1) = C(\xi)\,x^{-2}, \tag{32}$$

где $x(\tau=0) = \xi$ и $C(\xi)$ - постоянная интегрирования, зависящая от значения $\Sigma(\xi)$ в точке $(\xi,0)$ пересечения характеристики с осью x. Амплитуда возмущенния асимптотически убывает как $1/x$. Заметим, что при связи (27) характеристики уравнений (10) и (12) совпадают с точностью до кубических по малой разности $U-1$ членов.

Оказывается, можно получить точный аналог стационарных плоских волн, обсужденных во введении, и в случае цилиндрических волн. Это получается в предположении следующей нелинейной зависимости:

$$u = w\frac{\Sigma}{\Sigma+1}, \tag{33}$$

вместо (27). Подставляя в (33) условия (22), (23), найдем, что $w=U$. При $U=\text{const}$ уравнение (12) линеаризуется:

$$\Sigma_\tau + w\Sigma_x + w\Sigma/x = 0, \tag{34}$$

решение которого есть $\Sigma(x,\tau) = \Sigma(x-w\tau)/x$ (здесь $\Sigma(x)$ - начальное распределение плотности). В отличие от плоской волны в цилиндрическом случае амплитуда стационарной волны убывает как $1/x$. Противоречие с предположением $U=\text{const}$ устраняется в пределе малых амплитуд ($U\to 1$) с точностью лишь до линейных по $U-1$ членов.

3. *Волны в вязком диске.* Чтобы избежать многозначных решений, учтем вязкость газового диска. В правых частях уравнений (1) и (2) появятся члены $\nu\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial \upsilon_r}{\partial r}\right)-\frac{\upsilon_r}{r^2}\right]$ и $\nu\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial \upsilon_\varphi}{\partial r}\right)-\frac{\upsilon_\varphi}{r^2}\right]$ соответственно, где ν – коэффициент вязкости среды диска [9]. В безразмерных переменных будем иметь следующую параболическую систему:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + u\frac{\partial u}{\partial x} - \upsilon - \frac{\upsilon^2}{x} + \frac{\partial \Sigma_1}{\partial x} = \nu_1\left[\frac{1}{x}\frac{\partial}{\partial x}\left(x\frac{\partial u}{\partial x}\right) - \frac{u}{x^2}\right], \tag{35}$$

$$\frac{\partial \upsilon}{\partial \tau} + u + \frac{u}{x}\frac{\partial}{\partial x}(x\upsilon) = \nu_1\left[\frac{1}{x}\frac{\partial}{\partial x}\left(x\frac{\partial \upsilon}{\partial x}\right) - \frac{\upsilon}{x^2}\right], \tag{36}$$

$$\frac{\partial \Sigma_1}{\partial \tau} + \frac{1}{x}\frac{\partial}{\partial x}(xu) + u\frac{\partial \Sigma_1}{\partial x} = 0, \tag{37}$$

где $\nu_1 = \nu\chi/c_s^2$. Оценки коэффициента вязкости для межзвездного газа в области "3 кпк"-рукава Галактики дают порядок 10^{25}-10^{26} см^2/с [2], откуда, принимая $c_s = 10$ км/с и $\chi = 90$ км/с кпк, получим $\nu_1 \sim 0.03$-0.3.

Сколь бы малым ни был коэффициент ν_1, большие значения второй производной обеспечивают сглаживание профиля и предотвращают опрокидывание волны. В работе [8] система (35)-(37) численно решалась с применением явных конечно-разностных схем. Гладкие решения были получены для сравнительно больших значений $\nu_1 > 0.2$, при которых, однако, диссипация настолько велика, что волна быстро затухает. При меньших значениях на переднем фронте максимума образуются характерные для метода [6] осцилляции. Основная причина их возникновения заключена в характере функций распределений. Малый коэффициент вязкости хотя и обеспечивает непрерывное решение, но передний фронт становится настолько крутым, что наперед заданный шаг Δx становится неадекватным. Уменьшением Δx можно увеличить разрешающую способность решетки. Но при этом доминирующими становятся быстро накапливаемые ошибки, связанные с округлением и конечным представлением чисел в компьютере [7,13]. Использование в разностной схеме сплайн-аппроксимации по пространственной переменной [14] также не обеспечивает существенного увеличения точности метода при малых ν_1.

В связи с этим был применен метод конечных элементов [13] для решения системы (35)-(37), сходимость которого не ограничена условием $\Delta x \to 0$, как это имеет место для метода конечных разностей.

Область изменеия x делится на N интервалов (в общем случае не обязательно равных) и определяются N базисных функций $\varphi_l(x)$, отличных от нуля только в соответствующем интервале (x_{l-1}, x_{l+1}). Далее зависимые переменные разлагаются в конечный ряд по базисным функциям

$$u(x,\tau) = [\varphi(x)]\{u(\tau)\},\ \ \upsilon(x,\tau) = [\varphi(x)]\{\upsilon(\tau)\},\ \Sigma_1(x,\tau) = [\varphi(x)]\{\Sigma_1(\tau)\}, \qquad (38)$$

где квадратные скобки обозначают N-мерный вектор-строчку, фигурные – вектор-столбец.

В общем случае разложение (38) не будет удовлетворять системе (35)-(37), и после подстановки уравнения будут выполняться лишь с точностью до остаточных ошибок R_u, R_υ, R_Σ соответственно. Среди различных способов минимизации этих ошибок в данной работе был выбран метод Галеркина. Процедура сводится к требованию

$$\int_0^\infty R(x,\tau)\varphi_l(x)\,dx = 0 \qquad (39)$$

для всех функций $\varphi_l(x)$. В нашей задаче требованием (39) определяются $3N$ обыкновенных дифференциальных уравнения для $3N$ неизвестных функций $\{u(\tau)\}$, $\{\upsilon(\tau)\}$, $\{\Sigma_1(\tau)\}$.

Включение центра диска в рассмотрение позволило задать очевидные граничные условия при $x = 0$: $u(0,\tau) = \upsilon(0,\tau) = 0$. Поверхностная плотность по-прежнему не задавалась явно в начале координат. Неполное задание граничных условий не позволяет при раскрытии (39) интегрировать диссипативный член по частям, вводя граничные условия непосредственно в систему дифференциальных уравнений и уменьшая на единицу порядок дифференцирования базисных функций. Это означает, что функции $\varphi_l(x)$ должны быть по крайней мере двукратно дифференцируемы на отрезке

(x_{l-1}, x_{l+1}). Они были выбраны в виде многочленов четвертой степени, удовлетворяющих следующим условиям:

$$\varphi_l(x_l) = 1,\ \varphi_l(x_{l-1}) = \varphi_l(x_{l+1}) = 0,\ \varphi_l'(x_{l+1}) = -\varphi_l'(x_{l-1}) = s. \tag{40}$$

Параметр s определяется из требования тождественного равенства нулю интеграла

$$\int_0^\infty \frac{\partial^2 u(x,\tau)}{\partial x^2}\varphi_l(x)\,dx = \int_0^\infty \sum_{j=1}^N u_j(\tau)\varphi_j''(x)\varphi_l(x)\,dx \equiv 0 \tag{41}$$

в случае не зависящего от x распределения $u(x,\tau) = u(\tau)$ (для такого распределения тождество $\int_0^\infty \frac{\partial u(x,\tau)}{\partial x}\varphi_l(x)\,dx \equiv 0$ выполняется автоматически при любом s) и равен $s = 0.035$.

Теперь можно в гиперматричной форме [15] легко вычислить коэффициенты в результирующей системе, которые имеют вид $I_k = \int_0^\infty \frac{1}{x^k}\varphi_j^{(n)}(x)\varphi_l(x)\,dx$ и $J_k = \int_0^\infty \frac{1}{x^k}\varphi_k^{(m)}(x)\varphi_j^{(n)}(x)\varphi_l(x)\,dx$ $(k, m = 0,1;\ n = 0,1,2)$. Для этой цели был использован чрезвычайно мощный и удобный пакет Mathematica 3.0. При $k = 1$ получаются довольно громоздкие функции от l. Расчеты можно упростить, заменяя величины $I_1^{-1}(l)$ и $J_1^{-1}(l)$ линейными интерполяционными формулами. При этом ошибка не превосходит 10^{-6} для $l > 4$. В рамках такого упрощения последние слагаемые в правых частях уравнений (35), (36) могут быть опущены. Полученная система обыкновенных дифференциальных уравнений решалась методом Рунге-Кутта в среде приложения Microsoft Excel 97.

Начальные условия, моделирующие взрывоподобный импульс поверхностной плотности диска, зададим в виде

$$\Sigma_1(x,0) = \upsilon(x,0) = 0,\quad u(x,0) = \begin{cases} \dfrac{M}{x_0}x, & 0 \le x < x_0 \\ Me^{-\alpha(x-x_0)^2}, & x \ge x_0. \end{cases} \tag{42}$$

Начальная функция распределения радиальной скорости представлена на рис.3а. Распространение указанного возмущения подчиняется следующим основным закономерностям.

Всюду положительное начальное распределение радиальной скорости приводит к образованию уплотнения, скорость распространения которого больше скорости максимума u. При этом практически все вещество сразу выталкивается из центральной области диска. Этот процесс продолжается

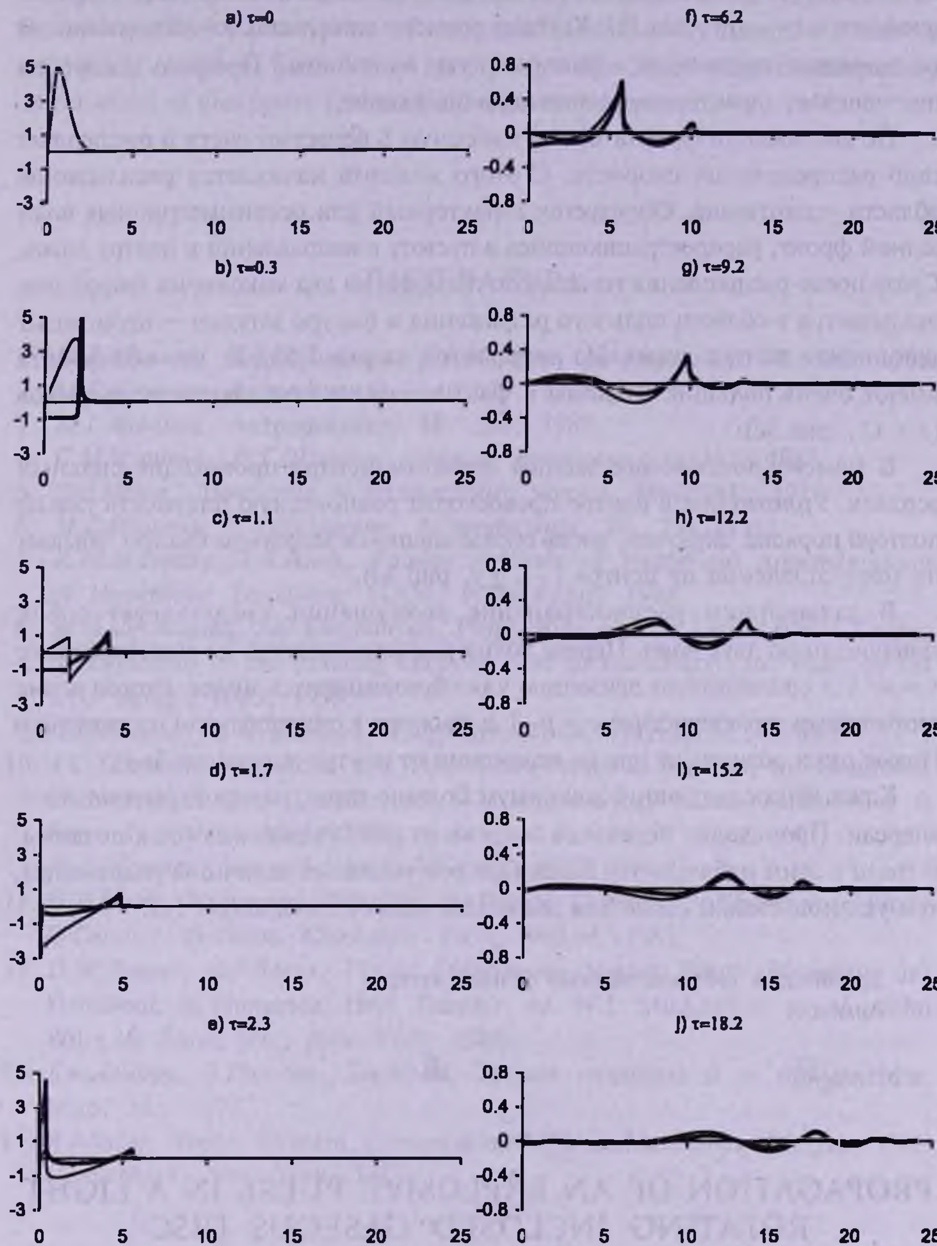


Рис.3. Эволюция взрывообразного импульса. Решение получено методом конечных элементов с учетом диссипации. Распределения возмущенной плотности (жирная линия) и радиальной скорости (тонкая линия) показаны в моменты времени, указанные на рисунке. Ось абсцисс дана в единицах безразмерной переменной x.

до тех пор, пока передний фронт профиля плотности не достигнет фронта профиля u ($\tau = 0.3$, рис.3b). К этому времени максимальное уплотнение на полпорядка превосходит равновесную плотность. Профиль скорости претерпевает характерное нелинейное искажение.

По достижении фронта $u(x,\tau)$ максимум Σ перестает расти и расщепляет горб распределения скорости. С этого момента начинается расплывание области уплотнения. Образуется характерный для осесимметричных волн задний фронт, распространяющийся в пустоту в направлении к центру диска. Сразу после расщепления начального профиля на два максимума второй пик оказывается в области сильного разряжения и быстро затухает — происходит заполнение центра диска. Из результатов на рис.3 видно, что оба фронта имеют очень большие наклоны и фактически не отличаются от разрывов ($\tau = 1.1$, рис.3c).

В момент достижения задним фронтом центра происходит сильный всплеск. Уплотнение в центре превосходит равновесную плотность уже на полтора порядка. Впрочем, вновь образовавшийся максимум быстро убывает по мере отдаления от центра ($\tau = 2.3$, рис.3d).

В дальнейшем распространение возмущения представляет собой суперпозицию двух волн. Первая волна распространяется по характеристике $c = u + 1$ и соответствует движению уже образовавшихся пиков. Вторая волна соответствует характеристике $c = u - 1$ и движется в отрицательном направлении. Новые пики возникают при ее отражении от центра диска (рис.3e-j).

Каждый последующий максимум больше пика, распространяющегося впереди. Происходит перекачка энергии от ранних максимумов к поздним. В связи с этим наблюдается более быстрое убывание величины уплотнений, чем установленный выше для движения одного пика закон $1/x$.

Ереванский государственный университет,
Армения

PROPAGATION OF AN EXPLOSIVE PULSE IN A LIGHT ROTATING INCLOSED GASEOUS DISC

M.G.ABRAHAMIAN, S.G.KHACHATRYAN

The propagation of axially symmetric nonlinear density perturbations, formed at the center of a rotating inclosed gaseous disc, is studied. In this paper the perturbation of disc's gravitational field is neglected. The approximation of continuous solutions, explored in the previous paper, is discussed. Two-dimensional

system of hydrodynamic equations is numerically integrated along the characteristics and qualitative description of the peaks' motion away from the center is analytically obtained. Evolution of an explosion-like initial pulse is obtained by introduction of dissipative forces into the governing system.

ЛИТЕРАТУРА

1. *М.Г.Абрамян*, *Е.А.Михайлова*, *А.Г.Морозов*, Астрофизика, **24**, 167, 1986.
2. *М.Г.Абрамян*, Астрофизика, **14**, 579, 1978.
3. *М.Г.Абрамян*, Астрофизика, **18**, 350, 1982.
4. *С.М.Чурилов*, *И.Г.Шухман*, Астрон. циркуляр., N1157, 1981.
5. *Дж.Уизем*, Линейные и нелинейные волны, Мир, М., 1977.
6. *М.Г.Абрамян*, *С.Г.Хачатрян*, Астрофизика, **40**, 291, 1997.
7. *R.Vichnevetsky*, *J.B.Bowls*, Fourier Analysis of Numerical Approximations of Hyperbolic Equations, SIAM, Philadelphia, 1982.
8. *M.G.Abrahamian*, *S.G.Khachatryan*, Propagation of Non Linear Waves Caused by Explosion in the Rotating Gaseous Disc of the Galaxy, in: Proc. of 194 IAU Symp., BAO, 1999.
9. *Л.Д.Ландау*, *Е.М.Лифшиц*, Гидродинамика, Наука, М., 1988.
10. *J.C.Tannehill*, Hyperbolic and Hyperbolic-Parabolic Systems, in: Handbook of Numerical Heat Transfer, ed. W.J. Minkowycz, et. al., John Wiley & Sons, Inc.; New York, 1988.
11. *М.Г.Абрамян*, Астрофизика, **22**, 487, 1985.
12. *G.D.Smith*, Numerical Solution of Partial Differential Equestions: Finite Difference Methods, Clarendon Press, Oxford, 1985.
13. *D.W.Pepper*, *A.J.Baker*, Finite Differences Versus Finite Elements, in: Handbook of Numerical Heat Transfer, ed. W.J. Minkowycz, et. al., John Wiley & Sons, Inc.; New York, 1988.
14. *Дж.Альберг*, *Э.Нильсон*, *Дж.Уолш*, Теория сплайнов и ее применения, Мир, М., 1972.
15. *A.J.Baker*, Finite Element Computational Fluid Mechanics, McGraw-Hill/ Hemisphere, New York, 1983.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 43 ФЕВРАЛЬ, 2000 ВЫПУСК 1

УДК: 524.3

ОПТИЧЕСКИЕ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ IRAS НА ОСНОВЕ НИЗКОДИСПЕРСИОННЫХ СПЕКТРОВ FBS. ЗВЕЗДЫ. III

А.М.МИКАЕЛЯН, К.С.ГИГОЯН

Поступила 20 октября 1999

Принята к печати 3 декабря 1999

Приводится третий список точечных источников из каталога IRAS PSC, оптически отождествленных со звездами поздних спектральных классов. Список содержит данные о 34 объектах. Отождествления проводились на основе Оцифрованного Обзора Неба (DSS), Первого Бюраканского Обзора (FBS), голубых и красных карт Паломарского Обзора Неба (POSS) и инфракрасных потоков на длинах волн 12, 25, 60 и 100 мкм в области $+61^{\circ} \leq \delta \leq +65^{\circ}$ и $06^{h}45^{m} \leq \alpha \leq 17^{h}28^{m}$, $+69^{\circ} \leq \delta \leq +73^{\circ}$ и $03^{h}50^{m} \leq \alpha \leq 18^{h}10^{m}$. Из 34 объектов, приведенных в IRAS PSC как неотождествленные источники инфракрасного излучения, 11 ассоциированы с известными звездами существующих каталогов, 6 являются объектами из обзора звезд поздних спектральных классов FBS, а 17 источников оставались неизвестными в оптическом диапазоне, из которых 3 являются также источниками глубокого IRAS обзора (IRAS SSC). Определены оптические координаты, их отклонения от ИК-координат, звездные величины V, показатели цвета CI и предварительные спектральные подклассы. Объекты имеют оптические звездные величины в пределах 7.6^{m}-13.6^{m}. Для 23 объектов приводятся карты отождествления из DSS.

1. *Введение.* С 1995г. проводится работа по оптическому отождествлению точечных источников IRAS PSC [1] с помощью низкодисперсионных спектров FBS [2] и голубых и красных изображений POSS на высоких галактических широтах [3]. Оптическими двойниками отождествленных точечных ИК-источников в основном являются звезды поздних спектральных классов и галактики, списки которых публиковались двумя сериями работ. Первые два списка звезд опубликованы в работах [4,5].

Как уже указывалось в работах [3-5], аналогичные работы проводятся на основе прямых оптических изображений, соответствующих ИК-источникам участков неба, и, в основном, основываются на потоках на длинах волн 12, 25, 60 и 100 мкм, т.е. по распределению объектов на IRAS [12-25]/[25-60] диаграмме по "оккупационным" зонам [6-8]. Вторая группа работ посвящена классификации и идентификации IRAS-источников на базе низкодисперсионных спектрограмм в области 8-23 мкм (IRAS Low-Resolution Spectra) [9-11]. Третья группа работ по классификации и идентификации ИК-источников основывается на сопоставлении IRAS-цветов с другими показателями цветов [12-15].

Данная работа, основанная на низкодисперсионных пластинках FBS, имеет определенные преимущества, так как спектры позволяют опознать вероятных оптических двойников ИК источников с большой уверенностью [5]. В работе [4] подробно описаны идеологические и методические основы данной программы, рассчитанной на отождествление и исследование всех источников IRAS PSC в области $+61^\circ \le \delta \le +90^\circ$ на высоких галактических широтах $\left(|b| \ge 15^\circ\right)$, где проводился обзор FBS. В ней приводится обоснование целесообразности использования низкодисперсионного спектрального материала FBS для такой работы, принципы отождествления и определения оптических характеристик.

2. *Наблюдательный материал.* Работа проводилась в области $+61^\circ \le \delta \le +65^\circ$, $06^h45^m \le \alpha \le 17^h28^m$ и $+69^\circ \le \delta \le +73^\circ$, $03^h50^m \le \alpha \le 18^h10^m$. Для проведения данной работы использовались ИК-потоки из IRAS PSC [1] на длинах волн 12, 25, 60 и 100 мкм для источников соответствующей области, изображения DSS [16] и низкодисперсионные пластинки FBS (Kodak II-F, IIAF, IIa-F), отснятые Маркаряном, Липовецким и Степаняном в 1967-1975гг. В данной области в каталоге IRAS PSC имеется 40 неотождествленных источников с ИК-потоками, характерными для звезд. После 1989г. из этих 40 источников 6 было отождествлено. 34 источника оставались неотождествленными, нам удалось отождествить их с помощью низкодисперсионных спектров FBS со звездами средних и поздних подклассов М. Из них 6 источников совпали со звездами поздних спектральных классов FBS.

3. *Отождествления объектов.* После оптических отождествлений была проведена кросс-идентификация исследуемых IRAS-источников с помощью базы данных SIMBAD (Set of Identifications, Measurements, and Bibliography of Astronomical Data) [17], с использованием удаленного доступа к астрономическим базам данных в Страсбурге по Интернету. При этом оптическая позиция (оптические координаты определены с помощью DSS) отождествленного источника была выбрана как центр поиска с радиусом в 3 минуты дуги.

Выяснилось, что из 34 звезд 11 являются известными объектами существующих каталогов (основная часть объектов - это объекты из AGK [18] и Дирборнского каталога красных звезд [19]). 3 объекта оказались звездами из 2 мкм обзора неба [20], а 6 источников - объекты из списка слабых звезд поздних спектральных классов [21,22]. Только 17 из 34 звезд были ранее неизвестными. С этой точки зрения представляется довольно странной кросс-идентификация инфракрасных источников с известными объектами в IRAS PSC [1], где все эти объекты числились как неизвестные. По-видимому, большие неточности координат в старых каталогах звезд не позволили их отождествить с соответствующими ИК-источниками.

4. *Список объектов.* В табл.1 приводится список 34 оптически отождествленных ИК-источников. В связи с тем, что в первый список отождествленных IRAS-источников были включены одновременно и звезды и галактики, и была проведена общая нумерация объектов, произошла

некоторая путаница с номерами. Поэтому мы решили провести отдельную нумерацию для звезд и галактик и обозначить объекты соответственно IS (звезды) и IG (галактики). Учитывая, что в первых двух списках опубликовано соответственно 61 и 76 звезд, объекты настоящего списка нумерованы, начиная с номера 138. Первый объект обозначен IS 138 и т.д. Авторы намерены впредь обозначать объекты первых двух списков как IS 1 − IS 137.

В последовательных столбцах табл.1 приводятся: 1 − IS номер источника, отождествленного со звездой; 2 - IRAS-обозначение источника; 3 и 4 -

Таблица 1

СПИСОК ОТОЖДЕСТВЛЕННЫХ 34 IRAS-ИСТОЧНИКОВ

IS №	IRAS обозначение	Оптические координаты		Δα	Δδ	m_v	CI класс	Сп.	Литература
		α_{2000}	δ_{2000}						
138	03503+6925	53^m 24.0^s	34° 09′	1.0^s	-1.0′	10.5^m	1.7	M5-6	[20]
139	03517+7025	56 57.4	34 29	0.4	0.0	13.1	1.9	M7-8	[22]
140	06456+6119	50 10.5	15 58	1.5	-1.0	9.8	2.2	M3-4	[19]
141	07421+7145	47 47.2	37 51	0.2	-3.0	9.2	2.2	M4-5	[19]
142	07551+7229	00 45.3	21 32	-2.0	0.0	9.6	1.7	M5-6	[31]
143	07553+7246	01 01.2	37 53	-1.0	6.0	9.2	2.2	M5-6	[19]
144	08016+6941	06 50.4	32 58	-3.0	-1.0	11.8	1.9	M5-6	
145	08149+6221	19 14.1	11 54	0.4	3.0	8.6	2.7	M3-4	[19]
146	09023+7039	07 08.1	27 09	1.0	6.0	10.7	2.0	M4-5	
147	09132+6944	17 48.5	31 42	1.5	-0.3	10.7	2.0	M3-4	[19]
148	09200+7242	24 40.3	30 24	-8.0	24.0	9.5	1.9	M5-6	[19]
149	09332+7012	37 34.9	58 44	0.0	4.0	12.0	2.4	M5-6	
150	09469+7043	51 09.1	29 52	-5.0	19.0	10.1	2.6	M5-6	
151	10065+7253	10 46.3	39 11	1.2	-3.0	11.6	1.2	M4-5	
152	10348+7050	38 33.5	34 35	1.5	0.0	9.2	2.2	M4-5	
153	12201+7020	22 27.5	04 18	0.0	2.0	9.2	2.2	?	[1]
154	12234+6915	25 42.7	59 09	0.7	10.0	11.4	1.2	M4-5	
155	13549+7012	56 03.6	58 07	1.6	-1.0	10.2	1.0	M4-5	[1]
156	15521+7138	58 52.8	29 03	0.8	-11.0	10.7	2.0	M3-4	
157	16156+7218	15 08.2	10 57	0.0	0.0	10.7	2.0	M3-4	
158	16185+7052	18 12.5	45 08	0.5	2.0	10.3	1.2	M3-4	
159	16394+6908	39 14.3	03 05	0.0	14.0	9.2	2.2	M3-4	[18, 26, 27]
160	16420+6302	42 35.0	57 03	0.0	-18.0	11.4	1.3	M5-6	[22]
161	16514+6219	51 56.8	14 56	-0.2	-3.0	10.7	2.0	M5-6	[22]
162	16593+6915	59 03.0	11 13	0.0	-18.0	7.5	1.5	M2-3	[18, 26-30]
163	17066+6110	07 12.8	06 23	1.7	0.0	9.6	3.0	M2-3	[19]
164	17068+6235	07 13.1	21 24	1.1	-1.1	11.7	1.8	M2-3	
165	17112+7223	10 14.3	19 56	-7.0	-20.0	10.7	2.0	M5-6	
166	17202+7056	19 37.4	53 15	-0.6	-0.9	10.7	2.0	M5-6	
167	17278+6416	28 07.0	14 11	-0.9	6.0	13.0	1.5	M6-7	[21]
168	17313+7033	30 45.3	31 50	0.5	-2.0	11.8	1.7	M6-7	[22]
169	17500+7230	49 05.1	30 12	3.0	1.0	10.7	2.0	M5-6	[31]
170	17568+6956	56 20.4	56 05	0.7	-2.0	13.0	1.5	M6-7	[1]
171	18096+7133	08 49.6	34 36	-0.4	2.0	9.1	2.0	M6-7	[20]

оптические координаты для эпохи 2000г.; 5 и 6 - отклонения оптических координат от координат IRAS PSC ($\Delta\alpha = \alpha_{опт} - \alpha_{ИК}$ и $\Delta\delta = \delta_{опт} - \delta_{ИК}$); 7 - видимая звездная величина *V*, определенная с POSS на основании калибровки "диаметр - звездная величина" [25]; 8 - показатель цвета CI, определенный тем же способом; 9 - приблизительный спектральный подкласс объекта (оцененный нами по характеру распределения энергии в низкодисперсионном спектре FBS); 10 - источники литературы, где приводятся оптические объекты, ассоциированные с ИК-источниками.

В примечаниях к таблице приведены другие названия объектов и комментарии к некоторым из них.

Примечания.

03503+6925 = TMSS + 70048

03517+7025 = FBS 0351+704. На пластнке оценивается $m_v \approx 14.0 - 14.5^m$, четко видны полосы поглощения молекул TiO.

06456+6119 = DO 30866

07421+7145 = DO 31811 = GSC 04369-00812. Согласно SIMBAD *B* = 11.4, *V* = 9.76.

07551+7229 = GSC 04377-01017. Согласно SIMBAD *B* = 11.9, *V* = 10.8.

07553+7246 = DO 31971

08149+6221 = DO 32193

09132+6944 = DO 32863

09200+7242 = DO 32915

12201+7020 = SSC 12201+7020. Спектральный класс этого объекта неизвестен, т.к. FBS не содержит низкодисперсионный материал в данной области. Судя по показателю цвета, можно предполагать,что объект является звездой поздних подклассов M.

13549+7012 = SSC 13549+7013

16394+6908 = AG +69 669 = BD +69 863 = PPM 19995. В базе данных SIMBAD приводятся следующие данные: *B* = 11.4, *V* = 9.7 и спектральный класс K2.

16420+6302 = FBS 1642+630

16514+6219 = FBS 1651+623

16593+6915 = AG +69 685 = BD +69 884 = HD 154319 = SAO 17305 = PPM 20150 = HIP 83114. В базе данных SIMBAD приводятся следующие данные: *B* = 7.1, *V* = 6.4 и спектральный класс K0.

17066+6110 = DO 35708. В каталоге [1] указывается как источник SSC 17066 + 6110. Этот объект отождествлен со звездой DO 35708 [19].

17278+6416 = FBS 1727+642. На пластинке $m_v \approx 14.0 - 15.0^m$. Четко видны полосы TiO.

17313+7033 = FBS 1731+705

17500+7230 = GSC 04436-01063. Согласно SIMBAD *B* = 11.6, *V* = 10.35.

17568+6956 = FBS 1756+699 = SSC 17568+6958. На пластинке оценивается как звезда $m_v \approx 13.0 - 14.0^m$. Хорошо видны полосы TiO.

18096+7133 = TMSS +70142.

В работе приведены карты отождествления из DSS для 23 объектов, включая 6 звезд поздних спектральных классов FBS, для которых в опубликованных списках [21,22] они не приводились.

5. *Заключение.* В данной работе оптически отождествлены 34 источника каталога IRAS PSC со звездами поздних спектральных классов. 11 из них известны из разных оптических каталогов, однако не были ассоциированы с соответствующими ИК-источниками. Отождествление с помощью низкодисперсионных спектров FBS имеет определенное преимущество перед перекрестными отождествлениями (cross-identifications), т. к. непосредственно изучаются спектры всех оптических объектов в области ИК-источника и с большой уверенностью выбирается соответствующий оптический объект.

Программа нацелена на отождествление и изучение всех точечных ИК источников в области $+61^\circ \le \delta \le +90^\circ$ на высоких галактических широтах и создание полных выборок IRAS галактик и IRAS звезд в этой области.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
им. В.А.Амбарцумяна, Армения

OPTICAL IDENTIFICATIONS OF THE IRAS POINT SOURCES ON THE BASE OF THE FBS LOW-DISPERSION SPECTRA. STARS. III

A.M.MICKAELIAN, K.S.GIGOYAN

The third list of point sources from the IRAS PSC catalog identified with late-type stars is presented. The list contains data on 34 objects. The identifications have been carried out on the base of the Digital Sky Survey (DSS), First Byurakan Survey (FBS), blue and red charts of the Palomar Observatory Sky Survey (POSS), and infrared fluxes in 12, 25, 60 and 100 μm bands in the region $+61^\circ \le \delta \le +65^\circ$ and $06^h45^m \le \alpha \le 17^h28^m$, $+69^\circ \le \delta \le +73^\circ$ and $03^h50^m \le \alpha \le 18^h10^m$. 11 out of 34 objects, given in the IRAS PSC as unidentified sources of infrared radiation, are associated with known stars of existing catalogs, 6 are objects from the survey of late-type stars of FBS, and 17 sources remained unknown in the optical range, including 3 IRAS Serendipitious Survey Catalogue sources (SSC). Optical coordinates, their deviations from the IR ones, V magnitudes, CI color indices and preliminary spectral subtypes are determined for the identified stars. The objects have optical magnitudes in the range 7.6^m-13.6^m. Finding charts from DSS are given for 23 objects.

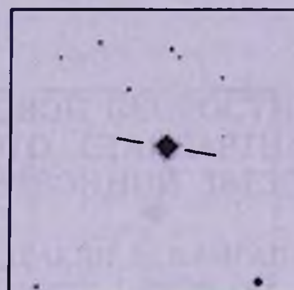
ЛИТЕРАТУРА

1. IRAS Point Source Catalog, Version 2. On The Optical Disk. "Selected Astronomical Catalogs". Supplied by NASA, vol.1, 1989.
2. *B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian, L.K.Erastova, A.I.Shapovalova*, Comm. Spec. Astrophys. observ., **62**, 5, 1989.
3. *А.М.Микаелян*, Астрофизика, **38**, 625, 1995.
4. *А.М.Микаелян*, Астрофизика, **40**, 5, 1997.
5. *К.С.Гигоян, А.М.Микаелян*, Астрофизика, **42**, 53, 1999.
6. *W.E.C.J. van der Veen, H.J.Habing*, Astron. Astrophys., **194**, 125, 1988.
7. *H.J.Walker, M.Cohen*, Astron. J., **95**, 1801, 1988.
8. *K.V.Lyengar, S.K.Ghash, T.N.Rengarajan et al.*, Astron. Astrophys., **221**, 250, 1989.
9. *K.Volk, M.Cohen*, Astron. J., **98**, 931, 1989.
10. *K.Volk et. al.*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **77**, 607, 1991.
11. *S.Kwok, K.Volk, W.Bidelman*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **112**, 557, 1997.
12. *F.Guglielmo, N.Epchtein, T.Le Bertre et al.*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **99**, 31, 1993.
13. *F.Guglielmo, N.Epchtein, F.Arditti, F.Sevre*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **122**, 489, 1997.
14. *F.Guglielmo, T.Le Bertre, N.Epchtein*, Astron. Astrophys., **334**, 609, 1998.
15. *K.V.Lyengar, D.J.MacConnell*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **133**, 201, 1998.
16. *T.McGlynn, N.E.White, K.Scollick*, ASP Conf. Ser., **61**, 34, 1994.
17. *H.Andernach, R.Hanish, F.Murtagh*, ESO Prep., No 1033, 1994.
18. Astronomical Gesellschaft Katalog, Hamburger Sternwarte, 1975.
19. *O.J.Lee, G.D.Gore, T.J.Bartlett*, Ann. Dearborn. Observ., vol.5, Part 1C, 1947.
20. *G.Neugebauer, R.B.Leighton*, Two-Micron Sky Survey, A Preliminary Catalog (Washington: NASA Spec. Publ., No 3047), 1969.
21. *Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян*, Астрофизика, **36**, 431, 1993.
22. *Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян*, Астрофизика, **38**, 211, 1995.
23. *C.B.Stephenson*, Publ. Warner and Swasey Observ., v.3, No 2, 1989.
24. *Н.Холопов и др.*, Общий Каталог Переменных Звезд. т.1, Наука, М., 1985.
25. *I.R.King, M.J.Raff*, Publ. Astron. Soc. Pacific, **89**, 120, 1977.
26. *F.Kustner*, NASA Ref. Publ., 1297, v. I, II, 1993.
27. *S.Roeser, U.Bastian*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **74**, 449, 1988.
28. *A.G.Cannon, E.C.Pickering*, Ann. Astron. Obs. Harv. Coll., **91**, 1918.
29. Smithsonian Astrophys. Observ., Smithsonian Inst., Washington, D.C., USA, 1966.
30. European Space Agency SP-1200, The Hipparcos and Tycho Catalogs, 1997.
31. *B.M.Lasker et al*, Astron. J., **99**, 2019, 1990.

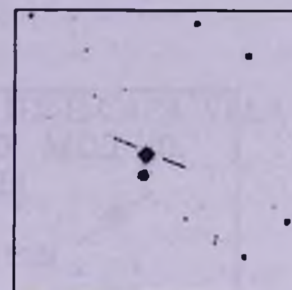
КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS-ИСТОЧНИКОВ

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

03517+7025

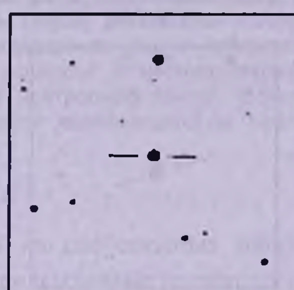


07551+7229



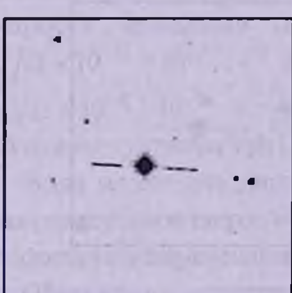
08016+6941

09023+7039

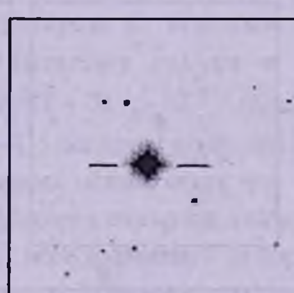


09332+7012

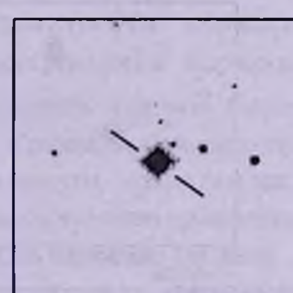
09469+7043



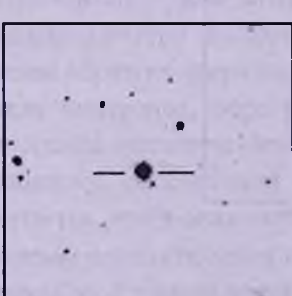
10065+7253



10348+7050



12202+7020



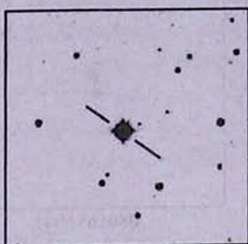
12234+6915

13549+7012

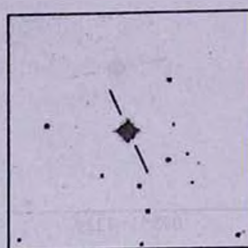
15521+7138

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS-ИСТОЧНИКОВ

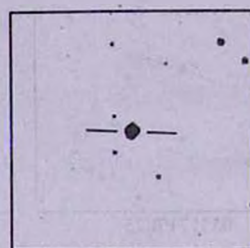
(Север сверху, восток слева, размеры 5′x 5′)



16156+7218

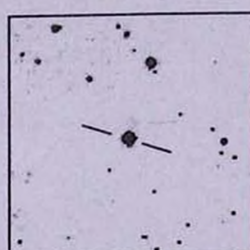


16185+7052

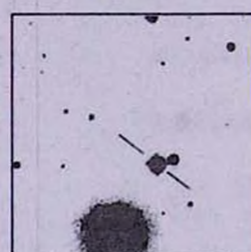


16420+6302

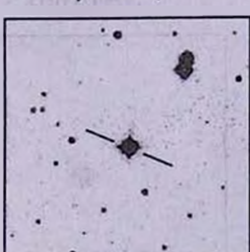
16514+6219



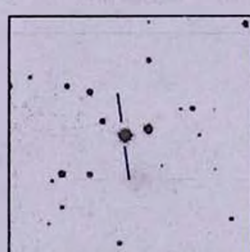
17068+6325



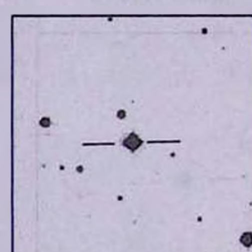
17112+7223



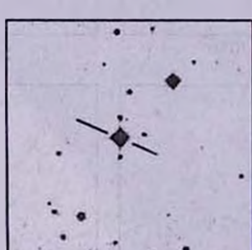
17202+7056



17278+6416



17313+7033



17500+7230

17568+6956

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 43 ФЕВРАЛЬ, 2000 ВЫПУСК 1

УДК: 524.354.4+524.354.6

РЕЛАКСАЦИЯ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРА VELA В РАМКАХ ОТО. СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН

Поступила 1 декабря 1999

Рассмотрена динамика вращения двухкомпонентной системы в ядре нейтронной звезды в рамках ОТО. Развита теория релаксации угловой скорости пульсара Vela с учетом поправок ОТО. Из сравнения теории с наблюдательными данными пульсара Vela найдены относительные моменты и местоположения областей релаксации для одной из стандартных моделей нейтронной звезды. Показано, что теория согласуется с наблюдениями и подтверждает использованную модель нейтронной звезды как приемлемую модель пульсаров.

1. *Введение.* Одним из современных направлений исследований в астрофизике является открытие и изучение радиопульсаров. На сегодняшний день известно более 1500 быстровращающихся источников радиоизлучения. Угловая скорость вращения пульсаров с вековым изменением порядка $|\dot{\Omega}|/\Omega \approx 10^{-13} \div 10^{-11}$ с$^{-1}$, испытывает скачки и микроскачки порядка $\Delta\Omega/\Omega \approx 10^{-6} \div 10^{-9}$ и $|\Delta\dot{\Omega}|/|\dot{\Omega}| \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$. Одиннадцать скачков были наблюдены у пульсара Vela [1-4], 5 скачков – у пульсара в Крабовидной туманности [5]. Было установлено, что время скачка менее чем 2 минуты, между тем как релаксация угловой скорости пульсара к своему предскачковому значению происходит с характерными временами от нескольких дней до порядка несколько сот дней.

Объяснение нерегулярного поведения угловой скорости пульсаров возможно на основе динамики вращения двухкомпонентной сверхтекучей жидкости внутри нейтронной звезды. Нейтроны в ядре и внутренней коре звезды образуют сверхтекучую жидкость. Протоны, составляющие до 5% от числа нейтронов, образуют сверхпроводящий конденсат в ядре звезды. Динамика движения нейтронной вихревой решетки, образующейся при вращении, рассмотрена в работах [6-10]. В теории, развитой в [6,7], считается, что в режиме пиннинга нейтронных вихрей движение вихревой системы осуществляется путем "термически активизированного криппа". В рамках этой теории удается объяснить релаксационное поведение угловой скорости пульсаров, однако большая неопределенность параметров пиннинга в коре нейтронной звезды делает эту теорию несостоятельной. Между тем, как принято в работах [8-10], чрезвычайная жесткость нейтронных вихрей приводит к тому, что в коре звезды более вероятным является свободное движение вихрей с малым трением, обусловленное взаимодействием с фононами решетки из атомных ядер. При этом также удается объяснить характерное поведение угловой скорости пульсаров после скачков. Но, скорее всего, теории, развитые на основе динамики вихревой решетки в коре звезды, не дают достаточных значений моментов инерции областей релаксации, следующих из наблюдений, при применении их для различных моделей нейтронных звезд [14]. Более приемлемая теория, согласующаяся с наблюдательными данными, была развита в работах [11-13]. Для объяснения как скачка, так и послескачковой релаксации угловой скорости пульсаров рассматривается динамика движения двухкомпонентной сверхтекучей системы в ядре нейтронной звезды. Кластер нейтронно-протонных вихрей, возникающий из-за эффекта увлечения сверхпроводящих протонов нейтронной жидкостью, движется с чрезвычайно большим трением, обусловленным рассеянием нормальных электронов на магнитном поле кластера порядка 10^{14} Гс. Тогда после перераспределения вихрей, возникающих из-за скачка угловой скорости пульсара, следует релаксационный процесс с характерными временами, согласующимися с наблюдательными данными.

Анализ наблюдательных данных для шести скачков пульсара Vela был проведен в работе [1]. Показано, что поведение угловой скорости пульсара после скачка можно представить как суперпозицию двух экспоненциальных (с характерными временами $\tau_s \approx 6$ дней и $\tau_l \approx 60$ дней) и одной линейной (с характерным временем $\tau_l \approx 500$ дней) зависимостей. Сравнение теории релаксации угловой скорости пульсара Vela с наблюдательными данными для шести скачков было проведено в [13]. Это позволило найти относительные моменты инерции областей, ответственных за релаксацию. На основе одной из стандартных моделей нейтронных звезд [18] ($M = 1.4\,M_{\odot}$, $R \approx 10$ км, $I \approx 10^{45}$ г·см^2) были найдены также местоположения этих областей в ядре нейтронной звезды. Из результатов этой работы можно было заключить, что теория релаксации угловой скорости пульсаров на основе динамики сверхтекучей системы в ядре звезды находится в хорошем согласии с наблюдениями, а также говорить о подтверждении стандартной модели нейтронной звезды [18] как модели пульсара.

Однако теория, развитая в работах [11-13] непоследовательна в том смысле, что модельные расчеты нейтронных звезд проводятся в рамках Общей теории относительности, а динамика движения двухкомпонентной сверхтекучей системы рассматривалась в плоском пространстве. Между тем, релятивистские поправки к результатам, полученным в ньютоновском приближении, могут быть до порядка 20%. Обобщение уравнений движения сверхтекучей системы на случай искривленного гравитацией пространства были проведены в [15,16]. Полученные уравнения были использованы для теории послескачкового поведения угловой скорости пульсаров [17]. Решения этих уравнений в Ω-приближении действительно показывают, что они могут описать наблюдаемую релаксацию угловой скорости пульсара после скачков с характерными временами, отличающимися от времен релаксации в ньютоновском приближении множителем, содержащем поправку ОТО.

Цель данной статьи – рассмотреть теорию релаксации угловой скорости пульсаров с учетом всех поправок ОТО в квадратичном по угловой скорости приближении. На основе стандартной модели нейтронной звезды [18] из сравнения теории с наблюдениями для пульсара Vela получены моменты инерции и распределение областей инерции в ядре звезды после шести скачков угловой скорости.

Вращение нейтронной звезды считается аксиально – симметричным, а поведение сверхтекучей жидкости рассматривается в гидродинамическом приближении.

2. *Уравнения движения в Ω-приближении.* Уравнения движения двухкомпонентной сверхтекучей системы в рамках ОТО имеют следующий вид [15,16]:

$$\frac{1}{\sqrt{-g}}e^{ijkl}\,\nabla_{[k}\mu_{l]}=-w\,\varepsilon^{ij}, \tag{1}$$

$$n_s^l w_{lk}=\eta'\perp_{kl} n_e^l, \tag{2}$$

$$\frac{1}{\sqrt{-g}}\frac{\partial}{\partial t}\left(\sqrt{-g}\,T^0_{s3}+\sqrt{-g}\,T^0_{e3}\right)=-m\left(x^1,x^2\right). \tag{3}$$

Здесь $\mu_l=\mu_s\,u_l(s)$ - вектор импульса частиц сверхтекучей жидкости с эффективной массой μ_s, $n_s^l=n_s u^l(s)$, $n_e^l=n_e u^l(e)$ - векторы плотностей числа частиц, где n_s, $u^l(s)$ и n_e, $u^l(e)$ - плотности числа частиц и векторы скоростей сверхтекучей и нормальной компонент соответственно, $\varepsilon^{ij}=-u^i(L)v^j+u^j(L)v^i$, где $u^i(L)$ - вектор скорости вихря, v^i - единичный вектор в направлении вихря, $\perp_{kl}=g_{kl}-\varepsilon_{km}\varepsilon_{ml}$, T^l_{ej} и T^l_{sj} - тензоры энергии импульса сверхтекучей и нормальной компонент соответственно, g - определитель метрического тензора g_{ik}, $m\left(x^1,x^2\right)$ - плотность внешнего момента сил, действующих на единичный объем, $n_e\,\eta'$ представляет собой коэффициент трения в единице объема. Решение уравнений (1)-(3) в Ω-приближении приводит к уравнениям для угловых скоростей сверхтекучей компоненты Ω_s и нормальной компоненты Ω_e:

$$\frac{\partial\Omega_s}{\partial t}=-\frac{\Omega_s}{\tau}+\frac{\Omega_e}{\tau}, \tag{4}$$

$$\int\frac{\partial\Omega_s}{\partial t}dI_s+\frac{d\,\Omega_e}{dt}\int dI_e=-K_{ext}, \tag{5}$$

где I_s и I_e - моменты инерции сверхтекучей и нормальной компонент соответственно, K_{ext} - внешний тормозящий момент сил. Время релаксации τ в уравнении (4) определяется как

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2n_s \pi\hbar}{n_e \eta} \Omega_e (1+\kappa). \tag{6}$$

Здесь $n_e \eta$ представляет собой коэффициент трения единицы длины вихря с нормальной компонентой ($n_e \eta$ соответствует коэффициенту η в [12,13]), $\kappa = g_{03}/\Omega_e g_{33}$, где компоненты метрического тензора g_{ik} в Ω-приближении в сферических координатах (R,θ,φ) имеют вид:

$$g_{00} = -e^{\nu},\ g_{11} = e^{\lambda},\ g_{22} = R^2,\ g_{33} = R^2 \sin^2\theta,\ \ g_{03} = \omega R^2 \sin^2\theta.$$

Функции ν, λ, ω находятся из уравнений Эйнштейна

$$G_k^l = 8\pi T_k^l, \tag{7}$$

и в дальнейшем будем считать их данными величинами [18].

Перейдем к решению уравнений (4) и (5). Вводя безразмерные величины

$$\omega_s = \frac{\Omega_s(r,t)}{\Omega_s(r,0)},\ \omega_e = \frac{\Omega_e(t)}{\Omega_e(0)},\ q = \frac{\Omega_e(0)}{\Omega_s(r,0)},$$

где $\Omega_e(0)$ и $\Omega_s(r,0)$ - начальные значения $\Omega_e(t)$ и $\Omega_s(r,t)$ сразу после скачка, и обозначая

$$p_0 = \frac{I_s}{I_e},\ \gamma = \frac{K_{ext}}{I_e \Omega_e(0)},$$

где p_0 - относительный момент инерции сверхтекучей области, уравнения (4) и (5) можно привести к следующему виду:

$$\frac{\partial\omega_s}{\partial t} = -\frac{\omega_s}{\tau} + \frac{\omega_e}{\tau} q, \tag{8}$$

$$\frac{d\omega_e}{dt} + p_0 \int_0^1 \frac{\partial\omega_s}{\partial t} q^{-1} dy = -\gamma, \tag{9}$$

где $dp = p_0 dy$. При относительно малых скачках угловой скорости пульсаров $\omega_s = 1 + \delta\omega_s$, где $|\delta\omega_s| \ll 1$. Тогда уравнения (8) и (9) запишутся в виде:

$$\frac{\partial\delta\omega_s}{\partial t} + \frac{\delta\omega_s}{\tau} = -\frac{1}{\tau}(1 - \omega_e q), \tag{10}$$

$$\omega_e = 1 - p_0 \int_0^1 \delta\omega_s q^{-1} dy - \gamma t, \tag{11}$$

при начальных условиях для $\omega_e(t)$ и $\delta\omega_s(r,t)$

$$\omega_e(0) = 1, \; \delta\omega_s(r,0) = 0.$$

В работе [13] для решения уравнений (10),(11) применена слоистая модель релаксационных областей в ядре нейтронной звезды. Как было сказано выше, релаксация угловой скорости пульсара Vela описывается тремя характерными временами: τ_s (короткое), τ_i (среднее) и τ_l (длинное). Поэтому уравнения (10),(11) были решены в трехслойной модели областей релаксации. В соответствии с этим интегрирование по сверхтекучей области в уравнении (11) можно заменить суммированием по s, i, l-слоям следующим образом:

$$\omega_e(t) = 1 - \delta\omega_{ss}\, q_s^{-1}\, p_s - \delta\omega_{sl}\, q_l^{-1}\, p_l - \delta\omega_{sl}\, q_l^{-1}\, p_l - \gamma\, t, \tag{12}$$

а уравнение (10) для угловой скорости сверхтекучей компоненты в s, i, l-слоях соответственно уравнениями:

$$\frac{\partial\delta\omega_{ss}}{\partial t} + \frac{\delta\omega_{ss}}{\tau_s} = \frac{\Delta_s}{\tau_s} - \frac{q_s}{\tau_s}\gamma\, t - \frac{p_l\,\delta\omega_{sl}}{\tau_s}, \tag{13а}$$

$$\frac{\partial\delta\omega_{sl}}{\partial t} + \frac{\delta\omega_{sl}}{\tau_l} = \frac{\Delta_l}{\tau_l} - \frac{q_l}{\tau_l}\gamma\, t - \frac{p_l\,\delta\omega_{sl}}{\tau_l}, \tag{13б}$$

$$\frac{\partial\delta\omega_{sl}}{\partial t} + \frac{\delta\omega_{sl}}{\tau_l/(1+p_l)} = \frac{\Delta_l}{\tau_l} - \frac{q_l}{\tau_l}\gamma\, t, \tag{13в}$$

где $\Delta_j = q_j - 1,\; j = s,i,l$. При получении уравнений (13а)-(13в) мы приняли, что $p_s, p_l \ll 1$, а $p_l \approx 0.5$. Это предположение найдет свое подтверждение при сравнении полученных решений с наблюдательными данными для нахождения относительных моментов инерции областей релаксации. Из уравнений (12), (13а)-(13в) можно найти решения для $\Omega_s(t)$ в различных слоях и $\Omega_c(t)$, которые более удобно записывать для частот вращения сверхтекучей и нормальной компонент $\nu_s(t)$ и $\nu(t)$:

$$\nu_{sj}(t) = \nu_{sj}(0) - \frac{\nu_0}{\tau_0}t + \frac{1}{1+p_j}\left[\frac{\nu_0}{\tau_0}\tau'_j\,(1+p_j) - \Delta\nu_{sj}(0)\right]\left(1 - e^{-t/\tau'_j}\right), \tag{14}$$

$$\nu(t) = \nu_0 - \sum_{j=s,i,l}\frac{p_j}{1+p_j}\left[\frac{\nu_0}{\tau_0}\tau'_j\,(1+p_j) - \Delta\nu_{sj}(0)\right]\left(1 - e^{-t/\tau'_j}\right) - \frac{\nu_0}{\tau_0}t, \tag{15}$$

где

$$\tau_0 = (1+p_l)/\gamma, \quad \tau'_j = \tau_j/(1+p_j), \quad \Delta\nu_{sj} = \nu_{sj} - \nu.$$

Отсюда для стационарного значения $\Delta\nu_{sj}(\infty) = \nu_{sj}(\infty) - \nu(\infty)$ получаем:

$$\Delta\nu_{sj}(\infty) = \frac{\nu_0}{\tau_0}\tau'_j\,(1+p_j).$$

Однако в силу причин пиннинга значение $\Delta\nu_{sj}(\infty)$ будет отличаться от своего стационарного значения на некоторую величину $\Delta\nu'_{sj}$:

$$\Delta\nu_{sj}(\infty)=\frac{\nu_0}{\tau_0}\tau'_j\left(1+p_j\right)+\Delta\nu'_{sj}. \tag{16}$$

Примем, что непосредственно перед скачком значение $\Delta\nu_{sj}$ равно значению $\Delta\nu_{sj}(\infty)$. Тогда для начального значения $\Delta\nu_{sj}(0)$ непосредственно после скачка получаем

$$\Delta\nu_{sj}(0)=\frac{\nu_0}{\tau_0}\tau'_j\left(1+p_j\right)+\Delta\nu'_{sj}-\Delta\nu, \tag{17}$$

где $\Delta\nu$ - величина скачка частоты вращения.

Наблюдаемые дискретные времена релаксации можно объяснить как наличие двух — активных и пассивных - областей внутри звезды. Можно принять, что в активных областях с отсутствием пиннинга имеем $\Delta\nu'_{sj}=0$. Тогда в этих областях в течение межскачкового времени создается такое распределение нейтронных вихрей, что частоты вращения ν_s и ν имеют одинаковый темп замедления перед скачком: $\dot{\nu}_s=\dot{\nu}$. Скачкообразное изменение частоты вращения $\nu(t)$ нормальной компоненты приводит к нарушению этого распределения, за которым следует релаксационный процесс. Если в других пассивных областях вследствие пиннинга отклонение значения $\Delta\nu_{sj}(\infty)$ от своего стационарного значения равно величине скачка: $\Delta\nu'_{sj}=\Delta\nu$, то в них распределение вихрей после скачка соответствует темпу замедления $\dot{\nu}_s=\dot{\nu}$. Следовательно, эти области не будут участвовать в релаксационном процессе. Таким образом, послескачковое поведение частоты вращения пульсара дается выражением:

$$\nu(t)=\nu_0-\frac{\nu_0}{\tau_0}t-\sum_{j=s,i,l}\frac{p_j}{1+p_j}\Delta\nu\left(1-e^{-t/\tau'_j}\right), \tag{18}$$

где суммирование проводится по активным областям в *s*, *i*, *l*-слоях. Для наблюдаемой величины $\dot{\nu}(t)$ получаем из (18)

$$\dot{\nu}(t)=\frac{\nu_0}{\tau_0}-\sum_{j=s,i,l}\frac{p_j}{1+p_j}\frac{\Delta\nu}{\tau'_j}e^{-t/\tau'_j}. \tag{19}$$

3. *Сравнение с наблюдениями.* Анализ наблюдений для шести скачков пульсара Vela показывает, что послескачковое поведение содержит кратковременную и средневременную экспоненциальные зависимости и линейную зависимость от времени:

$$\begin{aligned}\dot{\nu}(t)&=\dot{\nu}_0+\ddot{\nu}_0\,t+\dot{\nu}_s\,e^{-t/\tau_s}+\dot{\nu}_i\,e^{-t/\tau_i}+\dot{\nu}_l+\ddot{\nu}_l\,t=\\&=\dot{\nu}_0+\dot{\nu}_l+\dot{\nu}_s\,e^{-t/\tau_s}+\dot{\nu}_i\,e^{-t/\tau_i}+\left(\ddot{\nu}_0+\ddot{\nu}_l\right)t.\end{aligned} \tag{20}$$

Значения шести параметров $\dot{\nu}_0$, $\dot{\nu}_l$, $\dot{\nu}_s$, $\dot{\nu}_i$, $\ddot{\nu}_0$, $\ddot{\nu}_l$ численных расчетов для шести послескачковых наблюдений пульсара Vela приведены в работе [1].

Для согласования значений $\dot{\nu}(t)$, полученных из теории и наблюдений, перепишем формулу (19) в виде:

$$\dot{\nu}(t) = -\frac{\nu_0}{\tau_0} + \frac{I_{sl}}{I_e + I_{sl}}\frac{\Delta\nu}{\tau_l'} - \frac{I_{ss}}{I_e + I_{ss}}\frac{\Delta\nu}{\tau_s}e^{-t/\tau_s} - \frac{I_{si}}{I_e + I_{si}}\frac{\Delta\nu}{\tau_i'}e^{-t/\tau_i} + \frac{I_{sl}}{I_e + I_{sl}}\frac{\Delta\nu}{\tau_l'^2}t, \quad (21)$$

где экспоненту с характерным временем τ_l' можно разложить в ряд, так как времена наблюдений между скачкми порядка 100 дней, а τ_l' порядка 500 дней. Учитывая также условие $I_{ss}, I_{sl} << I_e$, из сравнения (20) и (21) получаем моменты инерции активных областей релаксации и время τ_l' [13]:

$$\frac{I_{ss}}{I_e} = \frac{|\dot{\nu}_s|}{\Delta\nu}\tau_s, \quad (22)$$

$$\frac{I_{si}}{I_e} = \frac{|\dot{\nu}_i|}{\Delta\nu}\tau_i, \quad (23)$$

$$\frac{I_{sl}}{I_e + I_{sl}} = \frac{\left|\dot{\nu}_0 + \dot{\nu}_l\right| - \dfrac{\nu_0}{\tau_0}}{\Delta\nu}\tau_l', \quad (24)$$

$$\tau_l' = \frac{\left|\dot{\nu}_0 + \dot{\nu}_l\right| - \dfrac{\nu_0}{\tau_0}}{\left|\ddot{\nu}_0 + \ddot{\nu}_l\right|}. \quad (25)$$

В табл.1 приведены значения времени релаксации τ в рамках ОТО в зависимости от радиуса r звезды для уравнения состояния из [20]. Сравнение τ с временем релаксации в ньютоновском приближении, полученном в [12,13] для того же уравнения состояния [20] показывает, что эти величины,

Таблица 1

ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ τ ОТ РАССТОЯНИЯ r ДО ЦЕНТРА ЗВЕЗДЫ

r, км	9.57	9.56	9.53	9.52	9.50	9.48	9.47	9.45
τ, дни	0.7	3.5	7	13.5	23	39	63	98
r, км	9.44	9.42	9.40	9.39	9.37	9.36	9.34	
τ, дни	150	225	340	491	695	956	2660	

как и можно было ожидать, отличаются в среднем на 20%, что связано с поправками ОТО. В табл.2 приведены значения I_{sj}/I_e $(j = s,i,l)$ и τ_l' для шести скачков пульсара Vela. Для каждого скачка на модели нейтронной звезды можно найти области релаксации, характеризующиеся соответствующим временем релаксации τ_j и I_{sj} моментом инерции.

В качестве модели нейтронной звезды мы выбрали конфигурацию с массой $M = 1.4\,M_\odot$, радиусом $R \approx 10$ км, и полным моментом инерции $I \approx 1.156\cdot10^{45}$ г·см² [18]. Согласно расчетам микроскопических параметров

Таблица 2

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ МОМЕНТЫ ИНЕРЦИИ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ РЕЛАКСАЦИИ В *s*-, *i*-, *l*- СЛОЯХ И ХАРАКТЕРНОЕ ВРЕМЯ ЛИНЕЙНОЙ РЕЛАКСАЦИИ ПОСЛЕ ШЕСТИ СКАЧКОВ ПУЛЬСАРА VELA

	$\left(\frac{I_{ss}}{I_e}\right)\times 10^{-3}$	$\left(\frac{I_{si}}{I_e}\right)\times 10^{-3}$	$\left(\frac{I_{sl}}{I_e}\right)$	τ'_j , дни
1	1.98	17.8	0.28	1092
2	1.58	13.1	0.18	740
3	0.44	3.53	0.517	877
4	2.41	11.3	0.416	1296
5	0.81	1.89	0.43	495
6	2.48	5.5	0.108	433

протонного сверхпроводника [19], нейтронно - протонный конденсат существует в области от $R_l \approx 5$ км до границы раздела ядра и коры нейтронной звезды: $R_0 \approx 9.64$ км. Область звезды с радиусом $r \le R_l$ и $R_0 \le r \le R$ и моментом инерции $I_e = 8.3 \cdot 10^{43}$ г·см² составляет эффективную нормальную часть звезды. Выбор этой модели основан на том, что аналогичное сравнение теории релаксации с наблюдениями было проведено в [13]. Отметим, что в этой работе частично были учтены поправки ОТО, связанные с тем, что модельные расчеты нейтронных звезд [18] были проведены в рамках ОТО. В данной работе учтены все поправки ОТО в квадратичном по угловой скорости пульсаров приближении. Анализ обоих результатов позволит выяснить роль поправок ОТО в поведении угловой скорости пульсаров после скачков. В табл.3 указаны местоположения активных областей релаксации после шести скачков пульсара Vela. Можно увидеть, что от скачка к скачку области релаксации меняются случайным образом. Относительный момент инерции *s*- и *i*- слоев мал по сравнению с относительным моментом инерции *l*-слоя. Это указывает на то, что пиннинг вихрей становится более эффективным при приближении к границе ядра звезды. Условия пиннинга

Таблица 3

МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ РЕЛАКСАЦИИ В *s*-, *i*-, *l*- СЛОЯХ ПОСЛЕ ШЕСТИ СКАЧКОВ ПУЛЬСАРА VELA

	l- слой, км	*i*- слой, км	*s*- слой, км
1	9.341 − 9.425	9.444 − 9.450	9.5215 − 9.5225
2	9.348 − 9.415	9.452 − 9.457	9.5495 − 9.5505
3	9.341 − 9.4835	9.4835 − 9.4855	9.5498 − 9.5502
4	9.340 − 9.461	9.4615 − 9.4635	9.5345 − 9.5355
5	9.350 − 9.492	9.5095 − 9.5105	9.5348 − 9.5352
6	9.372 − 9.412	9.509 − 9.511	9.5595 − 9.5605

меняются случайным образом от скачка к скачку, т.е. внутри рассмотренных слоев нет предпочтительных областей пиннинга. Можно указать две причины, приведшие к различным условиям пиннинга в этих слоях [13]: 1) взаимодействие вихрей с неоднородностями границы раздела ядра и коры может привести к пиннингу, а укорачивание длины вихрей при движении к границе – к увеличению силы пиннинга на единицу длины вихря; 2) стационарная разница частот вращения сверхтекучей и нормальной компонентов существенно меньше в *s*- и *i*-слоях, чем в *l*-слое, следовательно и сила Магнуса, действующая на вихрь, меньше на фактор τ_s/τ_l и τ_i/τ_l соответственно. Однако нужно отметить, что существование активных и пассивных областей в *l*-слое весьма условно, так как послескачковое поведение $\dot{\nu}(t)$ представляет собой суммарный отклик от всего слоя, в котором, в общем случае, условие пиннинга не будет существенно меняться.

Сравнение данных, приведенных в табл.3, с аналогичными результатами из [13] на основе той же модели нейтронной звезды показывает, что учет поправок ОТО приводит в основном к небольшому смещению активных областей релаксации в слое с заданным характерным временем релаксации. Таким образом, теория релаксации, развитая в работах [12,13] и дополненная поправками ОТО, является наиболее приемлемой теорией, объясняющей характерное послескачковое поведение угловой скорости пульсаров.

4. *Заключение*. Полученные ранее [15-17] уравнения движения двухкомпонентной сверхтекучей системы в ядре звезды в рамках ОТО применены для теории релаксации угловой скорости пульсаров. Из сравнения теориии с наблюдениями для пульсара Vela получены моменты инерции областей релаксации. Анализ результатов подтверждает стандартную модель нейтронной звезды [18] как приемлемую модель пульсаров. Можно применить развитую нами теорию релаксации угловой скорости пульсаров для моделей нейтронных звезд с другими уравнениями состояния, с целью выяснения наиболее подходящей модели для пульсаров. Сравнение теории с наблюдениями можно провести и для последующих скачков угловой скорости пульсара Vela. Целесообразно предложить новые математические методы сравнения теории с наблюдениями с целью выяснить закономерности поведения эффектов пиннинга и депиннинга внутри нейтронной звезды. Этим задачам будут посвящены последующие работы.

Ереванский государственный университет,
Армения

THE RELAXATION OF THE VELA PULSAR ANGULAR VELOCITY IN FRAME OF GRT. THE STANDARD MODEL OF THE NEUTRON STAR

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAIRAPETIAN

The dynamics of the rotating two-component system in the core of the neutron star is considered in frame of GRT. The theory of relaxation of the Vela pulsar angular velocity is constructed taking into account the corrections of GRT. From comparison of the theory with the observational data for Vela pulsar the relative moments of inertia and destination of the relaxation regions is obtained for the standard model of the neutron star. It is shown that the theory agrees with the observations and confirms the used model of the neutron star as an acceptable model of pulsars.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.M.Cordes*, *G.S.Downs*, *J.Krause-Polstorff*, Astrophys. J., **330**, 841, 1988.
2. *A.G.Lyne*, Nature, **326**, 569, 1987.
3. *P.M.McCulloch*, *P.A.Hamilton*, *D.McConnel*, *F.A.King*, Nature, **346**, 822, 1990.
4. *C.S.Flanagan*, Nature, **345**, 416, 1990.
5. *A.G.Lyne*, *F.Graham-Smith*, *R.S.Pritchard*, Nature, **359**, 706, 1992.
6. *M.A.Alpar*, *P.W.Anderson*, *D.Pines*, *J.Shaham*, Astrophys. J., **276**, 325, 1984.
7. *M.A.Alpar*, *H.F.Chou*, *K.S.Cheng*, *D.Pines*, Astrophys. J., **409**, 345, 1993.
8. *P.B.Jones*, Mon. Notis. Roy. Astron. Soc., **243**, 257, 1990.
9. *P.B.Jones*, Mon. Notis. Roy. Astron. Soc., **246**, 315, 1990.
10. *P.B.Jones*, Mon. Notis. Roy. Astron. Soc., **263**, 619, 1993.
11. *А.Д.Седракян*, *Д.М.Седракян*, Ж. эксперим. и теор. физ., **102**, 721, 1992.
12. *A.D.Sedrakian*, *D.M.Sedrakian*, Astrophys. J., **447**, 305, 1995.
13. *A.D.Sedrakian*, *D.M.Sedrakian*, *J.M.Cordes*, *Y.Terzian*, Astrophys. J., **447**, 324, 1995.
14. *Д.М.Седракян*, *М.В.Айрапетян*, Астрофизика, **40**, 67, 1997.
15. *Д.М.Седракян*, Астрофизика, **40**, 403, 1997.
16. *D.Langlois*, *D.Sedrakian*, *B.Carter*, Mon. Notis. Roy. Astron. Soc., **297**, 1189, 1998.
17. *М.В.Айрапетян*, *Д.М.Седракян*, Астрофизика, **42**, 89, 1999.
18. *F.Weber*, "Hadron Physics and Neutron Star Properties". Habilitation Thesis, Univ. Munich, 1992.
19. *M.Baldo*, *J.Cugnon*, *A.Lejeune*, *U.Lombardo*, Nucl. Phys. A., **536**, 349, 1992.
20. *R.B.Wiringa*, *V.Fiks*, *A.Fabrochini*, Phys. Rev. C., **38**, 1010, 1988.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 43 ФЕВРАЛЬ, 2000 ВЫПУСК 1

УДК: 52-64

АСИМПТОТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ПЕРЕНОСА ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ РАССЕЯНИИ В ДОПЛЕРОВСКОМ ЯДРЕ ЛИНИИ

С.И.ГРАЧЕВ

Поступила 28 июня 1999
Принята к печати 15 октября 1999

В первой из серии статей Иванова и др. было показано, что модельная задача о переносе поляризованного излучения в результате резонансного рассеяния на двухуровенных атомах в однородной плоской атмосфере при отсутствии ЛТР сводится в приближении полного перераспределения по частоте к решению матричного интегрального уравнения типа Винера-Хопфа для матричной (2х2) функции источников $S(\tau)$. Во второй работе этой серии, посвященной векторной проблеме Милна, найдены полные асимптотические разложения матрицы $I(z)$ (которая является по-существу преобразованием Лапласа матрицы $S(\tau)$) для случая доплеровского профиля коэффициента поглощения, и коэффициенты асимптотических разложений $S(\tau)$ ($\tau \gg 1$) выражены через коэффициенты разложений $I(z)$. Мы показываем, что асимптотические разложения $S(\tau)$ можно найти непосредственно из матричного интегрального уравнения типа Винера-Хопфа для $S(\tau)$. Мы даем новые рекуррентные соотношения для коэффициентов этих разложений, а также новый вывод асимптотических разложений матрицы I, включая ее второй столбец, который рассматривался в работе Иванова и др. лишь кратко.

1. *Введение.* В первой из серии статей Иванова и др. [1] сформулирована стандартная задача о многократном резонансном рассеянии в полубесконечной атмосфере с равномерно распределенными источниками частично поляризованного излучения в линии в предположении о полном перераспределении по частоте (ППЧ) при доплеровском профиле коэффициента поглощения. Во второй статье серии [2] сделано обобщение хорошо известной скалярной асимптотической теории образования линий в чисто рассеивающих атмосферах при ППЧ [3-6] на матричный случай. Для случая консервативного рассеяния были найдены полные асимптотические разложения матричной функции $S(\tau)$ и матрицы $I(z)$ (которая определяется через преобразование Лапласа $S(\tau)$). В качестве отправного пункта использовалось линейное интегральное уравнение для матрицы I. Вывод этих разложений (принадлежащий В.В.Иванову) дан (в целях экономии места) только для первых столбцов матриц и в основе его - асимптотическое разложение дисперсионной матрицы, найденное в первой статье серии.

В настоящей статье мы даем совершенно новый метод получения полных асимптотических разложений матрицы S прямо из исходного матричного уравнения Винера-Хопфа. Мы приводим также альтернативный вывод асимптотических разложений матрицы I. Рассматривается как консервативное $\left(\lambda_I = 1,\ \lambda_Q < 1\right)$, так и биконсервативное (в пределе $\lambda_I = 1,\ \lambda_Q \to 1$) а также и неконсервативное $\left(\lambda_I < 1,\ \lambda_Q < 1\right)$ рассеяния. В разделе 2 приведены исходные интегральные уравнения и асимптотические разложения некоторых ядерных функций. В разделах 3 и 4 даны выводы асимптотических разложений матриц S и I соответственно. Основные результаты суммированы в разделе 5.

2. *Основные уравнения*. В [1] было показано, что в рамках приближения ППЧ матричная (2x2) функция источников $S(\tau)$ в стандартной двухуровенной задаче о переносе поляризованного излучения в линии в полубесконечной среде с равномерно распределенными первичными источниками частично поляризованного излучения удовлетворяет матричному интегральному уравнению типа Винера-Хопфа

$$S(\tau) = \int_0^\infty K_1(\tau - \tau')S(\tau')\,d\tau' + \varepsilon^{1/2}, \tag{1}$$

где ядерная матрица $K_1(\tau)$ представима в виде непрерывной суперпозиции экспонент:

$$K_1(\tau) = \int_0^\infty e^{-|\tau|/z}\,G(z)\,dz/z. \tag{2}$$

Ее нормировка такова, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} K_1(\tau)\,d\tau = 2\int_0^\infty G(z)\,dz = \mathrm{diag}\left(\lambda_I, \lambda_Q\right). \tag{3}$$

Здесь $\lambda_I \equiv 1 - \varepsilon_I$ - обычное альбедо однократного рассеяния, а $\lambda_Q \equiv 1 - \varepsilon_Q$ - эквивалент альбедо однократного рассеяния для параметра Стокса Q, ε_I и ε_Q - соответствующие вероятности гибели. Параметр λ_Q выражается через λ_I и параметр деполяризации W:

$$\lambda_Q = \frac{7}{10} W \lambda_I. \tag{4}$$

Значение $W = 1$ соответствует дипольному рассеянию (нет деполяризации) и $W = 0$ дает деполяризованное изотропное рассеяние.

Явные выражения для матрицы $G(z)$ в общем случае произвольного профиля рассеяния в линии $\phi(x)$ в предположении о ППЧ даны в работе [1] (формулы (32)-(33)). Нам потребуется лишь асимптотическое разложение $G(z)$ при $z \to \infty$, которое приводится ниже. Источниковое слагаемое в правой части уравнения (1)

$$\varepsilon^{1/2} = \mathrm{diag}\left(\varepsilon_I^{1/2}, \varepsilon_Q^{1/2}\right). \tag{5}$$

Интегрируя по частям в правой части (1), получаем альтернативную форму этого уравнения

$$\varepsilon S(\tau) = \varepsilon^{1/2} - K_2(\tau) S(\tau) - \int_0^\tau [K_2(\tau') - K_2(\tau)] S'(\tau - \tau') d\tau' +$$
$$+ \int_0^\infty K_2(\tau') S'(\tau + \tau') d\tau', \tag{6}$$

где так называемая вторая ядерная матрица

$$K_2(\tau) = \int_\tau^\infty K_1(\tau) d\tau \tag{7}$$

и $S'(\tau) = dS(\tau)/d\tau$. Заметим, что согласно (3) $2K_2(0) = \mathrm{diag}(\lambda_1, \lambda_Q)$.

Пусть $I(z)$ - матрица Стокса выходящего излучения:

$$I(z) = \int_0^\infty S(\tau) e^{-\tau/z} d\tau/z, \; z \ge 0. \tag{8}$$

Матрица $I(z)$ удовлетворяет двум матричным уравнениям (см. [1]), одно из которых линейное:

$$\varepsilon I(z) = \varepsilon^{1/2} + \int_0^\infty G(z') \frac{(z+z') I(z') - 2z' I(z)}{z'^2 - z^2} z' dz', \tag{9}$$

а другое нелинейное:

$$I(z) \left[\varepsilon^{1/2} + \int_0^\infty I^T(z') G(z') \frac{z' dz'}{z + z'} \right] = E, \tag{10}$$

где "T" означает транспонирование и E - единичная матрица. Последнее из этих уравнений будет использовано для нахождения главных членов асимптотических разложений матриц S и I в биконсервативном пределе, когда линейные интегральные уравнения (1) и (9) становятся однородными, позволяя найти асимптотические разложения с точностью до численных множителей. Именно таким методом были впервые найдены асимптотики при ППЧ в скалярном случае [7,8].

Мы будем также использовать следующую альтернативную форму линейного уравнения (9):

$$\varepsilon I(z) = \varepsilon^{1/2} - W(z) I(z) + \int_0^\infty G(z') \frac{I(z') - I(z)}{z' - z} z' dz', \tag{11}$$

где

$$W(z) \equiv \int_0^\infty \frac{G(z')}{z' + z} z' dz'. \tag{12}$$

Заметим, что $W(z)$ представляет собой по существу преобразование Лапласа второй ядерной матрицы, а именно: $W(z) = (1/z) \overline{K}_2(1/z)$ (черта сверху обозначает преобразование Лапласа).

Уравнения (9), (11) и (6) являются исходными для получения асимптотических разложений матриц I и S соответственно. Что же касается ядерных матриц G и K_2, входящих в эти уравнения, то нам необходимо знать только их асимптотические разложения. Для случая доплеровского профиля $\phi(x) = \pi^{-1/2}\exp\left(-x^2\right)$ эти разложения можно найти, например, в [1] (см. также [9]):

$$K_2(\tau) \sim \frac{1}{4\tau} T^{-1/2} \kappa_1 \odot \sum_{n=0}^{\infty} k_n T^{-n}, \quad G(z) \sim \frac{1}{4z^2} Z^{-1/2} \kappa_1 \odot \sum_{n=0}^{\infty} g_n Z^{-n}, \tag{13}$$

где

$$T = \ln \frac{\tau}{\sqrt{\pi}}, \quad Z = \ln \frac{z}{\sqrt{\pi}}, \tag{14}$$

$$\kappa_1 = \begin{pmatrix} \lambda_I & \sqrt{\lambda_I \lambda_Q} \\ \sqrt{\lambda_I \lambda_Q} & \lambda_Q \end{pmatrix} \odot \begin{pmatrix} 1 & -\frac{1}{4}\sqrt{\frac{5}{7}} \\ -\frac{1}{4}\sqrt{\frac{5}{7}} & \frac{5}{7} \end{pmatrix}, \tag{15}$$

$$k_n = (2n-1)!! \sum_{i=0}^{n} 2^{-i} \frac{\Gamma^{(i)}(1)}{i!(2n-2i-1)!!} g_{n-i}, \tag{16}$$

$$g_n = (-1)^n \frac{(2n-1)!!}{2^{2n}} \begin{pmatrix} 1 & 3 \cdot 2^{-n} - 2 \\ 3 \cdot 2^{-n} - 2 & \frac{1}{2}\left(5 - 3 \cdot 2^{1-n} + 3^{1-n}\right) \end{pmatrix}, \tag{17}$$

$\Gamma^{(i)}(1)$ - i-ая производная гамма-функции Эйлера. Символ $\odot$ обозначает поэлементное перемножение матриц, так что $Z = X \odot Y$, если $z_{ij} = x_{ij} y_{ij}, \quad i,j = 1,2$.

Мы также используем асимптотическое разложение матрицы $W(z)$, которое имеет вид

$$W(z) \sim \frac{\sqrt{Z}}{2z} \kappa_1 \odot \sum_{n=0}^{\infty} w_n Z^{-n}, \quad z \to \infty, \tag{18}$$

где

$$w(n) = -(2n-3)!! \sum_{k=0}^{n} \frac{(-1)^k b_k}{2^k k!(2n-2k-1)!!} g_{n-k}. \tag{19}$$

Здесь мы ввели следующее обозначение:

$$b_n = \int_0^{\infty} \frac{\ln^n x}{(x+1)^2} dx = 2\left|2^{n-1} - 1\right| \pi^n \left|B_n\right|, \quad n = 0,1,2,\cdots \tag{20}$$

где B_n - числа Бернулли. Коэффициенты разложения (18) приведены в табл.1.

3. *Асимптотические разложения матрицы источников* $S(\tau)$. *3.1. Консервативное рассеяние:* $\lambda_I = 1$, $\lambda_Q < 1$. Введем следующие обозначения:

$$P(K_2, S) \equiv \int_0^{\tau} \left[K_2(\tau') - K_2(\tau)\right] S'(\tau - \tau') d\tau' + \int_0^{\infty} K_2(\tau') S'(\tau + \tau') d\tau', \tag{21}$$

Таблица 1

КОЭФФИЦИЕНТЫ ω_k^{ij} АСИМПТОТИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ $W(z)$

k	ω_k^{11}	ω_k^{12}	ω_k^{22}
0	1.000000E+00	1.000000E+00	1.000000E+00
1	2.500000E-01	-1.250000E-01	3.750000E-01
2	-4.737335E-01	-3.331085E-01	-5.310252E-01
3	3.553001E-01	-2.303844E-01	5.648512E-01
4	-2.219812E+00	-1.187571E+00	-2.651205E+00
5	3.884671E+00	-2.845546E+00	6.379722E+00
6	-3.784506E+01	-1.716281E+01	-4.661044E+01
7	1.040739E+02	-8.047507E+01	1.736252E+02
8	-1.390005E+03	-5.827530E+02	-1.734437E+03
9	5.212521E+03	-4.119859E+03	8.753853E+03
10	-8.939213E+04	-3.633101E+04	-1.120961E+05

$$J(K_2,S) \equiv -K_2(\tau)S(\tau) + P(K_2,S). \tag{22}$$

Тогда компоненты 11 и 21 матричного уравнения (6) переписываются в виде

$$0 = J\left(K_2^{11},S^{11}\right) + J\left(K_2^{12},S^{21}\right), \tag{23}$$

$$\varepsilon_Q S^{21}(\tau) = J\left(K_2^{12},S^{11}\right) + J\left(K_2^{22},S^{21}\right). \tag{24}$$

Физически очевидно, что глубоко в среде поле излучения становится почти изотропным, и поляризация стремится к нулю. Таким образом, имеем $S^{21}(\tau) \to 0$, $S^{11}(\tau) \to S(\tau)$ при $\tau \to \infty$, где $S(\tau)$ - функция источников в скалярном случае. Тогда при $\tau >> 1$ можно пренебречь вторыми слагаемыми в правых частях (23) и (24), что дает

$$J\left(K_2^{11},S^{11}\right) \sim 0, \tag{25}$$

$$S^{21}(\tau) \sim \frac{1}{\varepsilon_Q + K^{22}(\tau)} J\left(K_2^{12},S^{11}\right). \tag{26}$$

Из первого из этих уравнений получается асимптотическое разложение $S^{11}(\tau)$, а из второго - асимптотическое разложение $S^{21}(\tau)$. Асимптотическое разложение $S(\tau)$ в скалярной задаче Милна получено ранее В.В.Ивановым [3], причем коэффициенты этого разложения выражены через коэффициенты асимптотического разложения H-функции. Имеем (см. [3])

$$S(\tau) \sim \bar{s}_0 \sqrt{\tau}\, T^{1/4} \sum_{l=0}^{\infty} s_l T^{-l}, \tag{27}$$

где $\bar{s}_0 = 4/\pi$, $s_0 = 1$. Дифференцируя (27), получаем

$$S'(\tau) \sim \frac{\bar{s}_0}{2} \tau^{-1/2} T^{1/4} \sum_{l=0}^{\infty} r_l T^{-l}, \tag{28}$$

где

$$r_0 = s_0 = 1, \ \ r_l = s_l - \left(2\,i - 5/2\right) s_{l-1}, \ \ i = 1,2,3,\cdots \tag{29}$$

Асимптотическое разложение (13) для любого элемента второй ядерной матрицы можно переписать в виде

$$K_2(\tau) \sim \tilde{k}_0\, \tau^{-1}\, T^{-1/2} \sum_{l=0}^{\infty} k_l\, T^{-l}, \ \ k_0 = 1. \tag{30}$$

Таким образом, нам следует найти скалярное асимптотическое разложение $J\left(K_2, S\right)$, используя разложения (30) и (27) для $K_2(\tau)$ и $S(\tau)$ соответственно. В качестве первого шага сделаем в интеграле в правой части (21) замену переменных, получив

$$\begin{aligned} P(K_2 S) = \tau \int_0^1 \Big\{ (1-x)^{-2}\, K_2\big(\tau x/(1-x)\big) S'\big(\tau/(1-x)\big) - \\ - \left[K_2(\tau x) - K_2(\tau)\right] S'\big(\tau(1-x)\big)\Big\}\, dx. \end{aligned} \tag{31}$$

Далее, из (30) следует, что

$$K_2(\tau z) \sim z^{-1} K_2(\tau) + \tilde{k}_0 (z\,\tau)^{-1}\, T^{-1/2} \sum_{l=1}^{\infty} q_l(z)\, T^{-l}, \tag{32}$$

где

$$q_l(z) = \sum_{i=0}^{l-1} k_i\, d_{l-i}\left(-\,i - 1/2\right) \ln^{l-i} z, \ \ l = 1,2,\cdots, \tag{33}$$

а $d_k(p)$ - биномиальные коэффициенты:

$$d_0(p) = 1, \ \ d_k(p) = \frac{p(p-1)\cdots(p-k+1)}{k!}, \ \ k = 1,2,\cdots \tag{34}$$

Аналогичным образом из (28) получаем

$$S'(\tau z) \sim z^{-1/2} S'(\tau) + \frac{\tilde{s}_0}{2} (\tau z)^{-1/2}\, T^{1/4} \sum_{l=1}^{\infty} p_l(z)\, T^{-l}, \tag{35}$$

где

$$p_l(z) = \sum_{i=0}^{l-1} r_i d_{l-i}\left(-\,i + 1/4\right) \ln^{l-i} z, \quad l = 1,2,\cdots \tag{36}$$

Подстановка формул (32), (35) и (28), (30) в правую часть (22) дает

$$J\left(K_2, S\right) \sim \frac{1}{2} \tilde{s}_0 \tilde{k}_0\, \tau^{-1/2}\, T^{-1/4} \sum_{l=2}^{\infty} j_l(k,s)\, T^{-l}, \tag{37}$$

где

$$\begin{aligned} j_l(k,s) = -\pi^2 (l-1)\, r_{l-1} + \sum\nolimits_{m=0}^{l-2} \Big\{ -\frac{1}{2}(4\,m+3)(4\,m-1)\, s_m k_{l-2-m} + \\ r_m \Big[-\frac{\pi^2}{2}(l+m-1)\, k_{l-m-1} + \sum\nolimits_{i=2}^{l-m} k_{l-m-i} \big[2(-2)^i\, i!\, d_i(-\,m+1/4) + \\ \sum\nolimits_{j=1}^{i} d_{i-j}(m+i-l-1/2)\big(d_j(l-3/4) - d_j(-\,m+1/4)\big) a_{j,i-j} \big]\Big]\Big\}, \end{aligned} \tag{38}$$

$r_0 = s_0, \ \ r_m = s_m - \left(2\,m - 5/2\right) s_{m-1},$

$$a_{j,k}=\int_0^1\frac{\ln^j(1-x)\ln^k x}{x\sqrt{1-x}}dx,\quad j=1,2,\cdots;\; k=0,1\cdots \tag{39}$$

(вычисление коэффициентов $a_{j,k}$ обсуждается в Приложении А).

Подстановка разложения (37) в (25) дает $j_l\left(k^{11},s^{11}\right)=0$, $l=2,3,\cdots$, откуда вытекает, согласно (38), следующее рекуррентное соотношение для коэффициентов асимптотического разложения $S^{11}(\tau)$:

$$\begin{gathered}s_{l-1}^{11}=\left(2l-9/2\right)s_{l-2}^{11}+\frac{1}{\pi^2(l-1)}\sum_{m=0}^{l-2}\left\{-\frac{1}{2}(4m+3)(4m-1)s_m^{11}k_{l-2-m}^{11}+\right.\\ r_m^{11}\left[-\frac{\pi^2}{2}(l+m-1)k_{l-m-1}^{11}+\sum_{i=2}^{l-m}k_{l-m-i}^{11}\left[2(-2)^i\,i!\,d_i\left(-m+1/4\right)+\right.\right.\\ \left.\left.\left.\sum_{j=1}^{i}d_{i-j}\left(m+i-l-1/2\right)\left(d_j\left(l-3/4\right)-d_j\left(-m+1/4\right)\right)a_{j,i-j}\right]\right]\right\},\quad l=2,3,\cdots,\end{gathered} \tag{40}$$

причем $s_0^{11}=1$. Далее, при достаточно больших τ, а именно, когда $K^{22}(\tau)\ll\varepsilon_Q$, подстановка (37) в (26) дает

$$S^{21}(\tau)\sim\frac{3\pi}{128}\sqrt{\frac{5}{7}}\lambda_Q^{1/2}\varepsilon_Q^{-1}\tau^{-1/2}\,T^{-9/4}\sum_{l=0}^{\infty}\frac{s_l^{21}}{T^l}, \tag{41}$$

где

$$s_l^{21}=-\frac{16}{3\pi^2}\,j_{l+2}\left(k^{12},s^{11}\right), \tag{42}$$

а $j_{l+2}\left(k^{12},s^{11}\right)$ можно найти из (38) подстановкой известных коэффициентов $s_m=s_m^{11}, k_m=k_m^{12}$. В частности, имеем

$$s_1^{21}=-\frac{15}{8}-\frac{9}{4}A,\quad s_2^{21}=\frac{1}{32}\left(89\pi^2+117A^2+195A+\frac{513}{4}\right), \tag{43}$$

где $A=C+2\ln 2$, $C=0.577216$ - постоянная Эйлера.

Рассмотрим теперь второй столбец матрицы S. Компоненты 12 и 22 матричного уравнения (6) таковы:

$$0=-K_2^{11}(\tau)S^{12}(\tau)-K_2^{12}(\tau)S^{22}(\tau)+P\left(K_2^{11},S^{12}\right)+P\left(K_2^{12},S^{22}\right), \tag{44}$$

$$\varepsilon S^{22}(\tau)=\varepsilon_Q^{1/2}-K_2^{12}(\tau)S^{12}(\tau)-K_2^{22}(\tau)S^{22}(\tau)+P\left(K_2^{12},S^{12}\right)+P\left(K_2^{22},S^{22}\right). \tag{45}$$

Второе из этих уравнений позволяет сделать вывод, что

$$S^{22}(\tau)\sim\varepsilon_Q^{-1/2}+O\left(\tau^{-1}T^{-1/2}\right),\quad \tau\gg 1, \tag{46}$$

так что последними слагаемыми в правых частях (44) и (45) можно пренебречь. В результате имеем

$$K_2^{11}(\tau)S^{12}(\tau)\sim-\varepsilon_Q^{-1/2}\,K_2^{12}(\tau)+P\left(K_2^{11},S^{12}\right), \tag{47}$$

$$\left[\varepsilon_Q+K_2^{22}(\tau)\right]S^{22}(\tau)\sim\varepsilon_Q^{1/2}-K_2^{12}(\tau)S^{12}(\tau)+P\left(K_2^{12},S^{12}\right). \tag{48}$$

Из (47) следует, что разложение $S^{12}(\tau)$ должно иметь вид

$$S^{12}(\tau) \sim \tilde{s}_0^{12} \sum_{i=0}^{\infty} s_i^{12} T^{-i}, \; s_0^{12} = 1, \tag{49}$$

поскольку аналогичный вид имеет асимптотическое разложение отношения $K_2^{12}(\tau)/K_2^{11}(\tau)$. Таким образом, остается найти разложение $P(K_2,S)$, где K_2 и S имеют разложения (13) и (49) соответственно. Дифференцируя (49), получаем (опуская для простоты верхний индекс 12)

$$S'(\tau z) \sim -\tilde{s}_0 (z\tau)^{-1} T^{-2} \sum_{m=0}^{\infty} p_m(z) T^{-m}, \tag{50}$$

где

$$p_m(z) = \sum_{i=0}^{m} (i+1) s_{i+1} d_{m-i}(-i-2) \ln^{m-i} z. \tag{51}$$

При помощи формул (32) и (50) находим из (21), что

$$P(K_2,S) \sim \tilde{s}_0 \tilde{k}_0 \tau^{-1} T^{-5/2} \sum_{l=1}^{\infty} j_l(k,s) T^{-l}, \; \tau >> 1, \tag{52}$$

где

$$\begin{gathered} j_l(k,s) = \sum_{m=0}^{l-1} (m+1) s_{m+1} \sum_{i=1}^{l-m} k_{l-m-i} \sum_{j=1}^{i} \{d_{i-j}(i-l+m-1/2)\big[d_j(-m-2) - \\ - d_j(l+3/2)\big] + d_j(i-l+m-1/2) d_{i-j}(-m-2)\} \, b_{j,i-j}, \end{gathered} \tag{53}$$

причем

$$b_{j,k} = \int_0^1 \ln^j (1-x) \ln^k x \frac{dx}{x}. \tag{54}$$

(вычисление $b_{j,k}$ обсуждается в Приложении А). В частности, мы имеем $j_1(k^{11},s) = (5/6)\pi^2 s_1$. Конечный результат таков:

$$S^{12}(\tau) \sim \frac{1}{4} \sqrt{\frac{5\lambda_Q}{7\varepsilon_Q}} \sum_{i=0}^{\infty} s_i^{12} T^{-i}, \tag{55}$$

причем s_i^{12} определяются из рекуррентного соотношения

$$s_i^{12} = k_i^{12} - \sum_{j=0}^{i-1} s_j^{12} k_{i-j}^{11} + (\text{если } i \ge 3) + j_{i-2}(k^{11}, s^{12}), \; i \ge 1, \quad s_0^{12} = 1, \tag{56}$$

где $j_l(k^{11}, s^{12})$ даются формулой (53). Заметим, что согласно (44) и (52)

$$S^{12}(\tau) \sim -\varepsilon_Q^{-1/2} \frac{K_2^{12}(\tau)}{K_2^{11}(\tau)} + O(T^{-3}). \tag{57}$$

При $K_2^{22}(\tau) << \varepsilon_Q$, т.е. при достаточно больших τ, можно переписать уравнение (45) в виде

$$S^{22}(\tau) \sim \varepsilon_Q^{-1/2} - \varepsilon_Q^{-3/2} K_2^{22}(\tau) - \varepsilon_Q^{-1} K_2^{12}(\tau) S^{12}(\tau) + \varepsilon_Q^{-1} P(K_2^{12}, S^{12}). \tag{58}$$

Подставляя разложение (57) в (58) и принимая во внимание (52), получаем

$$S^{22}(\tau) \sim \varepsilon_Q^{-1/2} - \varepsilon_Q^{-3/2} \frac{\det K_2(\tau)}{K_2^{11}(\tau)} + O(\tau^{-1} T^{-7/2}). \tag{59}$$

Полное асимптотическое разложение $S^{22}(\tau)$ получается подстановкой разложений $K_2^{22}(\tau)$, $K_2^{12}(\tau)$, $S^{12}(\tau)$ и $P\left(K_2^{12}, S^{12}\right)$ в уравнение (48). В результате имеем

$$S^{22}(\tau) \sim \varepsilon_Q^{-1/2} - \frac{75}{448} \frac{\lambda_Q \varepsilon_Q^{-3/2}}{\tau\sqrt{T}} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{s_l^{22}}{T^l}, \tag{60}$$

где $s_0^{22} = 1$,

$$s_l^{22} = \frac{16}{15} k_l^{22} - \frac{1}{15} \sum_{j=0}^{l} s_j^{12} k_{l-j}^{12} + (\text{если } l \ge 3) + \frac{1}{15} j_{l-2}\left(k^{12}, s^{12}\right). \tag{61}$$

Последнее слагаемое в правой части (61) находится из (53) подстановкой $k_i = k_i^{12}$ и $s_i = s_i^{12}$.

Численные значения коэффициентов $s_i^{\alpha\beta}$ $(\alpha, \beta = 1,2;\ i = 1,2,\cdots)$, рассчитанных как описано выше, совпадают со значениями, представленными в [2]. Поэтому мы их здесь не приводим.

3.2 *Биконсервативный предел:* $\lambda_I = 1$, $\lambda_Q \to 1$. Естественно предположить, что в случае биконсервативного рассеяния $(\lambda_I = 1,\ \lambda_Q = 1)$ асимптотическое разложение матрицы S имеет такой же вид, как и в скалярном случае, а именно:

$$S(\tau) \sim \frac{4}{\pi} \tau^{1/2} T^{1/4} \sum_{l=0}^{\infty} \tilde{s}_l T^{-l}. \tag{62}$$

Далее, обозначим $\tilde{k}_n = \kappa_1 \odot k_n$ в асимптотическом разложении (13). (Заметим, что $\tilde{k}_0 = \kappa_1$.) Тогда, подставляя разложения (62) и (13) в матричное уравнение (1), получаем (совершенно аналогично скалярному соотношению (40)) следующее матричное рекуррентное соотношение:

$$\begin{gathered}\tilde{s}_{l-1} = (2l - 9/2)\tilde{s}_{l-2} + \frac{\kappa_1^{-1}}{\pi^2 (l-1)} \sum\nolimits_{m=0}^{l-2} \left\{ -\frac{1}{2}(4m+3)(4m-1)\tilde{k}_{l-2-m}\tilde{s}_m + \right. \\ + \left[-\frac{\pi^2}{2}(l+m-1)\tilde{k}_{l-m-1} + \sum\nolimits_{i=2}^{l-m} \tilde{k}_{l-m-i} \left[2(-2)^i\, i!\, d_i(-m+1/4) + \right.\right. \\ \left.\left.\left. \sum\nolimits_{j=1}^{i} d_{i-j}(m+i-l-1/2)\left(d_j(l-3/4) - d_j(-m+1/4)\right) a_{j,l-j} \right]\right] \tilde{r}_m \right\}, \quad l = 2,3,\cdots,\end{gathered} \tag{63}$$

где $\tilde{r}_0 = \tilde{s}_0$, $\tilde{r}_m = \tilde{s}_m - (2m - 5/2)\tilde{s}_{m-1}$, $m = 1,2,\cdots$. Чтобы начать определение коэффициентов, необходимо найти матрицу $\tilde{s}_0$. Мы вычислим ее в пределе $\lambda_I = 1$, $\lambda_Q \to 1$ и $\tau \to \infty$, используя найденные в предыдущем разделе асимптотические разложения в случае консервативного рассеяния. Прежде всего из (27) и (41) имеем $S^{21}(\tau)/S^{11}(\tau) \propto 1\Big/\left(\varepsilon_Q \tau T^{5/2}\right)$. Но разложение (41) справедливо при $\varepsilon_Q \gg K_2^{22}(\tau) \propto \tau^{-1} T^{-1/2}$, поэтому мы получаем, что $S^{21}(\tau)/S^{11}(\tau) \to 0$ при $\varepsilon_Q \to 0$ и $\tau \to \infty$. Таким образом, мы приходим к выводу, что $\tilde{s}_0^{21} = 0$ и тогда $\tilde{s}_0^{11} = 1$, как в скалярном случае. Далее, из (55) и (60) следует, что $S^{12}(\tau)/S^{22}(\tau) \to \frac{1}{4}\sqrt{\frac{5}{7}}$ при $\tau \to \infty$ и $\varepsilon_Q \to 0$, и, следовательно, можно заключить, что $\tilde{s}_0^{12}/\tilde{s}_0^{22} = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{5}{7}}$. Этого достаточно для нахождения всех коэффициентов разложений $S^{12}(\tau)$ и $S^{22}(\tau)$, нормированных, скажем, на коэффициент $\tilde{s}_0^{12}$, который можно найти отдельно из нелинейного уравнения (10) (см. ниже в разделе 4.2). В итоге имеем

$$\tilde{s}_0 = \begin{pmatrix} 1 & \dfrac{1}{\sqrt{15}} \\ 0 & \dfrac{4}{5}\sqrt{\dfrac{7}{3}} \end{pmatrix}. \tag{64}$$

Из (63) на первом шаге можно получить, что $\tilde{s}_0^{21} = \dfrac{7}{20}\dfrac{1}{\sqrt{35}}$, и асимптотическое разложение $S^{21}(\tau)$ принимает вид

$$S^{21}(\tau) \sim \frac{7}{5\pi\sqrt{35}}\tau^{1/2}T^{-3/4}\sum_{l=0}^{\infty} s_l^{21}T^{-l}, \tag{65}$$

где $s_0^{21} = 1$. Для остальных элементов матрицы S имеем

$$S(\tau) \sim \frac{4}{\pi}\tau^{1/2}T^{1/4}\tilde{s}_0 \odot \sum_{l=0}^{\infty} s_l T^{-l}, \tag{66}$$

где $s_0^{11} = s_0^{12} = s_0^{22} = 1$. Коэффициенты $s_l^{\alpha\beta}$, $\alpha,\beta = 1,2$ приведены в табл.2.

Таблица 2

КОЭФФИЦИЕНТЫ s_k^{ij} АСИМПТОТИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ S(τ) В БИКОНСЕРВАТИВНОМ ПРЕДЕЛЕ $(\lambda_I = 1, \lambda_Q \to 1)$

k	s_k^{11}	s_k^{21}	s_k^{12}	s_k^{22}
0	1.000000E+00	1.000000E+00	1.000000E+00	1.000000E+00
1	1.283775E-01	-5.851325E-01	3.950442E-01	2.075442E-01
2	-7.542401E-01	5.581631E+00	-9.269421E-01	-8.172297E-01
3	7.470298E-01	-1.202030E+01	2.262757E+00	1.217243E+00
4	-8.620379E+00	1.411256E+02	-1.211964E+01	-9.868594E+00
5	1.906009E+01	-5.203293E+02	5.769297E+01	3.126382E+01
6	-2.822032E+02	7.222987E+03	-4.326420E+02	-3.352190E+02
7	9.772387E+02	-3.751873E+04	2.962681E+03	1.609954E+03
8	-1.735888E+04	6.062933E+05	-2.816356E+04	-2.113821E+04
9	8.202160E+04	-4.054924E+06	2.490678E+05	1.355085E+05
10	-1.699097E+06	7.527293E+07	-2.863916E+06	-2.104526E+06

3.3. *Неконсервативное рассеяние:* $\lambda_I < 1$, $\lambda_Q < 1$. Неконсервативные асимптотические разложения были найдены В.В.Ивановым (частное сообщение, 1995г.). Они получаются из (6), если просто пренебречь интегральными слагаемыми и затем разрешить оставшееся уравнение относительно $S(\tau)$. В итоге

$$S(\tau) \sim \left[E + \varepsilon^{-1}K_2(\tau)\right]^{-1}\varepsilon^{-1/2}, \tag{67}$$

что, очевидно, представляет собой матричное обобщение скалярного приближения вероятности выхода первого порядка. В том случае, когда

$$K_2^{11}(\tau) \ll \varepsilon_I, \quad K_2^{22}(\tau) \ll \varepsilon_Q, \tag{68}$$

окончательно имеем

$$S(\tau) \sim \varepsilon^{-1/2} - \varepsilon^{-1} K_2(\tau)\varepsilon^{-1/2}. \tag{69}$$

Можно проверить, что все отброшенные слагаемые имеют порядок τ^{-2}. Коэффициенты асимптотического разложения второй ядерной функции можно найти, например, в [1].

4. *Асимптотические разложения матрицы* $I(z)$. 4.1. *Консервативное рассеяние:* $\lambda_I = 1$, $\lambda_Q < 1$. Мы получим асимптотические разложения матрицы $I(z)$ из линейного уравнения (9). Введем обозначение

$$Q(G,I) \equiv \int_0^\infty G(z')\frac{(z+z')I(z') - 2z'I(z)}{z'^2 - z^2} z'\,dz'. \tag{70}$$

Можно переписать эту формулу также в виде

$$Q(G,I) \equiv U(G,I) - V(G,I), \tag{71}$$

или

$$Q(G,I) \equiv R(G,I) - W(z)\,I(z), \tag{72}$$

где

$$U(G,I) \equiv 2\int_0^\infty G(z')\frac{I(z') - I(z)}{z'^2 - z^2} z'^2 dz', \tag{73}$$

$$R(G,I) \equiv \int_0^\infty G(z')\frac{I(z') - I(z)}{z' - z} z'dz', \tag{74}$$

$$V(G,I) \equiv \int_0^\infty G(z')\frac{I(z')}{z' + z} z'dz', \tag{75}$$

$$W(z) \equiv \int_0^\infty \frac{G(z')}{z' + z} z'dz'. \tag{76}$$

Тогда первый столбец уравнения (9) переписывается следующим образом:

$$0 = Q(G^{11}, I^{11}) + Q(G^{12}, I^{21}), \tag{77}$$

$$\varepsilon_Q\, I^{21}(z) = Q(G^{12}, I^{11}) + Q(G^{22}, I^{21}). \tag{78}$$

Последними слагаемыми в правых частях этих уравнений можно пренебречь при достаточно больших значениях z, которые соответствуют большим оптическим глубинам τ, где поляризация мала. Поэтому имеем

$$Q(G^{11}, I^{11}) \sim 0, \tag{79}$$

$$I^{21}(z) \sim \frac{1}{\varepsilon_Q + W(z)} Q\left(G^{12}, I^{11}\right) \qquad (80)$$

Первое из этих уравнений эквивалентно линейному уравнению для скалярной функции $H(z)$ (В.В.Иванов [3]), и из него получается известное асимптотическое разложение $I^{11}(z)$ $(= H(z))$, подстановка которого во второе уравнение дает затем асимптотическое разложение $I^{21}(z)$. В [3] найдено, что

$$I(z) \sim \tilde{i}_0 \sqrt{z}\, Z^{1/4} \sum_{k=0}^{\infty} i_k\, Z^{-k}, \qquad (81)$$

где $\tilde{i}_0 = 2/\pi$, $Z = \ln z/\sqrt{\pi}$, причем мы опускаем для простоты верхний индекс 11 у $I(z)$. Нам потребуется также асимптотическое разложение матрицы $G(z)$ при $z \gg 1$. Согласно (13) для любого элемента матрицы G имеем

$$G(z) \sim \tilde{g}_0 z^{-2} Z^{1/2} \sum_{k=0}^{\infty} g_k\, Z^{-k}. \qquad (82)$$

Затем мы делаем замену переменной $z' = zx$ в подинтегральном выражении в правой части (70), получая

$$Q(G, I) \equiv z \int_0^{\infty} G(zx) \frac{(x+1)\, I(zx) - 2\, x I(z)}{x^2 - 1}\, x dx. \qquad (83)$$

Далее, из (82) и (81) при $z \gg 1$ и $x \neq 0$ вытекают следующие разложения:

$$z\, G(zx)\, I(zx) \sim \tilde{i}_0 \tilde{g}_0 z^{-1/2} Z^{-1/4}\, x^{-3/2} \sum_{l=0}^{\infty} \alpha_l(x)\, Z^{-l}, \qquad (84)$$

$$z\, G(zx)\, I(z) \sim \tilde{i}_0 \tilde{g}_0 z^{-1/2} Z^{-1/4} x^{-2} \sum_{l=0}^{\infty} \beta_l(x)\, Z^{-l}, \qquad (85)$$

где

$$\alpha_l(x) = \sum_{m=0}^{l} i_m \sum_{n=0}^{l-m} g_{l-m-n}\, d_n(n - l - 1/4) \ln^n x, \qquad (86)$$

$$\beta_l(x) = \sum_{m=0}^{l} i_m \sum_{n=0}^{l-m} g_{l-m-n}\, d_n(m + n - l - 1/2) \ln^n x, \qquad (87)$$

а $d_n(p)$ - биномиальные коэффициенты. Подстановка (84) и (85) в (83) дает

$$Q(G, I) \sim 2\, \tilde{i}_0 \tilde{g}_0 z^{-1/2} Z^{-1/4} \sum_{l=0}^{\infty} q_l(g, i)\, Z^{-l}, \qquad (88)$$

где

$$q_l(g, i) = \int_0^{\infty} \frac{\alpha_l\left(x^2\right) - \beta_l(x)}{x^2 - 1}\, dx. \qquad (89)$$

Согласно формулам (86) и (87) имеем $\alpha_0\left(x^2\right) = \beta_0(x)$ и $\alpha_1\left(x^2\right) = \beta_1(x)$. Поэтому суммирование в правой части (88) начинается реально с $l = 2$. Подстановка формул (86) и (87) в (89) дает

$$q_l(g, i) = \sum_{m=0}^{l-1} i_m \sum_{n=1}^{l-m} g_{l-m-n} \left[2^n\, d_n(n - l - 1/4) - d_n(m + n - l - 1/2)\right] a_n, \qquad (90)$$

где

$$a_n = \int_0^\infty \frac{\ln^n x}{x^2 - 1} dx = \frac{2^{n+1} - 1}{n+1} \pi^{n+1} \left|B_{n+1}\right|, \quad n = 1,2,\cdots \tag{91}$$

Здесь B_n - числа Бернулли, так что $a_{2k} = 0$, поскольку $B_{2k+1} = 0$ при $k = 1,2,\cdots$ и только a_{2k+1} - ненулевые. В частности $a_1 = (3/2)\pi^2 B_2 = \pi^2/4$.

Из (88) и (79) следует тождество $q_l(g,i) = 0$, дающее согласно (90) следуюшее рекуррентное соотношение для определения коэффициентов разложения $I^{11}(z)$:

$$i_k^{11} = -\frac{2}{\pi^2 k} \sum_{l=0}^{k-1} i_l^{11} \sum_{m=1}^{k-l+1} a_m\, g_{k-l-m+1}^{11} \left[d_m(m-k+l-3/2) - 2^m d_m(m-k-5/4)\right]. \tag{92}$$

Далее, при достаточно больших z, а именно: при $W(z) \ll \varepsilon_Q$, из (80) и (88) следует, что

$$I^{21}(z) \sim \frac{2}{\varepsilon_Q} \frac{\tilde{i}_0^{11}\, \tilde{g}_0^{12}}{\sqrt{z}\, Z^{9/4}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{i_k^{21}}{T^k}, \tag{93}$$

где обозначено $i_k^{21} = q_{k+2}(g^{12}, i^{11}) / q_2(g^{12}, i^{11})$. Принимая во внимание, что $g_k^{12} = g_k^{11}(3 \cdot 2^{-k} - 2)$ и $q_2(g^{12}, i^{11}) = -3\pi^2/32$, получаем следующее выражение для коэффициентов разложения $I^{21}(z)$:

$$i_k^{21} = \frac{8}{\pi^2} \sum_{l=0}^{k+1} i_l^{11} \sum_{m=0}^{k-l+2} 2^{m+l-k} a_m\, g_{k-l-m+2}^{11} \left[d_m(m-k+l-5/2) - 2^m d_m(m-k-9/4)\right]. \tag{94}$$

Можно показать, что соотношения (92) и (94) эквивалентны найденным в [2]. В частности,

$$i_1^{21} = -\frac{15}{8}, \quad i_2^{21} = \frac{295}{64}\pi^2 + \frac{513}{128}. \tag{95}$$

Обратимся ко второму столбцу уравнения (9). Имеем

$$0 = Q(G^{11}, I^{12}) + Q(G^{12}, I^{22}), \tag{96}$$

$$\varepsilon_Q I^{22}(z) = \sqrt{\varepsilon_Q} + Q(G^{12}, I^{12}) + Q(G^{22}, I^{22}). \tag{97}$$

Воспользуемся сначала для $Q(G, I)$ представлением (72), которое показывает, что

$$I^{22}(z) \sim \varepsilon_Q^{-1/2} + O\left(z^{-1} Z^{1/2}\right) \tag{98}$$

и

$$Q(G, I^{22}) \sim z^{-1}\, \omega(G, I^{22}) - \varepsilon_Q^{-1/2} W(z), \tag{99}$$

где

$$\omega(G, I) = \int_0^\infty G(z)\left[I(\infty) - I(z)\right] z dz. \tag{100}$$

Более того, мы приходим к выводу, что разложение элемента 12 должно иметь вид

$$I^{12}(z) \sim \tilde{i}_0 \sum_{k=0}^{\infty} i_k^{12} Z^{-k}, \tag{101}$$

поскольку аналогичный вид справедлив для разложения $W^{12}(z)/W^{11}(z)$ (см. формулу (18)). Поэтому

$$\tilde{i}_0 = -\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_Q}} \frac{\tilde{g}_0^{12}}{\tilde{g}_0^{11}} = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{5\lambda_Q}{7\varepsilon_Q}}. \tag{102}$$

Далее мы используем представление (71) для $Q(G^{11}, I^{12})$ и $Q(G^{12}, I^{12})$ и представление (99) для $Q(G^{12}, I^{22})$ и $Q(G^{22}, I^{22})$, получая из (78) и (97)

$$0 \sim U(G^{11}, I^{12}) - V(G^{11}, I^{12}) - \varepsilon_Q^{-1/2} W^{12}(z), \tag{103}$$

$$\varepsilon_Q I^{22}(z) \sim \sqrt{\varepsilon_Q} + U(G^{12}, I^{12}) - V(G^{12}, I^{12}) - \varepsilon_Q^{-1/2} W^{22}(z) + z^{-1}\omega(G^{22}, I^{22}), \tag{104}$$

причем последнее соотношение справедливо при $W^{22}(z) << \varepsilon_Q$. Таким образом, требуется найти асимптотические разложения $U(G, I^{12})$ и $V(G, I^{12})$ при $G(z)$ и $I^{12}(z)$, имеющих разложения вида (82) и (101) соответственно. Имеем

$$U(g,i) \sim 2\frac{\tilde{i}_0\,\tilde{g}_0}{z\sqrt{Z}} \sum_{n=2}^{\infty} u_n(g,i) Z^{-n}, \tag{105}$$

где

$$u_n(g,i) = \sum_{l=1}^{n-1} i_l \sum_{m=l}^{n-1} g_{m-l}\, a_{n-m}\left[d_{n-m}(-m-1/2) - d_{n-m}(l-m-1/2)\right], \tag{106}$$

и

$$V(g,i) \sim 2\tilde{i}_0\tilde{g}_0\, z^{-1}\sqrt{Z} \sum_{n=0}^{\infty} v_n(g,i) Z^{-n}, \tag{107}$$

где

$$v_n(g,i) = \sum_{l=0}^{n} i_l \sum_{m=l}^{n} g_{m-l} \frac{b_{n-m}}{1-2m} d_{n-m}(-m+1/2). \tag{108}$$

Здесь коэффициенты a_n и b_n определены выше формулами (91) и (20) соответственно, причем мы опускаем для простоты верхний индекс 12 у i_l. Подстановка этих разложений (вместе с разложением (18)) в (103) дает следующее рекуррентное соотношение для определения коэффициентов i_l^{12}: $i_0^{12} = 1$, $i_1^{12} = 3/8$, $i_2^{12} = -21/64$, и при $k \geq 3$

$$i_k^{12} = \frac{1}{4} i_{k-1}^{12} + (2k-1)\left(C_{0k}^{12} - C_{0k}^{11}\right) - (2k-1)\sum\nolimits_{l=1}^{k-2} i_l^{12}\Big\{C_{lk}^{11} - \sum\nolimits_{m=1}^{k-l-1} a_m\, g_{k-m-l-1}^{11}\left[d_m(m-k+l+1/2) - d_m(m-k+1/2)\right]\Big\}, \tag{109}$$

где

$$C_{lk}^{ij} = i^{2l} \sum_{m=l}^{k} \frac{b_{k-m}}{2m-1} g_{m-l}^{ij} d_{k-m}(-m+1/2). \tag{110}$$

Далее мы подставляем (105), (107) и (18) в (104) и находим разложение $I^{22}(z)$:

$$I^{22}(z) \sim \varepsilon_Q^{-1/2} + \frac{\omega(G^{22}, I^{22})}{\varepsilon_Q z} - \frac{75}{224}\lambda_Q \varepsilon_Q^{-3/2} \frac{\sqrt{Z}}{z} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{i_k^{22}}{Z^k}, \tag{111}$$

где $i_0^{22} = 1$, $i_1^{22} = 13/30$, $i_2^{22} = -(\pi^2 + 401/120)/24$ и при $k \geq 3$ значения i_k^{22} выражаются через i_l^{12}, $l = 1, \cdots, k$. Их можно найти по формуле

$$15(2k-1)i_k^{22} = i_k^{12} + \frac{1}{8} i_{k-1}^{12} - (2k-1)(C_{0k}^{22} - C_{0k}^{12}) + (2k-1)\sum\nolimits_{l=1}^{k-2} i_l^{12} \{C_{lk}^{12} - \sum\nolimits_{m=1}^{k-l-1} a_m g_{k-m-l-1}^{12} [d_m(m-k+l+1/2) - d_m(m-k+1/2)]\}. \tag{112}$$

Коэффициенты i_l^{12} и i_l^{22} приведены в [2].

4.2. *Биконсервативный предел:* $\lambda_1 = 1$, $\lambda_Q \to 1$. Естественно предположить, что в случае биконсервативного рассеяния ($\lambda_1 = 1$, $\lambda_Q = 1$) асимптотическое разложение матрицы I имеет ту же форму, что и в скалярном случае:

$$I(z) \sim \frac{2}{\sqrt{\pi}} z^{1/2} Z^{1/4} \sum_{k=0}^{\infty} \tilde{\mathrm{i}}_k Z^{-k}. \tag{113}$$

Обозначим $\tilde{g}_n = \kappa_1 \odot g_n$ в асимптотическом разложении (13). (Заметим, что $\tilde{g}_0 = \kappa_1$). Тогда подстановка разложений (113) и (13) в матричное уравнение (9) дает (аналогично скалярному соотношению (92)) следующее матричное рекуррентное соотношение:

$$\tilde{i}_k = -\frac{2}{\pi^2 k}\kappa_1^{-1} \sum_{l=0}^{k-1} \sum_{m=1}^{k-l+1} a_m \tilde{g}_{k-l-m+1} \tilde{i}_l \left[d_m(m-k+l-3/2) - 2^m d_m(m-k-5/4)\right] \tag{114}$$

Для начала необходимо найти матрицу $\tilde{i}_0$. Мы вычислим ее в пределе $\lambda_1 = 1$, $\lambda_Q \to 1$ и $z \to \infty$, используя консервативные асимптотические разложения, найденные в предыдущем разделе. Во-первых, из (81) и (93) следует, что $I^{21}(z)/I^{11}(z) \to 0$ при $\varepsilon_Q \to 0$ и $z \to \infty$. Таким образом, $\tilde{i}_0^{21} = 0$, и тогда $\tilde{i}_0^{11} = 1$, как и в скалярном случае. Далее, из разложений (101) и (111) следует, что $\tilde{i}_0^{12}/\tilde{i}_0^{22} = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{5}{7}}$. Этого достаточно для нахождения всех коэффициентов разложений $I^{12}(z)$ и $I^{22}(z)$, нормированных, например, на коэффициент $\tilde{i}_0^{12}$, который можно найти отдельно из нелинейного уравнения (10) тем же методом, что и в скалярном случае [7,8]. Так, подстановка главного члена разложения (113) в (10) дает $\tilde{i}_0 \tilde{i}_0^{\mathrm{T}} \tilde{g}_0 = \mathrm{E}$. Это уравнение легко решается при заданном отношении $\tilde{i}_0^{12}/\tilde{i}_0^{22} = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{5}{7}}$. В итоге получаем для $\tilde{i}_0$ приведенное выше представление (64).

На первом шаге из (114) находим, что $\tilde{i}_0^{21} = \frac{7}{20}\frac{1}{\sqrt{35}}$. Поэтому можно переписать разложение $I^{21}(z)$ так:

$$I^{21}(\tau) \sim \frac{1}{10}\sqrt{\frac{7}{5\pi}} z^{1/2} Z^{-3/4} \sum_{k=0}^{\infty} i_k^{21} Z^{-k}, \tag{115}$$

где $i_0^{21} = 1$. Для остальных элементов матрицы I имеем:

$$I(z) \sim \frac{2}{\sqrt{\pi}} z^{1/2} Z^{1/4}\, \tilde{i}_0 \odot \sum_{k=0}^{\infty} \frac{i_k}{Z^k}, \tag{116}$$

где $i_0^{11} = i_0^{12} = i_0^{22} = 1$. Коэффициенты $i_k^{\alpha\beta}, \alpha, \beta = 1,2$ приведены в табл.3.

Таблица 3

КОЭФФИЦИЕНТЫ i_k^{ij} АСИМПТОТИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ $\mathrm{I}(z)$ В БИКОНСЕРВАТИВНОМ ПРЕДЕЛЕ ($\lambda_I = 1,\ \lambda_Q \to 1$)

k	i_k^{11}	i_k^{21}	i_k^{12}	i_k^{22}
0	1.000000E+00	1.000000E+00	1.000000E+00	1.000000E+00
1	1.375000E-01	-6.125000E-01	4.041667E-01	2.166667E-01
2	-8.455160E-01	6.233334E+00	-1.025516E+00	-9.106722E-01
3	8.343349E-01	-1.346148E+01	2.524914E+00	1.357205E+00
4	-1.048550E+01	1.706433E+02	-1.440935E+01	-1.188819E+01
5	2.218519E+01	-6.144697E+02	6.882500E+01	3.686669E+01
6	-3.638422E+02	9.243081E+03	-5.420795E+02	-4.270276E+02
7	1.174218E+03	-4.605041E+04	3.710473E+03	1.979428E+03
8	-2.331978E+04	8.074472E+05	-3.663643E+04	-2.801373E+04
9	1.008590E+05	-5.115257E+06	3.229026E+05	1.716705E+05
10	-2.350184E+06	1.031191E+08	-3.826365E+06	-2.868439E+06

Для проверки расчетов асимптотическое разложение (62) матрицы $S(\tau)$ было подставлено в формуле (8) для матрицы $\mathrm{I}(z)$ и было найдено следующее соотношение между коэффициентами разложений этих двух матриц:

$$\tilde{\mathrm{i}}_n = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sum_{k=0}^{n} \tilde{s}_k\, d_{n-k}\left(\frac{1}{4} - k\right) \Gamma^{(n-k)}\left(\frac{3}{2}\right), \tag{117}$$

или

$$\tilde{\mathrm{s}}_n = \tilde{\mathrm{i}}_n - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sum_{k=0}^{n-1} \tilde{s}_k\, d_{n-k}\left(\frac{1}{4} - k\right) \Gamma^{(n-k)}\left(\frac{3}{2}\right). \tag{118}$$

Мы использовали коэффициенты $\tilde{i}_n$, чтобы вычислить $\tilde{\mathrm{s}}_n$ при помощи этого рекуррентного соотношения (именно так определялись коэффициенты разложения функции источников в скалярном случае [3]), и нашли, что численные значения $\tilde{\mathrm{s}}_n$, найденные таким способом, совпадают с рассчитанными независимо в разделе 3.

4.3. ***Неконсервативное рассеяние:*** $\lambda_I < 1,\ \lambda_Q < 1$. При больших z из уравнения (11) имеем:

$$I(z) \sim \left[E + \varepsilon^{-1} W(z)\right]^{-1} \left[\varepsilon^{-1/2} + \varepsilon^{-1} \omega\, z^{-1}\right], \tag{119}$$

где

$$\omega = \int_0^{\infty} G(z) \left[\mathrm{I}(\infty) - I(z)\right] z dz. \tag{120}$$

В случае, когда

$$W^{11}(z) \ll \varepsilon_1, \;\; W^{22}(z) \ll \varepsilon_Q, \tag{121}$$

получаем

$$I(z) \sim \varepsilon^{-1/2} - \varepsilon^{-1} W(z) \varepsilon^{-1/2} + \varepsilon^{-1} \omega \, z^{-1}. \tag{122}$$

Можно проверить, что сумма всех отброшенных слагаемых - порядка z^{-2}. Коэффициенты асимптотического разложения матрицы $W(z)$ приведены выше в табл.1.

5. *Выводы*. В рамках матричной версии полного перераспределения по частоте, сформулированной в [1], предложен новый метод вывода полных асимптотических разложений матричной функции источников $S(\tau)$ для случая доплеровского профиля в стандартной задаче о плоской аксиально симметричной среде с равномерно распределенными первичными источниками частично поляризованного излучения в спектральной линии. В качестве исходного используется матричное (2x2) уравнение для производной матрицы $S(\tau)$ по τ, получающееся из уравнения типа Винера-Хопфа для $S(\tau)$ интегрированием по частям. Мы находим асимптотические разложения непосредственно из уравнения для производной матрицы источников, и все, что при этом используется это - асимптотические разложения второй ядерной матрицы уравнения. Рассмотрены случаи консервативного ($\lambda_I = 1,\ \lambda_Q < 1$) и неконсервативного ($\lambda_I < 1,\ \lambda_Q < 1$) рассеяния, а также - биконсервативный предел ($\lambda_I = 1,\ \lambda_Q \to 1$). В качестве побочного результата получено новое рекуррентное соотношение для коэффициентов асимптотического разложения скалярной функции источников в задаче Милна ($\lambda_I = 1$). Дан также новый вывод полных разложений матрицы Стокса выходящего излучения $\mathrm{I}(z)$ из линейного матричного уравнения, являющегося обобщением скалярного линейного уравнения H-функции. В случае консервативного рассеяния коэффициенты наших разложений совпадают с найденными в [2]. Мы приводим таблицы коэффициентов асимптотических разложений в биконсервативном пределе.

Работа выполнена при поддержке грантом РФФИ и ISF P39300, а также грантом РФФИ 96-15-96622 (Программа поддержки ведущих научных школ).

Астрономический институт им. В.В.Соболева
Санкт-Петербургского университета, Россия

ASYMPTOTIC THEORY OF POLARIZED LINE FORMATION BY RESONANCE SCATTERING WITHIN THE DOPPLER CORE

S.I.GRACHEV

In the first of the series of papers by Ivanov et al it was shown that the model two-level problem of non-LTE formation in homogeneous plane atmospheres with the complete account of polarization due to resonance scattering assuming complete frequency redistribution is reduced to the 2x2 matrix Wiener-Hopf integral equation for the matrix source function $S(\tau)$. In the second paper devoted to the vector Milne problem, fill asymptotic expansions of $I(z)$ matrix (which is essentially Laplace transform of $S(\tau)$) are obtained for the particular case of the Doppler profile and then the coeflicients of asymptotic expansions for $S(\tau)$ ($\tau \gg 1$) are expressed through those for $I(z)$. We show that those asymptotic expansions for $S(\tau)$ can be derived directly from matrix Wiener-Hopf integral equation for $S(\tau)$. We give new recursion relations for the coefficients of these expansions together with the new derivation of the I-matrix asymptotic expansions inchluding its second column which have been considered by Ivanov et al only briefly.

ЛИТЕРАТУРА

1. *V.V.Ivanov*, *S.I.Grachev*, *V.M.Loskutov*, Astron. Astrophys., **318**, 315, 1997.
2. *V.V.Ivanov*, *S.I.Grachev*, *V.M.Loskutov*, Astron. Astrophys., **321**, 968, 1997.
3. *В.В.Иванов*, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
4. *H.Frisch*, *U.Frisch*, JQSRT, **28**, 361, 1982.
5. *D.I.Nagirner*, Astrophys. Space Phys. Rev., **3**, 255, 1984.
6. *H.Frisch*, in Radiation in Moving Gaseous Media, eds. Y.Chmielewsky, T.Lanz, Geneva Observ., 1988.
7. *В.В.Иванов*, Вестник ЛГУ, N 19, 117, 1960.
8. *В.В.Иванов*, Уч. зап. ЛГУ, N 307, 52, 1962.
9. *M.Faurobert-Scholl*, *H.Frisch*. Astron. Astrophys., **219**, 338, 1989.
10. *М.Абрамовиц*, *И.Стиган*, Справочник по специальным функциям, Наука, М., 1979.

Приложение А.

Вычисление коэффициентов a_{jk} *и* b_{jk}*, определенных формулами (39) и (54).* Очевидно можно переписать формулы (39) и (54) в виде

$$a_{jk} = \left.\frac{\partial^{j+k} B(\alpha,\beta)}{\partial\beta^j \partial\alpha^k}\right|_{\alpha=0,\beta=1/2}, \quad b_{jk} = \left.\frac{\partial^{j+k} B(\alpha,\beta)}{\partial\beta^j \partial\alpha^k}\right|_{\alpha=0,\beta=1}, \tag{A1}$$

где $B(\alpha,\beta)$ - бета-функция Эйлера, которая выражается через гамма-функцию Эйлера:

$$B(\alpha,\beta) = \frac{\Gamma(\alpha)\Gamma(\beta)}{\Gamma(\alpha+\beta)}. \tag{A2}$$

Подстановка (A2) в (A1) дает следующие рекуррентные соотношения:

$$a_{m,n-m} = -\frac{\psi^{(n)}(1/2)}{n-m+1} - \sum_{j=0}^{n-m-1} C_{n-m}^j \left\{ \frac{\psi^{(m+j)}(1/2)}{j+1} D_{n-m-j} + \sum_{l=1}^{m-1} C_{m-1}^l\, a_{lj}\, \psi^{(n-1-l-j)}(1/2) \right\}, \tag{A3}$$

$$b_{m,n-m} = -\frac{\psi^{(n)}(1)}{n-m+1} - \sum_{j=0}^{n-m-1} C_{n-m}^j \sum_{l=1}^{m-1} C_{m-1}^l\, b_{lj}\, \psi^{(n-1-l-j)}(1), \tag{A4}$$

где $C_n^m = n!/[m!(n-m)!]$, $\psi(z) = d\ln\Gamma(z)/dz$, $\psi^{(n)}(z)$ - n-ая производная $\psi(z)$, а коэффициенты D_n в (A3) вычисляются по рекуррентной формуле

$$D_n = \Gamma^{(n)}(1) - \pi^{-1/2} \sum_{l=1}^{n} \Gamma^{(l)}(1/2)\, C_n^l D_{n-l}, \quad D_0 = 1. \tag{A5}$$

Что касается вычисления производных гамма-функции, то мы используем следующую рекуррентную формулу:

$$\Gamma^{(n+1)}(z) = \frac{d^n}{dz^n}\left[\Gamma(z)\psi(z)\right] = \sum_{l=1}^{n} C_n^l\, \Gamma^{(l)}(z)\psi^{(n-l)}(z), \tag{A6}$$

причем полигамма-функция при $z=1$ и $z=1/2$ определяется через ζ-функцию Римана (см. например, Абрамовиц и Стиган [10]):

$$\psi^{(n)}(1) = (-1)^{n+1} n!\,\zeta(n+1), \quad \psi^{(n)}(1/2) = \left(2^{n+1}-1\right)\psi^{(n)}(1). \tag{A7}$$

Численные значения $\zeta(n)$ были взяты из справочника Абрамовица и Стигана [10].

С целью контроля расчетов мы также использовали для a_{jk} следующие два представления:

$$a_{m,n-m} = (-1)^n (n-m)! \sum_{l=0}^{\infty} (m+l)^{m-n-1} \sum_{k=0}^{l} \frac{(2l-1)!!}{(2l)!!} c_{l-k}(m), \tag{A8}$$

и

$$a_{m,n-m} = (-1)^n\, m! \sum_{l=0}^{\infty} \left(n-m+l+1/2\right)^{-m-1} \sum_{k=0}^{l} c_k(n-m), \tag{A9}$$

где коэффициенты $c_j(k)$ вычисляются по рекуррентной формуле

$$c_j(k+1)=\sum_{i=0}^{j}\frac{c_j(k)}{j-i+1},\quad c_i(1)=\frac{1}{i+1}. \tag{A10}$$

Формула (A8) получается непосредственно из (39) заменой переменной интегрирования $x=e^{-t}$ и подстановкой разложений $\ln^j\left(1-e^{-t}\right)$ и $\left(1-e^{-t}\right)^{-1/2}$ в подинтегральном выражении в ряды по степеням e^{-t}. Формула (A9) получается аналогично, но на первом шаге переменная интегрирования x заменяется на $1-e^{-t}$ и затем функции $\ln^k\left(1-e^{-t}\right)$ и $\left(1-e^{-t}\right)^{-1}$ раскладываются в ряды по степеням e^{-t}.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 43 ФЕВРАЛЬ, 2000 ВЫПУСК 1

УДК: 524.382

ОБ АНОМАЛЬНОМ ПОТЕМНЕНИИ К КРАЮ ДИСКА В АТМОСФЕРАХ КОМПОНЕНТОВ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ ПРИ СИЛЬНОМ ЭФФЕКТЕ ОТРАЖЕНИЯ

Н.Т.КОЧИАШВИЛИ, И.Б.ПУСТЫЛЬНИК

Поступила 30 апреля 1999
Принята к печати 2 октября 1999

Показано, что в тесных двойных системах типа Алголя, спутники которых имеют спектральный класс K0-K2 и позднее, имеет место температурная инверсия в поверхностных слоях фотосферы и, как следствие, угловое распределение интенсивности выходящего излучения для отдельных площадок оказывается заметно отличающимся от закона потемнения к краю диска в сферически-симметричном случае.

1. *Введение*. Общеизвестно, что в классической теории определения элементов орбит затменно-двойных звезд используются модели, основанные на достижениях теории переноса излучения и звездных атмосфер. По мере того, как на смену классическим методам анализа кривых блеска пришли методы их синтеза, в которых отказываются от физически необоснованных предположений традиционных методов теории затменных переменных (шарообразные или эллипсоидальные фигуры компонентов, чернотельное распределение энергии в спектрах компонентов, гипотеза серости вещества и т.п.) и последовательно внедряются достижения мотодов моделей атмосфер, появилась возможность более детального учета эффектов лучистого и гравитационного взаимодействия компонентов. Так, Рубашевский [1] провел весьма обстоятельное исследование эффекта потемнения к краю диска с учетом новейших результатов в моделировании атмосфер звезд и оценил возможности выявления эффектов нелинейности закона потемнения к краю диска путем анализа кривых блеска разделенных тесных двойных систем (ТДС). В работе Пустыльника и Томассона [2] было оценено влияние отклонений от локального термодинамического равновесия (ЛТР) на физические условия в атмосфере ТДС, вызванные наличием анизотропии и дилюции излучения спутника. Применение методов компьютерного анализа кривых блеска привело к тому, что в настоящее время в методах синтеза кривых блеска учитывается весьма обширный набор физических эффектов, могущих так или иначе сказаться на наблюдаемой светимости ТДС, начиная с учета эффектов эллипсоидальности орбиты, влияния третьего тела и кончая расчетом искажающего влияния околозвездного газа (в виде аккреционных дисков, газовых потоков, общих полупрозрачных оболочек и т.п.). Однако до настоящего времени

в анализе кривых блеска используется нестрогое, до сих пор не ставшее предметом количественного изучения, предположение о тождественности углового распределения интенсивности выходящего излучения $I(\theta)$ (а говоря более точно, зависимости интенсивности выходящего излучения от угла между рассматриваемым направлением на наблюдателя и нормалью) с так называемым законом потемнения к краю диска компонента ТДС $I(\mu)$. В методах синтеза кривых блеска содержится неявное и, насколько нам известно, ранее не обсуждавшееся предположение о тождественности углового распределения интенсивности выходящего излучения для всех элементарных площадок, на которые разбивается поверхность компонента ТДС при модельном расчете кривых блеска. Даже в наиболее полном исследовании эффекта потемнения к краю (см. [1] и весьма полный список литературы там) не содержится упоминания о том, что указанное выше предположение о тождественности $I(\theta)$ и $I(\mu)$ в действительности имеет место лишь в сферически-симметричном случае. Поскольку в подавляющем большинстве реальных ТДС, по меньшей мере для одного из компонентов, предположение о сферичности фигуры компонентов не выполняется, эту проблему следует количественно рассмотреть. Даже в тех случаях, когда компонент является шарообразным, указанные выше угловое распределение интенсивности выходящего излучения $I(\theta)$ и потемнение к краю диска $I(\mu)$ в принципе должны различаться при наличии заметного эффекта отражения и (или) потока газа со стороны спутника. Из общих соображений кажется очевидным, что наличие этих эффектов должно неизбежно привести к достаточно сложному распределению яркости по диску звезды. Наличие горбов на кривых блеска, скорее всего связанных с горячими пятнами, наблюдаемыми не только у новоподобных, но и, например, у серпентид (см., например, [3]) - наиболее яркое проявление описываемого здесь эффекта, который, вообще говоря, должен иметь место практически во всех ТДС.

В данной статье вычисляется угловое распределение $I(\theta)$ интенсивности выходящего излучения для вторичных компонентов ТДС типа Алголя, и для одного частного случая (полной фазы затмения и $i=90^0$) оно сравнивается с потемнением к краю диска $I(\mu)$. Будет показано, что $I(\theta)$ и $I(\mu)$ сильно различаются. Тем самым доказывается, что классическая процедура ректификации кривой блеска является принципиально нестрогой, поскольку она не учитывает влияния эффекта отражения на распределение яркости по диску.

2. *Методика расчета.* Рассмотрим двойную систему, состоящую из шарообразных звезд с радиусами r_1, r_2 в единицах полуоси относительной орбиты, находящихся на круговых орбитах. Пусть оба компонента излучают как абсолютно черные тела с эффективными температурами T_1 и T_2. Рассмотрим случай $T_1 >> T_2$ и $r_2 > r_1$, реализуемый в ТДС типа Алголя, и рассчитаем угловое распределение интенсивности выходящего излучения для спутника при наличии заметного эффекта отражения и следующих исходных предположениях: а)

атмосфера спутника с эффективной температурой T_1 и радиусом r_1 находится в состоянии ЛТР; б) в качестве источника непрозрачности рассматриваются только отрицательные ионы водорода H^- (что является хорошим приближением к действительности для рассматриваемого диапазона температур $T \sim 4000$-6000 K); в) реальный поток излучения, приходящего извне на поверхность спутника, заменяется параллельным пучком, падающим под углом arccos μ_0.

При указанных выше предположениях интенсивность выходящего излучения из фотосферы спутника может быть представлена в следующем виде:

$$I_\lambda = \int_0^\infty B_\lambda e^{\frac{k_\lambda \tau}{\nu}} \frac{k_\lambda dt}{\nu}, \tag{1}$$

где $B_\lambda(T)$ - планковская функция источника для длины волны λ, τ - радиальная оптическая толщина в фотосфере, ν - косинус угла между нормалью и заданным направлением, κ_λ - отношение монохроматического коэффициента поглощения ионами H^- к среднему. Температурное распределение $T(t)$ можно рассчитать, используя результаты работы Собески [4], посвященной эффекту отражения, или работы Пустыльника [5]. Температурное распределение в фотосфере спутника, согласно [5], может быть представлено в виде:

$$T(t) = T_{eff\,2} f(t), \qquad f(t) = f_1(t) + f_2(t),$$

$$f_1(t) = c_1\left(c_2 e^{-k_1 t} + t + D\right)^{\frac{1}{4}}, \; c_2 = \frac{(1-\mu_1 k_1)(1-\mu_2 k_1)}{k_1}, \; D = \mu_1 + \mu_2 - k_1^{-1},$$

$$f_2(t) = \left\{\frac{1}{4}\gamma(\mu_0)\left(\frac{T_{eff\,1}}{T_{eff\,2}}\right)^4 \frac{r_1^2}{1-2r_2\mu + r_2^2}\left[e^{-\frac{t}{\mu_0}} - \frac{c_2 \mu_0 e^{-k_1 t}}{(\mu_0-\mu_2)(\mu_0-\mu_1)} + \frac{\mu_0(1-\mu_0 k_1)}{(\mu_0-\mu_1)(\mu_0-\mu_2)k_1}\right]\right\}^{\frac{1}{4}},$$

$$c_1 = 0.9306, \qquad \gamma(\mu_0) = \left(1 - \frac{1}{2}\sum_{j=1}^{2}\frac{a_j}{1+\frac{\mu_j}{\mu_0}}\right)^{-1}. \tag{2}$$

Температурное распределение (2) было получено в работе [5] решением уравнения переноса излучения методом дискретных ординат Чандрасекара. В формуле (2) a_j, μ_j $(j = 1,2)$ - соответственно веса и узлы квадратурной формулы Гаусса, κ_1=корень характеристического уравнения Чандрасекара. Температурное распределение (2) может быть уточнено с учетом несерости вещества (подробнее см. в [5]). Однако для рассматриваемой здесь задачи поправка на несерость несущественна.

В рамках приближения Эддингтона, Собеским [4] было получено нижеследующее выражение для температурного распределения:

$$T(t)=\left\{\frac{3}{4}\left(t+\frac{2}{3}\right)T_{eff\,2}^4+3W\left[\mu_0^2+\frac{2}{3}\mu_0-\left(\mu_0^2-\frac{1}{3}\right)e^{-\frac{t}{\mu_0}}\right]\left(\frac{T_{eff\,1}}{T_{eff\,2}}\right)^4\right\}^{\frac{1}{4}}, \tag{3}$$

где W - фактор дилюции излучения горячего компонента:

$$W=\frac{1}{2}\left[1-\sqrt{1-r_2^2}\right].$$

Коэффициент поглощения k_λ ионами H^- вычисляется нами как

$$k_\lambda=\left(4.158\cdot 10^{-10}\,k_\lambda\,\theta^{\frac{5}{2}}\cdot 10^{0.754\theta}+k_\lambda^2\right),$$

$$\log k_\lambda=\sum_{i=0}^{3}a_i(\lambda-8500),$$

$$\log k_\lambda^2=\sum_{i=0}^{2}\sum_{j=1}^{3}b_j(\log\lambda)^j\log^i\theta, \qquad \theta=\frac{5040}{T}, \tag{4}$$

где коэффициенты a_i, b_j брались из монографии Грея [6], а $T(t)$ находилось по формуле (2) или (3). Угловое распределение $I(\theta)$ рассчитывалось по формулам (1)-(4) для различных значений λ (1500-16500 Å) при значениях параметров $T_{1eff}, T_{2eff}, r_1, r_2$, характерных для ТДС типа Алголя. При расчете интеграла (1) верхний предел брался равным $t_{max}=20$, подинтегральная функция аппроксимировалась с помощью кубических сплайнов, число точек интегрирования по t варьировалось в пределах 20-40. Точность вычислений оценивалась путем удвоения числа квадратурной формулы и составляет порядка 0.001 в относительных единицах.

3. *Результаты.* Из общих соображений и результатов расчетов в предшествующих исследованиях [4,5] следует, что при наличии заметного потока падающего извне излучения градиент температуры (при предположении выполнения условия ЛТР в фотосфере) заметно уменьшается по сравнению с одиночной звездой той же эффективной температуры. Вследствие этого заметно должен уменьшаться эффект потемнения к краю диска. Как следует из приведенных нами расчетов, при значениях $T_{1eff}\approx 12000$K и $T_{2eff}\approx 4000$K, а также $r_1=0.2$, $r_2=0.3$ имеет место инверсия температурного распределения, и вместо уменьшения интенсивности излучения $I(\theta)$ с ростом угла между нормалью к поверхности рассматриваемой площадки и данным направлением, наблюдается увеличение $I(\theta)$. Сказанное иллюстрируется для двух значений длин волн $\lambda=3750$Å и $\lambda=15000$Å на рис.1-2. Эти значения примерно соответствуют параметрам ТДС RW Tau, U Cep, WW Cyg, взятых нами из каталога двойных звезд Свечникова [7].

Этот эффект характерен для спутников ТДС типа Алголя позднее K0-K2. При температурах порядка $T_{1eff}\approx 6000$K, то есть для спектрального класса G и более ранних, он исчезает, хотя и в этом случае эффект

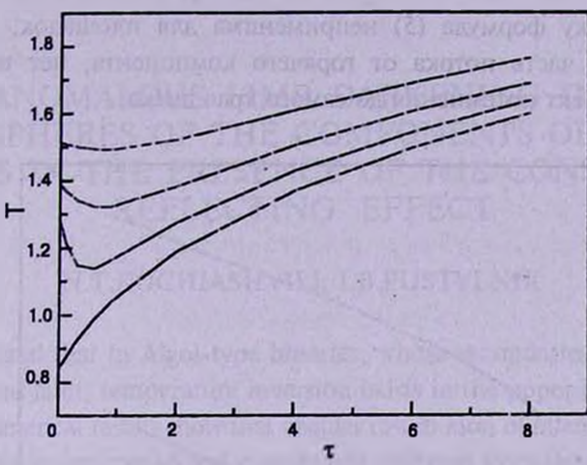


Рис.1. Зависимость температуры излучения от оптической толщины τ. Для нижней кривой $W = 0$, а для остальных - $W = 0.02$; $\mu_0 = 0.2$, 0.5 и 0.97 снизу вверх соответственно.

потемнения к краю заметно меньше, чем для одиночной звезды.

В частном случае, при $i = 90^0$ и в моменты соединения ($\varphi = 0$ и $\varphi = 180^0$), можно легко перейти от угловой зависимости $I(\theta)$ интенсивности выходящего излучения к закону потемнения к краю диска $I(\mu)$ с помощью простого соотношения:

$$\mu_0 = \frac{1 - r_2 \mu}{\sqrt{1 - 2 r_2 \mu + r_2^2}}, \qquad (5)$$

где μ - косинус угла между направлением линии центров ТДС и радиальным направлением из центра спутника.

Как видно из рис.1-3, закон потемнения к краю оказывается нелинейным, потемнение к краю гораздо более сильное, чем в случае одиночной звезды и, что не менее важно, зависимости $I(\theta)$ и $I(\mu)$ разительно отличаются друг от

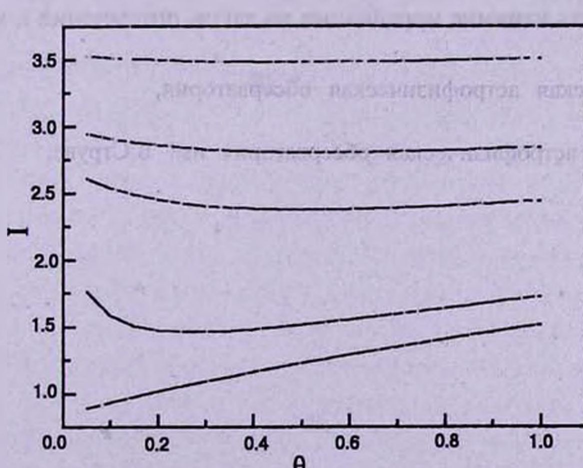


Рис.2. Зависимость интенсивности выходящего излучения от θ. Для нижней кривой $W = 0$, а для остальных - $W = 0.02$. $\mu_0 = 0.05$, 0.3, 0.5 и 0.95 снизу вверх соответственно. $\lambda = 15000$Å.

друга. Поскольку формула (5) неприменима для площадок, на которые попадает лишь часть потока от горячего компонента, нет возможности определить эффект потемнения до самого края диска.

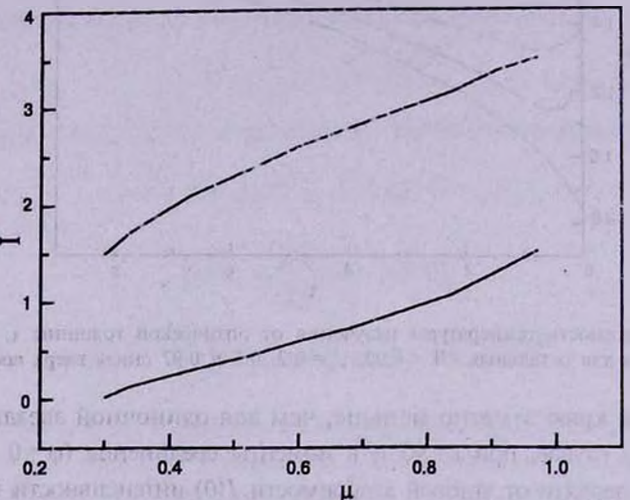


Рис.3. Зависимость интенсивности выходящего излучения от μ. $W = 0.02$, $\lambda = 3750$Å для нижней кривой и $\lambda = 15000$Å для верхней.

4. *Заключение*. Таким образом, как показывают результаты наших расчетов, для ТДС типа Алголя, у которых эффективные температуры компонентов различаются в 2.5-3 раза, эффект отражения приводит к необходимости корректного учета аномального потемнения к краю и несовпадения его с угловой зависимостью интенсивности выходящего излучения для отдельных точек на поверхности спутника. Иными словами, показано, что в данном случае процедура ректификации кривой блеска некорректна, т.к. она не в состоянии учесть влияние иррадиации на закон потемнения к краю диска.

Абастуманская астрофизическая обсерватория,
Грузия
Тартуская астрофизическая обсерватория им. В.Струве,
Эстония

ON ANOMALOUS LIMB DARKENING IN THE ATMOSPHERES OF THE COMPONENTS OF CLOSE BINARIES IN THE PRESENCE OF THE CONSPICUOUS REFLECTING EFFECT

N.T.KOCHIASHVILI, I.B.PUSTYLNIK

It is indicated that in Algol-type binaries, whose secondaries are of spectral type K0-K2 and later, temperature inversion exists in the upper layers of photosphere. The numerical results show that angular distribution of intensity of emerging radiation for the point considered is strikingly different from the limb darkening law in spherical-symmetric case.

ЛИТЕРАТУРА

1. *А.Рубашевский*, Астрон. ж., **67**, 860, 1990.
2. *I.Pustylnik*, *L.Tomasson*, Astrophys. and Space. Sci., **21**, 495, 1973.
3. *E.E.Guinan*, Space. Sci. Rev., **50**, 35, 1989.
4. *S.Sobieski*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **12**, 263, 1965.
5. *И.Пустыльник*, Астрофизика, **3**, 69, 1967.
6. *Д.Грей*, Наблюдения и анализ звездных фотосфер, Мир, М., 1980.
7. *М.А.Свечников*, Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд. Изд-во Иркутского ун-та, 1986.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 43 ФЕВРАЛЬ, 2000 ВЫПУСК 1

УДК: 524.8:531.51

О СТАБИЛИЗАЦИИ ДИЛАТОНА В СТРУННОЙ КОСМОЛОГИИ. I

А.А.СААРЯН

Поступила 8 сентября 1999
Принята к печати 15 ноября 1999

Предложен новый механизм стабилизации скалярного поля дилатона в рамках низкоэнергетической струнной гравитации с петлевыми поправками к дилатонным функциям связи. В его основе лежит предположение о том, что петлевые поправки генерируют дилатонную кинетическую функцию, являющейся сингулярной при некотором конечном значении поля дилатона. Для негравитационного источника баротропного типа система уравнений, описывающая эволюцию однородных и изотропных космологических моделей, представлена в виде автономной динамической системы третьего порядка. Методами качественной теории динамических систем исследовано поведение общего решения в окрестности сингулярностей дилатонной функции связи. Показано, что имеется отличный от решений ОТО класс решений с постоянным дилатоном. Выявлены условия, при которых эти решения являются аттрактором для общего решения с переменным дилатоном.

1. *Введение.* Наличие в гравитационном секторе дополнительных к метрике полей является одной из основных характерных черт, отличающих эффективную струнную гравитацию от общей теории относительности (ОТО) (см., например, [1,2]). Такими универсальными полями, фигурирующими во всех струнных построениях, являются скалярное поле дилатона и антисимметричное поле Калба-Рамона. В компактифицированных вариантах теории присутствуют также характерные для многомерных теорий поля, связанные с дополнительными размерностями и называемые обычно модулями. Вследствие суперсимметрии все эти поля имеют плоские потенциалы и играют важную роль в физике ранней Вселенной, включая образование когерентных скалярных конденсатов, бариогенезис, инфляцию и квинтэссенцию [3-9]. Поле Калба-Рамона является естественным источником, реализующим динамическую компактификацию дополнительных измерений в ходе космологической эволюции [10]. Вакуумное среднее поле дилатона определяет струнную константу связи, а поэтому и основные соотношения между планковским масштабом, масштабами компактификации и калибровочными константами. Наличие дилатона приводит также к новым по отношению к ОТО симметриям. Интересным примером является дуальность масштабного фактора - симметрия струнного эффективного действия на фоне космологических многообразий по отношению к замене малых масштабных факторов большими, $R \to 1/R$ [11]. На ней основан

космологический сценарий (обычно называемый Pre-Big-Bang-сценарием), в котором две дуально связанные (инфляционная и замедленная) фазы гладко сшиваются в единую несингулярную модель [12]. Согласно этому сценарию эволюция Вселенной начинается в состоянии струнного пертурбативного вакуума, когда дилатон находится глубоко в области слабой связи, а кривизна мала ("асимптотическая прошлая тривиальность" по терминологии [13]). Такое состояние неустойчиво, и Вселенная эволюционирует в направлении области сильной связи с возрастающей по степенному закону кривизной. В струнном конформном представлении соответствующая стадия представляет дилатонно-доминированную суперинфляцию. После такой инфляции наступает фаза, где становятся важными струнные эффекты кривизны и петлевые поправки струнных диаграмм и происходит переход в радиационно-доминированную Post-Big-Bang-фазу стандартной космологии. Таким образом, в Pre-Big-Bang-сценарии вместо сингулярности Большого Взрыва имеется фаза с кривизной, близкой к планковской, которая гладко связывает начальную инфляционную и конечную радиационно-доминированную стадии. Построение реальных моделей такого перехода является одним из основных проблем Pre-Big-Bang-сценария и известно как "проблема красивого выхода" [14-20].

Однако наличие модулей приводит также к ряду проблем, некоторые из которых, несмотря на огромные успехи теории струн, связанные, в частности, с дуальной революцией, до сих пор окончательно не разрешены. Ряд параметров в низкоэнергетическом струнном действии, включая гравитационную и калибровочные константы, определяется вакуумными средними полей модулей. Вследствие этого космологические вариации этих полей приводят к соответствующим вариациям физических констант. Возможность таких вариаций существенно ограничена современными наблюдательными данными. В связи с этим одной из основных проблем струнной феноменологии является проблема фиксации модулей. Обычно полагают, что нарушающие суперсимметрию непертурбативные эффекты генерируют потенциал, который придает массу полям модулей и фиксирует их в точках минимума. Наиболее популярным механизмом этого типа является конденсация калибрино в скрытом секторе калибровочной группы (см. [21,22] и приведенные там ссылки). Для дилатона результирующий потенциал является комбинацией экспоненциальных функций и многочленов. Подробное исследование этих конденсатных моделей показало необходимость, по крайней мере, двух конденсатов для генерации минимума при реалистических значениях дилатона ("racetrack" модели) [23,24]. Альтернативный подход получения такого реалистического минимума, основанный на моделях с одним конденсатом, недавно был предложен в [25-27]. В этом сценарии важную роль играют струнные непертурбативные поправки к келеровскому потенциалу. Анализ этих моделей показал, что возможна фиксация дилатона в минимуме с малой положительной космологической постоянной [28,29].

Другая возможность фиксации дилатона, естественно возникающая в эффективной теории струн с петлевыми поправками к дилатонным функциям связи, предложена Дэмуром и Поляковым [30] (об аналогичном механизме релаксации скалярно-тензорных теорий гравитации к ОТО см. [31,32]). Основная идея механизма состоит в том, что петлевые поправки струнных диаграмм могут генерировать немонотонные функции связи дилатона с другими полями. В предположении, что различные функции связи имеют общий экстремум в некоторой точке, космологическая эволюция приводит к эффективной фиксации дилатона. Более того, рассмотрение инфляционных моделей [33] показало, что ряд космологических проблем, возникающих при фиксации модулей с помощью потенциала, получает естественное разрешение в рамках этого подхода.

Интересно отметить, что без конкретизации формы петлевых поправок и в случаях, когда источниками являются набор безмассовых скалярных полей и поле Калба-Рамона, струнная космология допускает точные решения в терминах интегралов, зависящих от дилатонных функций связи [34]. Качественный анализ космологической эволюции, без конкретизации формы дилатонных функций связи и для общего случая источника с подробным исследованием механизма Дэмура-Полякова, проведен в наших предыдущих работах [35,36].

В данной статье предложен и исследован другой механизм фиксации дилатона. Как и в механизме Дэмура-Полякова здесь важную роль играют петлевые поправки к дилатонным функциям связи. Ключевым моментом нашего механизма является предположение о том, что эти поправки генерируют кинетические функции, сингулярные при некотором конечном значении поля дилатона (о скалярно-тензорных космологических моделях с сингулярной функцией $\omega(\phi)$ см. [37,38]). Выявлен класс моделей, для которых космологическая эволюция приводит к фиксации дилатона в этих сингулярных точках.

В следующем разделе обсуждается структура струнного эффективного действия и дилатонных функций связи с различными полями в струнном и эйнштейновском представлениях. Соответствующая система космологических уравнений написана в виде автономной динамической системы третьего порядка. Сингулярные точки дилатонной кинетической функции являются точками покоя этой системы. Она имеет класс решений с постоянным дилатоном, содержащий как частный случай решения ОТО. Модели этого класса рассмотрены в разделе 3. Для всех качественно различных случаев значений баротропного индекса негравитационного источника проведен качественный анализ моделей, построены соответствующие фазовые картины (рис.1) и исследованы различные асимптотические поведения решений в зависимости от начальных данных. Решения с переменным дилатоном и их асимптотическое поведение в окрестности сингулярностей дилатонной кинетической функции будут рассмотрены во второй части работы.

2. *Космологическая модель и динамическая система.* Поправки к низкоэнергетическому струнному эффективному действию имеют вид двойных

рядов по двум параметрам разложения. Первым из них является масштаб длины струны $\lambda_s = \sqrt{\alpha'}$, где α' - натяжение струны. Соответствующие поправки становятся важными в режимах с малыми характерными радиусами кривизны. Они являются классическими поправками, обусловленными конечным размером струны, и играют важную роль в регуляризации сингулярностей. Вторым параметром является безразмерная струнная постоянная связи $g_s^2 = e^{2\langle\varphi\rangle}$, где $\langle\varphi\rangle$ - среднее значение дилатона. Эти поправки являются квантовыми, так как степень $e^{2\langle\varphi\rangle}$ определяет число петель в струнных диаграммах и они в принципе могут нарушать энергетические условия. Поскольку эти условия существенным образом входят в формулировки теорем Хокинга-Пенроуза о сингулярностях, то эти поправки тоже могут служить в качестве регуляторов сингулярностей.

В ведущем порядке по натяжению струны низкоэнергетическое струнное действие может быть записано в виде [30,34,36]

$$S = \int d^D x \sqrt{\left|\widetilde{G}\right|} \left[-\widetilde{F}_R(\varphi)\widetilde{R} - 4\widetilde{F}_\varphi(\varphi)\partial_M\varphi\widetilde{\partial}^M\varphi + \widetilde{L}\left(\varphi, \widetilde{G}_{MN}, \psi\right)\right], \qquad (1)$$

φ - поле дилатона, $\widetilde{R}$ - скаляр кривизны D-мерной метрики $\widetilde{G}_{MN}$, а тильда над буквами указывает на величины в струнном конформном представлении, метрика которого совпадает с метрикой соответствующей σ-модели. Функция $\widetilde{L}$ представляет плотность лагранжиана других полей ψ и может быть записана в виде

$$\widetilde{L} = \sum_i \widetilde{F}_i(\varphi)\widetilde{L}_i\left(\widetilde{G}_{MN}, \psi\right). \qquad (2)$$

Эта сумма, в частности, содержит вклад поля Калба-Рамона B_{MN} с напряженностью H_{MNP}, а также различных форм-полей обоих $NS - NS$ и $R - R$ типов, естественно возникающих в теориях суперструн.

В действии (1) $\widetilde{F}_K(\varphi)$, $K = R, \varphi, i$ - функции связи дилатона с другими полями. В настоящей стадии развития теории струн конкретный вид этих функций неизвестен. В области слабой связи они допускают разложение

$$\widetilde{F}_K(\varphi) = e^{-2\zeta\varphi}\left(1 + \sum_{l=1}^{\infty} Z_K^{(l)} e^{2l\varphi}\right), \qquad (3)$$

где первое слагаемое соответствует древесному приближению струнных диаграмм. В этом приближении дилатон универсально связан с полями NS - NS сектора с $\zeta = 1$ и непосредственно не взаимодействует с полями R - R сектора, $\zeta = 0$. Безразмерный коэффициент $Z_K^{(l)}$ определяется вкладом l петлевых струнных диаграмм, а параметром петлевого разложения, как отмечалось выше, является $e^{2\varphi}$.

Действие (1) написано в струнном конформном представлении. В этом представлении моды метрики и скалярного поля смешаны: волны $\widetilde{G}_{MN}$ помимо спиральности 2 содержат также возбуждения спиральности 0 (об аналогичной ситуации в скалярно-тензорных теориях гравитации см., например, [39]). Математически это означает, что переменные $\left(\varphi, \widetilde{G}_{MN}\right)$ являются неудобными для формулировки задачи Коши. В этом отношении целесообразно перейти к другому конформному представлению теории (эйнштейновское (E)-представление), в котором моды спиральностей 2 и 0 разделены. Такое представление реализуется конформным преобразованием D-мерной метрики

$$G_{MN} = \Omega^{-2}\, \widetilde{G}_{MN} \tag{4}$$

с зависящим от поля дилатона конформным множителем

$$\Omega = \Omega_E(\varphi) = \widetilde{F}_R^{1/(1-n)}(\varphi), \;\; n = D-1. \tag{5}$$

В эйнштейновском представлении струнное эффективное действие запишется в виде

$$S = \int d^D x \sqrt{|G|}\left[-R - 4\,F_\varphi(\varphi)\partial_M \varphi \partial^M \varphi + L\left(\varphi, \widetilde{G}_{MN}, \psi\right)\right]. \tag{6}$$

Здесь кинетическая функция дилатона и негравитационная часть плотности лагранжиана связаны с соответствующими функциями струнного представления соотношениями

$$F_\varphi(\varphi) = \frac{-n}{n-1}\left[\frac{\widetilde{F}_R'(\varphi)}{2\,\widetilde{F}_R}\right]^2 + \frac{\widetilde{F}_\varphi}{\widetilde{F}_R}, \;\; L = \Omega^D\, \widetilde{L}\left(\varphi, \Omega^2\, G_{MN}, \psi\right). \tag{7}$$

При $F_\varphi(\varphi) > 0$ кинетический член поля дилатона отрицателен и дилатон является духовым. Поэтому ниже мы будем полагать $F_\varphi(\varphi) < 0$ (при $F_\varphi(\varphi) = 0$ поле дилатона является нединамическим). Введя в этом случае новое скалярное поле ψ согласно соотношению

$$d\,\phi = \sqrt{-4\,F_\varphi}\; d\,\varphi, \tag{8}$$

кинетический член поля дилатона в (6) можно представить в каноническом виде. Однако здесь мы не будем делать этого, поскольку ниже нас в основном будет интересовать поведение космологических моделей в окрестности особенностей функции $F_\varphi(\varphi)$.

Действие (6) описывает D-мерную ОТО с дополнительным скалярным полем, непосредственно взаимодействующим с негравитационной материей. Вследствие этого взаимодействия здесь тензор энергии-импульса негравитационной материи

$$T_{MN} = \frac{2}{\sqrt{|G|}}\frac{\delta\, L\sqrt{|G|}}{\delta\, G^{MN}} \tag{9}$$

отдельно ковариантно не сохраняется:

$$D_M\, T_N^M = -\frac{1}{\sqrt{|G|}}\frac{\delta\, L\sqrt{|G|}}{\delta\varphi}\,\partial_N \varphi, \tag{10}$$

где D_M означает ковариантную производную относительно метрики G_{MN}.

Заметим, что если β_l-конформный вес плотности лагранжиана $\tilde{L}_l$ в (2), то лагранжиан L в E-представления также можно записать в виде (2):

$$L = \sum F_l(\varphi)\tilde{L}_l(G_{MN},\psi), \quad F_l(\varphi) = \tilde{F}_l(\varphi)\Omega^{D+2\beta_l}, \tag{11}$$

где для E-представления функция $\Omega(\varphi)$ определена соотношением (5). Если часть лагранжиана, содержащая поле ψ, обладает определенным весом β_l, то выбор конформного множителя согласно $\Omega^{D+2\beta_l} = 1/\tilde{F}_l(\varphi)$ приводит к представлению Йордана для поля ψ. Заметим, что для полного лагранжиана L - это представление, вообще говоря, нереализуемо.

В данной работе нас в основном будет интересовать поведение космологических моделей струнной эффективной гравитации в окрестности особых точек дилатонной кинетической функции $F_\varphi(\varphi)$, т.е. вблизи точек φ-пространства, в которых эта функция обращается в бесконечность. Из выражения (7) следует, что в терминах дилатонных функций связи струнного представления особыми для $F_\varphi(\varphi)$ являются точки, в которых функции $\tilde{F}_\varphi(\varphi)$ и $\tilde{F}_R(\varphi)$ обращаются в бесконечность, а также нули функции $\tilde{F}_R(\varphi)$. Ниже мы рассмотрим первую из этих возможностей (особые точки функции $\tilde{F}_\varphi(\varphi)$). Как будет показано ниже, поведение моделей в этом случае вполне регулярно и не соответствует физической сингулярности в теории. Относительно последних двух возможностей отметим лишь, что в особых точках или в нулях функции $\tilde{F}_R(\varphi)$ само конформное преобразование (4), реализующее переход к E-представлению, является сингулярным.

Рассмотрим основанную на действии (6) однородную и изотропную космологическую модель. В Е-представлении соответствующая метрика запишется в виде

$$ds^2 = N^2(t)dt^2 - R^2(t)dl_n^2, \tag{12}$$

где dl_n - элемент длины n-мерного пространства постоянной кривизны, $R(t)$ - масштабный фактор, функция $N(t)$ определяется выбором временной координаты. Из условия однородности модели следует, что дилатон зависит только от времени, $\varphi = \varphi(t)$. В рассматриваемом космологическом контексте основанные на (6) уравнения поля имеют вид

$$\begin{aligned}
&\dot{H} + H\left(nH - \dot{N}/N\right) + N^2 k(n-1)/R^2 = N^2 b\varepsilon,\\
&\ddot{\varphi} + \left(F'_\varphi/2F_\varphi\right)\dot{\varphi}^2 + \dot{\varphi}\left(nH - \dot{N}/N\right) = -N^2\alpha\varepsilon/\left(8F_\varphi\right),\\
&n(n-1)\left(H^2 + N^2k/R^2\right) + 4F_\varphi\dot{\varphi}^2 = N^2\varepsilon,
\end{aligned} \tag{13}$$

где точка над буквами означает производную по времени, ε и p - плотность энергии и давление негравитационной материи, $k=0,1,-1$ для моделей с пространствами нулевой, положительной и отрицательной кривизны, соответственно. В (13) введены следующие обозначения:

$$H = \dot{R}/R, \quad b = \frac{1-a}{2(n-1)}, \tag{14}$$

$$a = p/\varepsilon, \qquad \alpha = \frac{1}{\varepsilon\sqrt{|G|}}\frac{\delta L\sqrt{|G|}}{\delta\varphi}. \tag{15}$$

Последнее уравнение системы (13) есть уравнение связи и является следствием первых двух. Оно накладывает ограничения на возможные начальные данные.

В дальнейшем нам будет удобно работать в конформной калибровке $N(t) = R(t)$. Соответствующую временную координату будем обозначать индексом c, t_c. Введя новые переменные

$$d\tau = \sqrt{H^2 + k}\, dt_c, \quad h = \frac{d\ln R}{d\tau} = \frac{H}{\sqrt{H^2+k}}, \quad H = \frac{d\ln R}{dt_c}, \tag{16}$$

систему космологических уравнений (13) можно записать в виде трехмерной автономной динамической системы

$$\begin{aligned} &\frac{d\varphi}{d\tau} = f(\varphi)x, \\ &\frac{dx}{d\tau} = \left[n(n-1) - x^2\right]\left[f(\varphi)\alpha(\varphi)/2 - bhx\right], \\ &\frac{dh}{d\tau} = \left(1-h^2\right)\left[(n-1)(nb-1) - bx^2\right], \end{aligned} \tag{17}$$

где введено обозначение

$$f(\varphi) = 1\Big/\sqrt{-4F_\varphi(\varphi)}. \tag{18}$$

Эта система инвариантна относительно преобразований

$$\tau \to -\tau, \;\; x \to -x, \;\; h \to -h, \tag{19}$$

связывающих модели расширения и сжатия, и

$$\varphi \to -\varphi, \quad x \to -x, \quad \alpha(\varphi) \to -\alpha(-\varphi), \quad f(\varphi) \to f(-\varphi), \tag{20}$$

связывающих модели для двух, вообще говоря, различных наборов функций $\left(\alpha(\varphi), f(\varphi)\right)$ и $\left(-\alpha(-\varphi), f(-\varphi)\right)$.

Плотность энергии выражается через решения системы (17) с помощью соотношения

$$R^2\varepsilon = \left(H^2 + k\right)\left[n(n-1) - x^2\right]. \tag{21}$$

В частности, отсюда следует, что фазовые траектории динамической системы (17), описывающие чисто грави-дилатонные модели ($\varepsilon = 0$), лежат на плоскостях $x = \pm\sqrt{n(n-1)}$. Уравнения этих траекторий нетрудно найти из (17):

$$x = \pm\sqrt{n(n-1)}, \qquad h = \mp\tanh^k\left[\sqrt{1-1/n}\int d\varphi/f(\varphi)\right]. \tag{22}$$

Соответствующие решения без конкретизации дилатонных функций связи приведены в работе [34] как в эйнштейновском, так и в струнном конформных представлениях.

3. *Решения с постоянным дилатоном.* В этом разделе мы рассмотрим решения, описывающие космологические модели с независящим от времени дилатоном. Из системы (17) следует, что имеются два класса таких решений. Для первого из них значение дилатона является нулем функции $\alpha(\varphi)$, а $x = 0$. Эти решения рассматривались в [36] и здесь мы их касаться не будем. Для второго класса решений с постоянным дилатоном имеем $\varphi = \varphi_0$, где φ_0 является нулем функции $f(\varphi)$, $f(\varphi_0) = 0$. В этом случае функция x (τ), вообще говоря, отлична от нуля. Соответствующие траектории образуют двумерное подпространство трехмерного фазового пространства (φ, x, h) динамической системы (17). Эти траектории описываются системой

$$\frac{dx}{d\tau} = -bhx\left[n(n-1) - x^2\right],$$
$$\frac{dh}{d\tau} = \left(1-h^2\right)\left[(n-1)(nb-1) - bx^2\right]. \tag{23}$$

Прежде всего заметим, что эта система имеет решения $x = 0$ и $x = \pm\sqrt{n(n-1)}$, причем второе из них, согласно (21), соответствует вакуумным решениям. Для x, отличных от этих значений, интегрируя первое уравнение (23) с учетом (16), находим

$$x^2 = \frac{n(n-1)}{\left(R/R_0\right)^{n(1-a)} + 1}, \tag{24}$$

где R_0 - постоянная интегрирования. Предельные значения этой постоянной $R_0 = 0, \infty$ соответствуют указанным частным решениям с $x = 0, \pm\sqrt{n(n-1)}$ соответственно. Интегрируя первое уравнение (13) с учетом (21) и (24) ($N = R$), находим

$$H^2 + k = CR^{2-n(1+a)}\left[1 + \left(R_0/R\right)^{n(1-a)}\right] \tag{25}$$

с новой постоянной интегрирования C. Зависимость масштабного фактора от конформной временной координаты определится теперь из соотношения

$$\pm t_c = \int \frac{R^{n-2}\,dR}{\left[C\left(R^{n(1-a)} + R_0^{n(1-a)}\right) - kR^{2(n-1)}\right]^{1/2}}, \tag{26}$$

где верхний/нижний знак соответствует моделям расширения/сжатия.

Для частного решения с $x = 0$ имеем $R_0 = 0$ и (26) элементарно интегрируется. Такое интегрирование приводит к следующему результату для моделей с неотрицательной плотностью энергии ($C \geq 0$):

$$R = \mathrm{const}\left|\frac{1}{\sqrt{k}}\sin\left\{\sqrt{k}\left[n(1+a)/2 - 1\right]t_c\right\}\right|^{1/[n(1+a)/2-1]} \tag{27}$$

Они соответствуют решениям ОТО с источником, описываемым плотностью энергии ε и эффективным давлением p для случая постоянного a. Синхронная временная координата t в E-представлении определяется равенством $t = \int R dt_c$, которое совместно с (27) в параметрическом виде определяет зависимость $R = R(t)$.

Для частных решений $x = \pm\sqrt{n(n-1)}$ имеем $\varepsilon = 0$, и уравнение для H теперь совпадает с соответствующим уравнением ОТО и масштабный фактор определяется формулой (27) с $a = 1$.

Перейдем теперь к анализу качественной структуры фазовой картины динамической системы (23) в плоскости (x, h). С этой целью рассмотрим особые точки и их характер, определяемый соответствующими собственными числами. В конечной части фазовой плоскости для системы (23) особые точки следующие:

точки

$$\left(x = 0, h = h_0\right), \quad h_0 = \pm 1 \tag{28}$$

с собственными числами

$$\lambda_2 = -n(n-1)bh_0, \quad \lambda_3 = -2(n-1)(bn-1)h_0, \tag{29}$$

точки

$$\left(x = \pm\sqrt{n(n-1)},\ h = h_0\right), \tag{30}$$

имеющие собственные числа

$$\lambda_2 = 2n(n-1)bh_0, \quad \lambda_3 = 2(n-1)h_0, \tag{31}$$

и точки

$$\left(x = \pm\sqrt{(n-1/b)(n-1)},\ h = 0\right), \tag{32}$$

с собственными числами

$$\lambda_{2,3} = \pm(n-1)\sqrt{2(nb-1)}. \tag{33}$$

Заметим, что случай (32) реализуется только для источников с $a \le 2/n - 1$. Для определенности рассмотрим характер особых точек, описывающих модели расширения ($h_0 = 1$). Характер особых точек с $h_0 = -1$ получается отсюда с учетом инвариантности системы (23) относительно преобразования (19). Из выражений для собственных чисел следует, что точка (28) является седлом при $a > 2/n - 1$ и устойчивым узлом при $a < 2/n - 1$. Эта точка соответствует пространственно-плоским решениям, соответствующим формуле (27) с $k = 0$. Точки (30) являются неустойчивыми узлами. В их окрестности траектории касаются решения при $a > 2/n - 1$ и решений $x = \pm\sqrt{n(n-1)}$ при $a < 2/n - 1$. Соответствующие этим точкам решения для масштабного фактора описываются выражением (27) с $k = 0$ и $a = 1$. Точки (32) являются седлами. Согласно (16), для этих точек $H = 0$ и они описывают модели с пространством положительной кривизны и с постоянным масштабным фактором, $R=\text{const}$. Соответствующая плотность энергии также постоянна и равна $\varepsilon = 2(n-1)^2/R^2(1-a)$. Эти решения реализуются только при $a \le 2/n - 1$. Для построения фазовой картины необходимо также исследование поведения траекторий на бесконечности фазовой плоскости, $h \to \pm\infty$, соответствующей открытым моделям. Для этого проще всего перейти в (23) от переменных (τ, x, h) к переменным (T, x, z), где $dT = hd\tau$, $z = 1/h$. При $H = 0$ особыми являются точки $(x = 0, H = 0)$ и $\left(x = \pm\sqrt{n(n-1)},\ H = 0\right)$. Первая из них является устойчивым узлом при $a > 2/n - 1$ и седлом при $a < 2/n - 1$. Последние две точки соответствуют вакуумным моделям ($\varepsilon = 0$) и являются седловыми.

Для полноты рассмотрим также граничный случай $a = 2/n - 1$. При этом $bn = 1$ и точки (32) сливаются, а соответствующие собственные числа равны нулю, т.е. эта точка является вырожденной. Теперь особыми являются все точки оси $x = 0$. Для этих точек $H = H_0 = \text{const}$ и соответствующие решения имеют вид $R = \text{const}\, e^{H_0 t_c}$ в терминах конформного времени и вид $R = H_0 t\left(H_0 \ne 0\right)$ в терминах синхронной в E-представлении временной координаты. Соответствующую плотность энергии нетрудно найти из последнего уравнения (13): $\varepsilon = \left(1 + k/H_0^2\right)n(n-1)/t^2$. При $a = 2/n - 1$ динамическая система сводится к простой введением новой независимой переменной $d\tau' = xd\tau$. Проведя анализ для этой простой системы и возвращаясь снова к исходной системе, нетрудно построить соответствующую фазовую картину. Заметим, что теперь точки (30) являются звездными узлами, а точка $x = 0$, $h = 0$ седлом. Сепаратрисами этого седла являются особые решения, соответствующие траектории которых представлены отрезками $h = \pm x/\sqrt{n(n-1)}$. Фазовые картины для качественно различных случаев $a > 2/n - 1$, $a = 2/n - 1$ и $a < 2/n - 1$, построенные на основе проведенного выше анализа, приведены на рис.1 a,b,c, соответственно. На этих рисунках предварительно проведено отображение фазового пространства $|x| \le \sqrt{n(n-1)}$, $-\infty < h < \infty$ на прямоугольную область (x, w) согласно

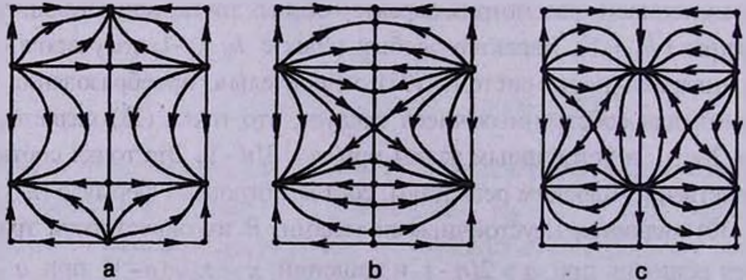


Рис.1. Фазовые диаграммы космологических моделей с постоянным дилатоном, описываемых динамической системой (23) для качественно различных случаев: a) $a > 2/n - 1$; b) $a = 2/n - 1$; c) $a < 2/n - 1$. Фазовое пространство (x, h), $|x| \le \sqrt{n(n-1)}$, $-\infty < h < +\infty$ отображена на прямоугольную область (x, w), $|x| \le \sqrt{n(n-1)}$, $|w| \le 1$ согласно (34).

$$h = \frac{w}{1 - |w|}, \quad -1 \le w \le 1. \tag{34}$$

Горизонтальные отрезки $w = \pm 1/2$ соответствуют пространственно-плоским моделям расширения и сжатия. Они расщепляют фазовое пространство на три инвариантных подпространства, соответствующие замкнутым $\left(|w| < 1/2\right)$, расширяющимся открытым $(1/2 < w < 1)$ и сжимающимся открытым $(-1 < w < -1/2)$ моделям. Отрезки $x = 0$ соответствуют моделям ОТО, описываемым решением (27), а отрезки $x = \pm\sqrt{n(n-1)}$ представляют вакуумные решения. Во втором случае, как уже отмечалось выше, зависимость масштабного фактора от конформной временной координаты определяется выражением (27) с $a = 1$. Заметим, что уравнение фазовых траекторий динамической системы (23) может быть найдено явно и имеет вид

$$h^2 = 1 + \text{const}|x|^{2(1-1/nb)}\left|x^2 - n(n-1)\right|^{1/nb}, \tag{35}$$

где положительным/отрицательным значениям постоянной интегрирования соответствуют открытые/замкнутые модели.

Как видно из рис.1, все модели расширения с постоянным дилатоном, кроме особых, соответствующих сепаратрисам седловых точек, начинают свою эволюцию в точках (30) с $h_0 = 1$. В их окрестности поправки, обусловленные кривизной пространства, малы. Исходя из вышеприведенных формул, нетрудно показать, что этим точкам соответствуют конечные значения как конформного, так и синхронного временных координат с нулевым значением масштабного фактора, причем в их окрестности $R \sim \left(t_c - t_{c0}\right)^{1/(n-1)}$. Характер дальнейшей эволюции моделей существенным образом зависит от дополнительного источника через параметр a. Рассмотрим отдельно соответствующие качественно различные случаи:

a) $a > 2/n - 1$ (рис.1a). Траектории, описывающие пространственно-плоские модели ($k = 0,\ h = 1$) и модели с отрицательной пространственной кривизной ($k = -1,\ h > 1$), стремятся к соответствующим решениям ОТО при $t \to \infty$, при этом $R \to \infty$. Траектории же, описывающие модели с положительной пространственной кривизной ($k = 1,\ |h| < 1$), в конечный момент времени достигают оси $h = 0$. В этой точке расширение прекращается и траектории максимально приближаются к решениям ОТО. В дальнейшем модели переходят в фазу сжатия и заканчивают эволюцию в конечный момент времени в точке (30) с $h_0 = -1$.

b) $a = 2/n - 1$ (рис.1b). Как и в предыдущем случае, модели расширения с $k = 0, -1$ стремятся при $t \to \infty$ к соответствующим решениям ОТО с линейно зависящим от времени масштабным фактором, представленным точками отрезка $x = 0$. Для моделей же расширения с $k = 1$ теперь существуют два класса траекторий. Для траекторий первого класса, выходящих из точек (30) с $h_0 = 1$ в область, ниже устойчивых сепаратрис седла ($x = 0$, $h = 0$), качественное поведение моделей то же, что и для моделей $k = 1$ предыдущего случая. Время жизни этих моделей конечно. Траектории же второго класса с $k = 1$, расположенные выше устойчивых сепаратрис седла ($x = 0$, $h = 0$), стремятся к соответствующим решениям ОТО при $t \to \infty$ и поэтому время жизни этих моделей, как и в случаях $k = 0, -1$, полубесконечно.

с) $a < 2/n - 1$ (рис.1с). Точка (28) с $h_0 = 1$ теперь является устойчивым узлом. Все модели расширения с $k = 0, -1$, а также модели с $k = 1$, расположенные выше устойчивых сепаратрис седловых точек (32), заканчивают свою эволюцию в этой точке при $t \to \infty$ с $R \to \infty$. Все эти решения стремятся к решению (27) с $k = 0$, описывающему пространственно-плоские модели. Сепаратрисы седловых точек (32) расщепляют фазовое пространство замкнутых моделей на области с качественно различным поведением фазовых траекторий. Модели, описываемые траекториями, примыкающими к отрезку $x = 0$, начинают свою эволюцию из точки (28), с нижним знаком в бесконечном прошлом ($t = -\infty$), в состоянии сжатия со значений $R = \infty$. В некоторый конечный момент времени, соответствующий минимальному значению масштабного фактора, сжатие переходит в расширение, и модели заканчивают эволюцию в точке (28), с верхним знаком при $t \to +\infty$ со значением $R = \infty$. В начальной и конечной стадиях эволюции этих моделей вкладом членов, обусловленных пространственной кривизной, можно пренебречь. Поскольку, согласно (13),

$$\frac{d^2 R}{d t^2} = \frac{H^2 + k}{R}\left[(n-1)(nb-1) - bx^2\right], \tag{36}$$

то для рассматриваемых траекторий $d^2R/dt^2 > 0$, и описываемая им эволюция имеет инфляционный характер в E-представлении. Траектории с $k = 1$, расположенные выше сепаратрис седловых точек (32) с $h > 0$, являются моделями чистого расширения. Отрезки этих траекторий, лежащие в области $x^2 < (n-1)(n-1/b)$ согласно (36), описывают стадию инфляционного расширения. Что касается траекторий, примыкающих к отрезкам $x = \pm\sqrt{n(n-1)}$, то описываемая ими качественная эволюция та же, что и в случае замкнутых моделей пункта (а). Для моделей, описываемых траекториями, лежащими ниже сепаратрис точек (32) с $h < 0$, эволюция начинается в бесконечном прошлом со значения $R = \infty$. Эти модели являются сжимающимися и заканчивают эволюцию в конечный момент времени в сингулярных точках (30) с $h_0 = -1$ со значением $R = 0$.

Таким образом, мы рассмотрели все возможные качественно различные случаи поведения моделей с постоянным значением дилатона, являющимся точкой сингулярности дилатонной кинетической функции. Во второй части работы рассмотрены модели с переменным дилатоном, исследовано их асимптотическое поведение в окрестности указанных сингулярных точек и выявлены условия, при которых происходит стабилизация дилатона в ходе космологической эволюции.

Ереванский государственный университет,
Армения

ON DILATON STABILIZATION IN STRING COSMOLOGY.I

A.A.SAHARIAN

New mechanism is proposed for dilaton stabilization within the framework of low-energy string gravity with higher-loop corrections to the dilaton coupling functions. The main assumption lying in the basis of this mechanism is that the loop corrections generate dilaton kinetic function, being singular for some finite value of dilaton field. For a barotropic type nongravitational source the set of equations describing the evolution of homogeneous and isotropic cosmologies is presented in the form of third order autonomous dynamical system. By using qualitative methods the behavior of general solution is investigated near the singularities of dilaton couplings. It is shown that there is class of solutions with constant dilaton. The conditions are specified under which these solutions are attractors for general solution with variable dilaton.

ЛИТЕРАТУРА

1. *М.Грин*, *Дж.Шварц*, *Э.Виттен*, Теория суперструн, т.1,2, Мир, М., 1990.
2. *E.Kiritsis*, Introduction to Supersting Theory, Prepr. CERN–TH/97-218 (hepth/9709062).
3. *S.Thomas*, Supersymmetry in the Early Universe, Proceedings of PASCOS/ HOPKINS, 1995, Baltimore, Maryland, March 22-25, 1995.
4. *M.Dine*, *L.Randall*, *S.Thomas*, Nucl. Phys., **B461**, 291, 1996.
5. *T.Banks*, *M.Berkooz*, *P.J.Steinhardt*, Phys. Rev., **D52**, 705, 1995.
6. *T.Banks*, *M.Berkooz*, *S.H.Shenker*, *G.Moore*, *P.J.Steinhardt*, Phys. Rev., **D52**, 3452, 1995.
7. *M.K.Gaillard*, *D.H.Lyth*, *H.Murayama*, Phys. Rev., **D58**, 123505, 1998.
8. *J.D.Lykken*, New and Improved Superstring Phenomenology, astro-ph/9903026.
9. *K.Choi*, String or M Theory Axion as a Quintessence, hep-ph/9902292.

10. *А.А.Саарян*, Астрофизика, **39**, 279, 1996.
11. *G.Veneziano*, Phys. Lett., **B265**, 287, 1991.
12. *M.Gasperini*, *G.Veneziano*, Astropart. Phys., **1**, 317, 1993; Mod. Phys. Lett., **A8**, 3701, 1993; Phys. Rev., **D50**, 2519, 1994 (см. также // www.to.infn.it/gasperini).
13. *A.Buannano*, *T.Damour*, *G.Veneziano*, Nucl. Phys., **B543**, 275, 1999.
14. *R.Brustein*, *G.Veneziano*, Phys. Lett, **B277**, 256, 1994.
15. *N.Caloper*, *R.Madden*, *K.A.Olive*, Nucl. Phys., **B452**, 677, 1995.
16. *N.Caloper*, *R.Madden*, *K.A.Olive*, Phys. Lett., **B371**, 34, 1996.
17. *R.Easther*, *K.Maeda*, *D.Wands*, Phys. Rev., **D57**, 4247, 1996.
18. *R.Brustein*, *R.Madden*, Phys. Lett, **B410**, 110, 1997.
19. *R.Brustein*, *R.Madden*, Phys. Rev., **D57**, 712, 1998.
20. *A.A.Saharian*, On Graceful Exit in String Cosmology with Pre-Big Bang Phase, hep-th/9709118.
21. *M.Cvetic*, *A.Font*, *L.E.Ibanez*, *D.Lust*, *F.Quevedo*, Nucl. Phys., **B361**, 194, 1991.
22. *F.Quevedo*, Gaugino Condensation, Duality and Supersymmetry Breaking, Prepr. CERN-TH /95308, hep–th/9511131.
23. *B. de Carlos*, *J.A.Casas*, *C.Munoz*, Nucl. Phys., **B399**, 623, 1993.
24. *M.Dine*, *Y.Shirman*, Remarks on the Racetrack Scheme, hep–th/9906246.
25. *J.A.Casas*, Phys. Lett., **B348**, 103, 1996.
26. *P.Binetruy*, *M.Gaillard*, *Y.-Y.Wu*, Nucl. Phys., **B493**, 27, 1997.
27. *P.Binetruy*, *M.Gaillard*, *Y.-Y.Wu*, Phys. Lett., **B412**, 288, 1997.
28. *T.Barreiro*, *B. de Carlos*, *E.J.Copeland*, Phys. Rev., **D57**, 7354, 1998.
29. *А.А.Саарян*, *В.Л.Саргсян*, Астрофизика, **42**, 465, 1999.
30. *T.Damour*, *A.M.Polyakov*, Nucl. Phys., **B423**, 532, 1994.
31. *T.Damour*, *K.Nordvedt*, Phys. Rev., **D58**, 3436, 1993.
32. *D.I.Santiago*, *D.Kalligas*, *R.V.Wagoner*, Phys. Rev., **D58**, 124005, 1998.
33. *T.Damour*, *A.Vilenkin*, Phys. Rev., **D53**, 2981, 1996.
34. *A.A.Saharian*, Class. Quantum Gravity, **15**, 1951, 1998.
35. *А.А.Саарян*, Астрофизика, **42**, 117, 1999; **42**, 295, 1999.
36. *A.A.Saharian*, Class. Quantum Gravity, **16**, 2057, 1999.
37. *J.D.Barrow*, Phys. Rev., **D48**, 3592, 1993.
38. *S.K.Rama*, Phys. Rev., **D56**, 6230, 1997.
39. *К.Уилл*, Теория и эксперимент в гравитационной физике, Энергоатомиздат, М., 1987.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 43 ФЕВРАЛЬ, 2000 ВЫПУСК 1

УДК: 524.6

ФОРМИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОБЪЕКТОВ ПО МАССАМ. II. СЛИЯНИЯ В ДВУХКОМПОНЕНТНОМ МНОЖЕСТВЕ ЧАСТИЦ

А.А.ВЬЮГА

Поступила 28 июня 1999
Принята к печати 10 октября 1999

Найдена случайная величина ξ числа парных слияний для двухкомпонентной выборки $N = N_1 + N_2$, $N_2 \le N_1$ в предположении, что возможны слияния только между чистицами разных типов. Пусть $T_0, T_1, T_2, \cdots, T_m, \cdots$ — последовательность моментов времени. Тогда имеем дискретную аппроксимацию процесса слияний однородной цепью Маркова.

Чтобы описать формирование распределения объектов по массам в первоначально однородном поле требуется допустить возможность взаимодействия элементов поля в виде слияний. В [1] получено распределение числа слияний в однокомпонентном множестве частиц. Здесь мы рассмотрим слияния в двухкомпонентном множестве частиц. Для построения используем, как и в [1], вместо фазового пространства [2] схему сложного тестирования [3].

Пусть рассматриваемая совокупность составлена из частиц двух типов, так что $N = N_1 + N_2$. Для определенности примем $N_2 \le N_1$.

Предположим, что совокупность допускает только такие парные слияния частиц, когда одна компонента взята из подмножества N_1, а вторая - из подмножества N_2. При этом будем считать, что виртуальная пара обнаруживает слияние с вероятностью p, а $q = 1 - p$ - вероятность отсутствия слияния. Обозначим (i, j), $1 \le i \le N_2$, $1 \le j \le N_1$ - виртуальную пару на двухкомпонентной совокупности $N = N_1 + N_2$. Всего имеется $N_2 N_1$ мыслимых пар, но может произойти не более $N_2 = \min(N_2, N_1)$ слияний.

Примем следующую естественную последовательность выборки виртуальных пар для тестирования на слияние:

$$
\begin{array}{cccc}
(1,1) & (1,2) & \vdots & (1,N_1) \\
(2,1) & (2,2) & \vdots & (2,N_1) \\
\multicolumn{4}{c}{\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots} \\
(N_2,1) & (N_2,2) & \vdots & (N_2,N_1)
\end{array}
\qquad (1)
$$

Если реализовалась пара , то из последовательности (1) удаляются строка i и столбец j, так как соответствующие частицы уже заняты и поэтому в дальнейших слияниях не участвуют. Если никакая из пар (i, j), $1 \le j \le N_1$ не соединилась, то просмотр продолжается со строки $i+1$. Найдем распределение случайного числа слияний $\xi_{N_1 N_2}$ на совокупности из $N = N_1 + N_2$ частиц в схеме (1). Использование последовательности (1) обеспечивает марковость по N_2 (возможны и другие схемы тестирования, однако получаемые при этом распределения с.в. $\xi_{N_1 N_2}$ имеют искусственный вид).

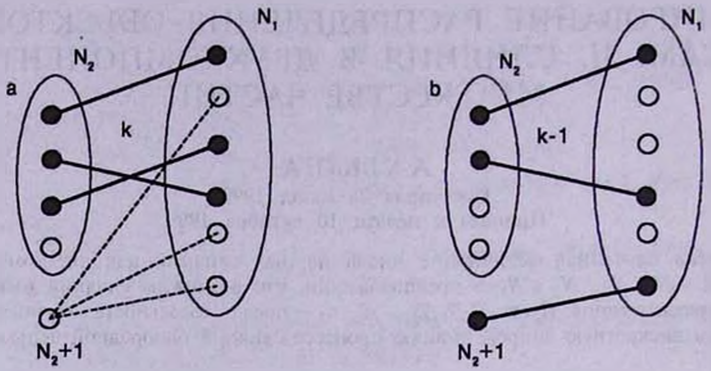


Рис.1. К выводу формулы (3). Ровно k слияний между частицами множеств объема N_1 и N_2+1 может произойти в двух несовместных вариантах.

Вероятность отсутствия слияний, очевидно, равна

$$P(0; N_1, N_2) = P_{N_2}(0) = q^{N_1 N_2}. \tag{2}$$

Согласно формуле полной вероятности можем записать рекуррентное соотношение:

$$P(k; N_1, N_2+1) = P(k; N_1, N_2)\, q^{N_1-k} + P(k-1; N_1, N_2)\left(1 - q^{N_1-k+1}\right). \tag{3}$$

Вывод этого соотношения иллюстрирует рис.1.

Используя (2) и (3), по индукции получаем, что вероятность в точности одного слияния равна

$$P(1; N_1, N_2) = P_{N_2}(1) = \frac{\left(1-q^{N_1}\right)\left(1-q^{N_2}\right) q^{(N_1-1)(N_2-1)}}{1-q}. \tag{4}$$

Пусть $k = N_2+1$. При этом (3) принимает вид

$$P_{N_2+1}(N_2+1) = P_{N_2}(N_2)\left(1-q^{N_1-N_2}\right), \tag{5}$$

откуда в силу (4) находим по индукции:

$$P_{N_2}(N_2) = \prod_{j=0}^{N_2-1}\left(1-q^{N_1-j}\right). \tag{5}$$

Полагая в (3) $k = N_2, N_2-1, \cdots,$ получаем последовательность выражений, приводящую к индукционному предположению:

$$P(k;N_1,N_2)=\frac{q^{(N_1-k)(N_2-k)}\prod\limits_{j=N_1-k+1}^{N_1}\left(1-q^j\right)\prod\limits_{j=k+1}^{N_2}\left(1-q^j\right)}{\prod\limits_{j=1}^{N_2-k}\left(1-q^j\right)}. \tag{6}$$

Запишем (6) также в рекуррентной форме:

$$\frac{P(k+1;N_1,N_2)}{P(k;N_1,N_2)}=\frac{\left(1-q^{N_1-k}\right)\left(1-q^{N_2-k}\right)q^{2k+1-N_1-N_2}}{\left(1-q^{k+1}\right)}. \tag{7}$$
$$k=0,1,\cdots,\min(N_2,N_1)$$

Выражения (2) и (7) эквивалентны (6).

Чтобы убедиться в правильности (6), заменим в (7) k на k-1 и подставим (7) в (3). Получаем

$$\frac{P(k;N_1+1,N_2)}{P(k;N_1,N_2)}=q^{N_2-k}+\frac{\left(1-q^k\right)q^{N_1+N_2+1-2k}}{1-q^{N_1+1-k}}. \tag{8}$$

Но в то же время непосредственно из (6) следует

$$\frac{P(k;N_1+1,N_2)}{P(k;N_1,N_2)}=\frac{\left(1-q^{N_1+1}\right)q^{N_2-k}}{1-q^{N_1+1-k}}, \tag{9}$$

что совпадает с (8). Это и доказывает (6).

Выполнение условия нормировки получаем из (3) по индукции.

$$\sum_{k=0}^{N_2+1}P_{N_2+1}(k)=\sum_{k=0}^{N_2}P_{N_2}(k)q^{N_1-k}+\sum_{k=1}^{N_2+1}P_{N_2}(k-1)\left(1-q^{N_1-k+1}\right)=1. \tag{10}$$

На рис. 2 приводится распределение (6) для ряда значений N_1 при $N_2=50$ и $q=0.999$.

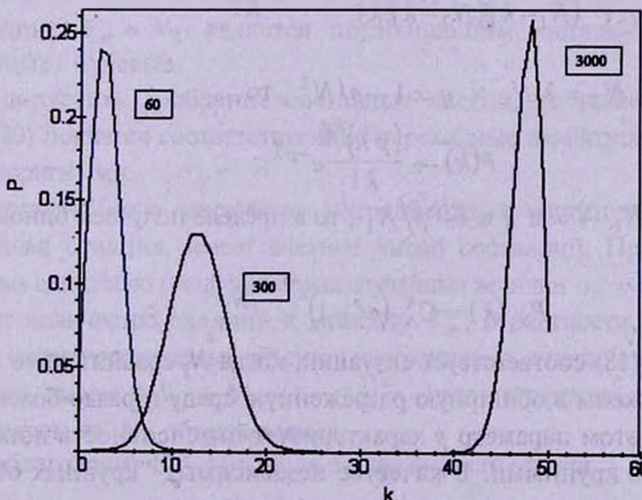


Рис.2. Дискретное распределение $P(k,N_1,N_2)$ при $N_2=50$, q = 0.999 и $N_1=60$, 300, 3000. Область возможных значений $0\le k\le N_2$.

В силу (7) для нахождения моды распределения (6) имеем неравенства:

$$\begin{aligned}&\left(1-q^{N_1-k}\right)\left(1-q^{N_2-k}\right)q^{2k+1-N_1-N_2}\le 1-q^{k+1},\\&\left(1-q^{N_1-k+1}\right)\left(1-q^{N_2-k+1}\right)q^{2k-1-N_1-N_2}\le 1-q^{k},\end{aligned}\tag{11}$$

или, обозначая $x=q^k$,

$$\begin{aligned}&q^{-1-N_1-N_2}x^2-\left(-1+q^{-N_1}+q^{-N_2}\right)x+q-1\ge 0,\\&q^{-1-N_1-N_2}(qx)^2-\left(-1+q^{-N_1}+q^{-N_2}\right)(qx)+q-1\le 0,\end{aligned}\tag{12}$$

откуда находим

$$k_{\max}=[\ln X/\ln q].\tag{13}$$

Здесь

$$X=Q+\sqrt{Q^2+(1-q)q^{1+N_1+N_2}},\tag{14}$$

$$Q=\frac{1}{2}\left(-q^{1+N_1+N_2}+q^{1+N_1}+q^{1+N_2}\right).\tag{15}$$

Предельный вид распределения (6) при $N\to\infty$ зависит от вероятности q. Так, если $N_1\to\infty$, $N_2\to\infty$ и $q\propto 1-\dfrac{p}{N_1N_2}$, то

$$\begin{aligned}P(k)&\propto\frac{\prod\limits_{j=N_1-k+1}^{N_1}\left(\dfrac{pj}{N_1N_2}\right)\prod\limits_{j=k+1}^{N_2}\left(\dfrac{pj}{N_1N_2}\right)}{\prod\limits_{j=1}^{N_2-k}\left(\dfrac{pj}{N_1N_2}\right)}e^{-\frac{p}{N_1N_2}(N_1-k)(N_2-k)}\propto\\&\propto\frac{p^k}{(N_1N_2)^k}\frac{N_1!\,N_2!}{(N_1-k)!(N_2-k)!\,k!}e^{-p}\to\frac{p^k}{k!}e^{-p}.\end{aligned}\tag{16}$$

Если $N_1\to\infty$, $N_2=\lambda N_1$ и $q\propto 1-p/N_1^2$, то

$$P(k)\to\frac{(p\lambda)^k}{k!}e^{-p\lambda}.\tag{17}$$

Если $N_2<\infty$, $N_1\to\infty$ и $q\propto 1-p/N_1$, то в пределе получаем биномиальное распределение:

$$P_{N_2}(k)=C_{N_2}^k\left(e^p-1\right)^k e^{-pN_2}.\tag{18}$$

Распределение (18) соответствует ситуации, когда N_2 сравнительно крупных объектов погружены в обширную разреженную среду гораздо более мелких объектов. При этом параметр p характеризует интенсивность поглощения малых объектов крупными. В качестве независимых "крупных объектов" здесь могут выступать также и части поверхности тела.

Если $q \propto 1 - p/N_1$, $N_2 = \lambda N_1$, то из (13)-(15) следует $k_{\max} \propto \chi N_1$ при $N_1 \to \infty$. Полагая $\delta = (k - \chi N_1)/(\theta\sqrt{N_1})$, из соотношения (7) находим, подобрав соответствующим образом θ:

$$\ln \frac{P(k_{\max} + \delta; N_1 N_2)}{P(k_{\max}; N_1 N_2)} \to -\frac{\delta^2}{2} \tag{19}$$

- сходимость к гауссовскому распределению.

Пусть $T_1, T_2, \cdots, T_m, \cdots$ - последовательность моментов времени. Если каждому моменту T_m сопоставить вероятности перехода в соответствии с (6), то получим аппроксимацию процесса слияний однородной цепью Маркова. Число ξ_m слившихся частиц представляет множество возможных состояний рассматриваемой совокупности. Если множество ингредиентных частиц не пополняется, то цепь Маркова конечная. В этом случае для распределения (6) имеем возможные состояния $0 \le \xi_m \le N_2$ (при любых m). Матрицы переходных вероятностей треугольные порядка $N_2 + 1$. Ее вид:

$$\left\| \begin{array}{cccccc} P_{N_1}(0) & P_{N_1}(1) & P_{N_1}(2) & \vdots & P_{N_1}(N_2-1) & P_{N_1}(N_2) \\ 0 & P_{N_1-1}(0) & P_{N_1-1}(1) & \vdots & P_{N_1-1}(N_2-2) & P_{N_1-1}(N_2-1) \\ 0 & 0 & P_{N_1-2}(0) & \vdots & P_{N_1-2}(N_2-3) & P_{N_1-2}(N_2-2) \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ 0 & 0 & 0 & \vdots & P_{N_1-N_2+1}(0) & P_{N_1-N_2+1}(1) \\ 0 & 0 & 0 & \vdots & 0 & 1 \end{array} \right\| \tag{20}$$

Если в начальный момент вектор состояний есть $\|1\ 0\ 0\ \ldots\ 0\|$, то в момент T_m он совпадает с первой строкой m - той степени матрицы переходных вероятностей.

Состояние $\xi_m = N_2$ является поглощающим, остальные состояния невозвратные, нулевые.

Если допустить дробление составных частиц, то ниже диагонали в матрице (20) появятся соответствующие переходные вероятности, состояния станут возвратными.

Для пополняемого множества ингредиентных частиц цепь Маркова, описывающая слияния, имеет счетное число состояний. При этом сумма независимых одинаково распределенных случайных величин $s_m = \xi_1 + \xi_2 + \cdots + \xi_m$ определяет количество слияний к моменту T_m. В частности, для ситуации (18), когда число поглощаемых объектов неограничено, а поглощающие объекты сохраняются, имеем $MS_m = N_2\, m(1 - e^{-p})\overline{\mu}$ - средняя поглощенная к моменту T_m комплексом из N_2 объектов масса.

Автор благодарит В.А.Антонова за ценные замечания.

Санкт-Петербургский государственный
универститет, Россия

OBJECTS MASS DISTRIBUTION FORMATION. II. THE COALESCENCE INTO TWO-COMPONENT SET OF PARTICLES

A.A.V'UGA

The probable quantity ξ of number of pair coalescence is found for two-component sample $N = N_1 + N_2$, $N_2 \le N_1$ with assumption, that coalescence be capable between particles of different type only. Let $T_0, T_1, T_2, \cdots, T_m, \cdots$ be consequence of time moments. Then we have discrete approximation of coalescence process with homogeneous Markov chain.

ЛИТЕРАТУРА

1. *А.А.Вьюга*, Астрофизика, 42, 609, 1999.
2. *Ю.В.Климонтович*, Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы, Наука, М., 1975.
3. *А.Т.Баруча-Рид*, Элементы теории марковских процессов и их приложения, Наука, М., 1969.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 43 ФЕВРАЛЬ, 2000 ВЫПУСК 1

УДК: 524.74

Краткие сообщения

СПИСОК ЦЕПОЧКООБРАЗНЫХ ГРУПП ГАЛАКТИК НА КАРТАХ ПАЛОМАРСКОГО АТЛАСА

В 1979г. был опубликован список 28 цепочкообразных групп галактик, обнаруженных Р.А.Варданяном [1], на картах Паломарского атласа на высоких галактических широтах $\left(|b| > 30^{\circ}\right)$. Эти объекты содержат не менее 4 членов, расположенных цепочкообразно относительно друг друга. Вышеупомянутые группы галактик удовлетворяют следующим условиям:

1. Отношение большой оси к малой в группах в основном больше трех.

2. Среднее расстояние между членами групп меньше 30".

3. Члены групп в основном краснее, чем объекты фона. На О-картах Паломарского атласа они предельно слабые.

Следует отметить, что вышеупомянутые объекты не являются исключительным явлением: подобную цепочкообразную форму имеют также некоторые группы галактик из списка Шахбазян [2-4]. Исследования показали, что большинство групп Шахбазян являются вытянутыми системами, у которых отношение малой оси к большой - 0.3 [5,6]. Линейную структуру имеют также некоторые из групп Хиксона [7].

В настоящей работе приводятся уточненные координаты ранее опубликованных [1] 28 цепочкообразных групп галактик и примечания к ним, а также координаты, карты отождествления и примечания еще для 23 подобных объектов. Члены каждой группы пронумерованы на картах отождествления в порядке убывания их яркости.

В табл.1 приводятся: номер группы; α и δ (2000) - прямое восхождение и склонение; n - число членов в группе.

Таблица 1

№	α(2000)	δ(2000)	*n*	№	α(2000)	δ(2000)	*n*
1	001820	+222450	5	27	133146	-233800	8
2	003132	+020030	4	28	143334	+361050	6
3	090610	+643400	4	29	011852	-001406	7
4	091232	+052700	6	30	015340	244425	4
5	092840	+050137	5	31	082412	772211	6
6	094318	+020405	4	32	100722	-241450	5
7	094840	+322300	5	33	102952	-064144	5
8	095002	-112700	5	34	104041	000648	11
9	095120	-233415	10	35	104500	103418	5
10	100420	+015800	4	36	104628	021648	6
11	101106	+460100	7	37	104709	595348	5
12	104158	+114830	5	38	110154	285930	8
13	104550	+105022	6	39	110337	270218	7
14	105022	-104400	9	40	113423	050141	6
15	105724	+084040	6	41	115350	-183330	4
16	111110	-091740	5	42	120021	042633	7
17	111634	-100600	4	43	120938	-065430	4
18	112306	-000300	4	44	124830	-221606	7
19	112620	+724010	4	45	134318	-204342	6
20	113920	-251630	5	46	141027	131142	5
21	120244	-080805	4	47	145442	442300	6
22	121228	-071245	4	48	150314	134048	7
23	121644	-07-700	6	49	150929	141700	5
24	124224	+292535	4	50	160909	305418	6
25	125902	+105530	4	51	161952	452246	6
26	125611	+364650	4				

Примечания

V1. Совпадает с группой галактик SHK 364 [8].

V3. Объекта нет, ошибка на Паломарском атласе.

V4. Совпадает с группой галактик SHK 346 [8].

V7. Совпадает с группой галактик SHK 230 [9].

V10. Все 4 объекта данной группы в работе [10] определены как галактики со звездными величинами в интервале от 18.63 до 19.53^m.

V14. Совпадает с группой галактик SHK 282 [11]. В той же работе приводятся звездные величины (от 18.21 до 19.98^m) для 6 галактик из этой группы.

V15. Совпадает с группой галактик SHK 350 [8].

V16. Совпадает с группой галактик SHK 319 [12].

V17. Совпадает с группой галактик SHK 282 [11]. В той же работе приводятся звездные величины (от 18.21 до 19.98) для всех галактик группы.

V18. Для первой галактики группы в работе [10] приводится звездная величина 17.49.

V23. Совпадает с группой галактик SHK 323 [12]. В той же работе приводятся звездные величины (от 17.19 до 19.21) для 5 галактик группы.

V26. Для второй галактики группы определена звездная величина (19.12) [13]. Остальные объекты, по-видимому, являются звездами.

V33. Для 4 галактик группы определены звездные величины (от.17.10 до 18.22) [10,14].

V34. Для всех галактик группы, исключая объект 3, который, по-видимому, является звездой, определены звездные величины (от.18.28 до 20.24) [10].

V37. Совпадает с группой галактик SHK 116 [15].

V38. Совпадает с группой галактик SHK 195 [16].

V44. Совпадает со скоплением галактик ASO713 [17]. Для галактики 1, самой яркой в этой группе, в работе [18] приводится звездная величина 15.89.

Об остальных группах в базе данных NED отсутствует какая-либо информация.

Отметим, что около 20% групп из вышеприведенного списка совпадает с уже известными группами и скоплениями галактик.

The List of Groups of Galaxies with Chain Form on the Palomar Atlas Cards. The corrected coordinates and notes to early published 28 groups of galaxes with chain form, and also coordinates, images and notes for newely detected 23 objects are given.

12 ноября 1999

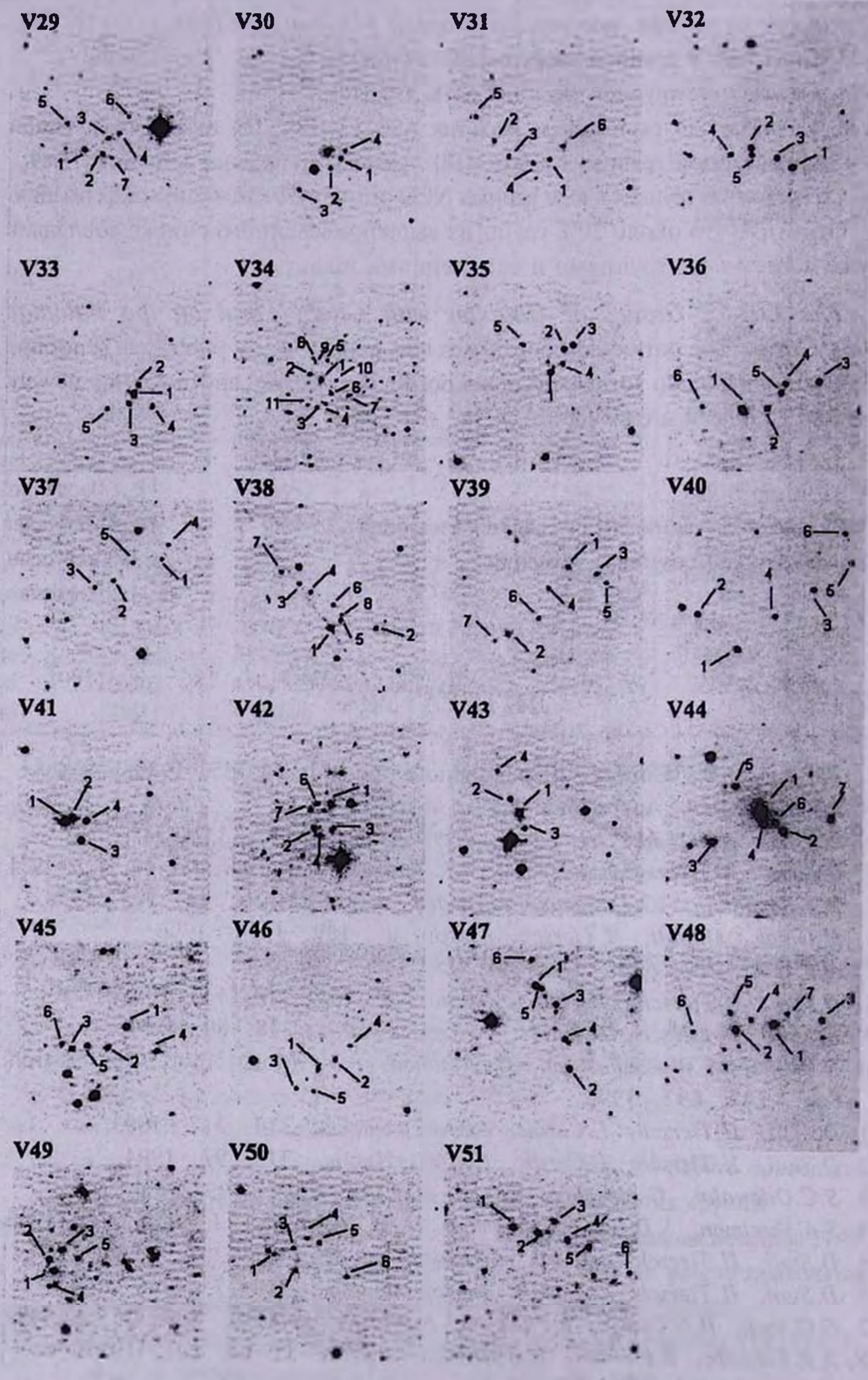
Бюраканская астрофизическая обсерватория
им. В.А.Амбарцумяна, Армения

Р.А.Варданян
R.A.Vardanian
Е.Г.Никогосян
E.H.Nikogossian

ЛИТЕРАТУРА

1. *Р.А.Варданян*, Сообщ. Бюраканской обсерв., **50**, 55, 1978.
2. *Р.К.Шахбазян*, Астрофизика, **9**, 455,1978.
3. *Р.К.Шахбазян*, *М.Р.Петросян*, Астрофизика, **10**, 13, 1974.
4. *Ф.Байер*, *М.Р.Петросян*, *Г.Тирш*, *Р.К.Шахбазян*, Астрофизика, **10**, 321, 1974.
5. *Р.А.Варданян*, *Ю.К.Мелик-Алавердян*, Астрофизика, **14**, 195, 1978.
6. *H.Oleak*, *D.Stoll*, *H.Tiersch*, Astron. J., **109**, 1485, 1995.
7. *M.J.West*, Astrophys. J., **344**, 535, 1989.
8. *D.Stoll*, *H.Tiersch*, *L.Cordis*, Astron. Nachr., **318**, 149, 1997.
9. *D.Stoll*, *H.Tiersch*, *L.Cordis*, Astron. Nachr., **318**, 89, 1997.
10. *S.J.Maddox*, *W.J.Sutherland*, *G.Efstathiou et al*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **243**, 692, 1990.
11. *D.Stoll*, *H.Tiersch*, *L.Cordis*, Astron. Nachr., **314**, 317, 1993.
12. *D.Stoll*, *H.Tiersch*, *L.Cordis*, Astron. Nachr., **315**, 97, 1994.
13. *S.C.Odewahn*, *G.Aldering*, Astron. J., **110**, 2009, 1995.
14. *S.A.Shectman*, *S.D.Landy*, *A.Oemler et al*, Astrophys. J., **470**, 172, 1996.
15. *D.Stoll*, *H.Tiersch*, *L.Cordis*, Astron. Nachr., **317**, 383, 1996.
16. *D.Stoll*, *H.Tiersch*, *L.Cordis*, Astron. Nachr., **318**, 7, 1996.
17. *G.O.Abell*, *H.G.Corwin*, *R.P.Olowin*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **70**, 1, 1989.
18. *A.R.Klemola*, *B.F.Jones*, *R.B.Hanson*, Astron. J., **94**, 501, 1987.
19. *H.J.Rood*, *G.H.Sastry*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **83**, 313, 1971.

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ



АСТРОФИЗИКА

ТОМ 43 ФЕВРАЛЬ, 2000 ВЫПУСК 1

УДК: 524.354.4-77

ОБЗОРЫ

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ

Г.С.СААКЯН
Поступила 24 марта 1999

За время после 1992 года в ряде наших работ разрабатывалась теория радиоизлучения пульсаров. Было показано, что радиоизлучение пульсара образуется в нижней части канала открытых магнитных силовых линий, в области с высотой $h \approx 1.1 \cdot 10^7 \mu_{30}^{1/3} / P^{4/21}$ см над магнитной шапкой нейтронной звезды (P - период пульсара, μ - магнитный момент звезды). Здесь, благодаря бурно протекающим процессам (образование квантов изгибного излучения и их аннигиляции на e^+e^--пары), формируются два ультрарелятивистских потока частиц: идущий вверх поток электронов и падающий на магнитную шапку звезды поток позитронов. Эти основные потоки сопровождаются узкими полосками потоков позитронов и электронов сравнительно малой энергии, изгибное излучение которых является мощным когерентным источником радиоизлучения. Предлагаемая работа является обзором предыдущих, сделаны также важные добавления и уточнения. Предложены формулы для радиосветимости пульсара, телесного угла пучка радиоизлучения, магнитного момента и момента инерции нейтронной звезды пульсара.

1. *Введение.* Нейтронные звезды являются чудесным творением природы и по своей космологической значимости одними из важных небесных тел во Вселенной. Они поразительны тем, что при радиусе около 10км имеют массу порядка Солнца. Поэтому они состоят из вещества в виде вырожденного газа барионов (нуклонов и гиперонов), с небольшой примесью электронов, необходмой для обеспечения устойчивости такого состояния. Нейтронные звезды не менее поразительны и по своим внешним проявлениям, обусловленным их чрезвычайно сильными гравитационным, магнитным и электрическим полями, а также своим относительно быстрым вращением.

Наиболее примечательное проявление нейтронных звезд - это явление направленного пульсирующего излучения (пульсар). Оно было открыто в 1968г. группой радиоастрономов под руководством Э.Хьюиша [1,2]. Пульсары скоро были отождествлены с нейтронными звездами, и тем самым эти звезды из чисто теоретических построений превратились в реальные небесные тела. Следующим важным событием было открытие в конце 1970г. рентгеновских пульсаров, представляющих двойную систему, один из компонентов которой - нейтронная звезда [3].

Дальнейшее развитие обсуждаемого направления исследований было стремительным. Усилиями многочисленных наблюдателей и теоретиков за несколько лет был накоплен ценный материал большого объема. Параллельно шло и развитие теории вырожденного звездного вещества и конфигураций нейтронных звезд. В результате к началу восьмидесятых годов сформировалось новое перспективное направление астрофизики, которое можно назвать "физика нейтронный звезд".

На пути становления этого направления появился ряд обзоров и сборников, подытоживающих накопленный материал по радио и рентгеновским пульсарам, среди которых наиболее важным была монография Манчестера и Тейлора [4]. Фундаментальную научную ценность представляет каталог 558 пульсаров, опубликованный в 1993г. Тейлором, Манчестером и Лайне [5]. В нем собрана обширная необходимая информация, без которой трудно представить проведение серьезных исследований по тематике пульсаров.

2. *Конфигурации нейтронных звезд*. Известное нам первое сообщение о возможном существовании звезд,в недрах которых плотности могут достигать порядка ядерной, появилось в 1932г. в работе Ландау [6]. Затем, в тридцатые годы, после отрытия нейтрона Чедвиком, в работах Бааде и Цвикки [7-9] и в работе Оппенгеймера и Волкова [10] зародилось понятие о нейтронных звездах − небесных телах, состоящих из вырожденного газа нейтронов. Однако скоро было установлено, что нейтрон − неустойчивая частица. Это означало, что существование небесных тел, состоящих только из нейтронов, невозможно, и поэтому два десятка лет понятие "нейтронная звезда" было предано забвению.

Проблема сверхплотных небесных тел свое новое развитие получила в начале шестидесятых годов в работах Амбарцумяна и Саакяна [11-13]. Предшествующее бурное развитие физики элементарных частиц подготовило необходимую почву для создания научно обоснованной теории звезд из вырожденного вещества. При плотностях чуть выше ядерной плотности, мы имеем дело с вырожденной плазмой, состоящей из разных видов барионов и небольшой примеси электронов, необходимой для обеспечения устойчивости этого состояния. Концентрации всех разновидностей барионов, в том числе и концентрации нейтронов, в этой плазме одинакового порядка. В последующие годы теория нейтронных звезд интенсивно развивалась в основном усилиями группы сотрудников кафедры теоретической физики Ереванского университета. Во второй половине семидесятых годов новым достижением в теории нейтронных звезд явилось понимание роли отрицательных пионов в вопросе термодинамики вырожденного звездного вещества и в особенности для нахождения корректного уравнения состояния этого вещества. Вопрос уравнения состояния имеет первостепенное значение, ибо им определяется внутреннее строение и параметры нейтронных звезд.

В рамках ограниченного объема обзора, посвященного радиоизлучению пульсаров, мы не имеем возможности обстоятельно обсудить вопросы термодинамики вырожденного вещества и уравнения его состояния. По этим вопросам рекомендуем обратиться к работе [14], а также к монографиям

[15,16]. Уравнение состояния вырожденного вещества задается в виде зависимости плотности массы от давления $\rho(P)$. Эта зависимость приведена

Таблица 1

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ВЫРОЖДЕННОГО ЗВЕЗДНОГО ВЕЩЕСТВА [14,16]

P(эрг/см³)	∞	44.000	41.405	39.193	37.890	37.566	36.522	35.980	35.572	35.253	34.993	34.779
ρ(г/см³)	∞	23.538	20.950	18.750	17.458	17.143	16.100	15.584	15.228	14.990	14.834	14.733
P	34.598	34.442	34.185	34.079	33.981	33.893	33.812	33.736	33.599	33.364	33.260	33.110
ρ	14.667	14.624	14.575	14.560	14.550	14.542	14.535	14.530	14.522	14.509	14.504	14.496
P	33.106	33.104	33.079	33.064	33.021	32.969	32.873	32.775	32.673	32.446	32.164	31.773
ρ	14.496	14.496	14.494	14.494	14.493	14.490	14.486	14.481	14.477	14.470	14.464	14.458
P	31.143	30.625	29.807	29.561	29.279	28.950	28.562	27.525	26.812	25.890	24.655	22.911
ρ	14.455	14.455	11.766	11.461	11.164	10.859	10.525	9.699	9.152	8.461	7.559	6.364

в табл.1, существуют также удобные аппроксимации [14].

В равновесных конфигурациях из вырожденного вещества вдоль радиуса давление должно изменяться непрерывно, а химический потенциал нейтронов μ_n должен оставаться постоянным: $\mu_n(r)\sqrt{g_{00}(r)} = \text{const}$, где g_{00} - временный компонент метрического тензора. Благодаря этим условиям при давлении $P = 6.41 \cdot 10^{29}$ эрг/см³, когда совершается переход от фазы ядерного вещества к Ae-фазе, плотность массы изменяется скачком от значения $2.85 \cdot 10^{14}$т/см³ к значению $5.83 \cdot 10^{11}$г/см³, т.е. уменьшается приблизительно в 500 раз. Ae-фаза - это плазма, состоящая из атомных ядер и вырожденного газа электронов. В белых карликах и в оболочках нейтронных звезд мы имеем дело именно с таким веществом.

В работе [14] были рассчитаны модели звездных конфигураций из вырожденного вещества, описываемые приведенным в табл.1 уравнением состояния. На рис.1 приведены графики их массы и радиуса в зависимости от центрального давления. Начальная часть кривой массы, левее точки А, представляет конфигурации белых карликов. Части АВСД, правее точки А, соответствуют нестабильным конфигурациям, космогоническая роль которых пока не выяснена. Последняя часть кривой, правее точки Е, представляет нестабильные конфигурации. Наконец, точки отрезка DE этой кривой представляют нейтронные звезды. Имея в виду дальнейшие применения, мы считаем необходимым привести и таблицу значений параметров нейтронных звезд в зависимости от центрального давления (табл.2).

3. *Магнитное и электрическое поля пульсаров*. В первых же работах, посвященных пульсарам, допускалось, что вокруг нейтронной звезды должна существовать протяженная разреженная среда (магнитосфера), где и происходит формирование радиоизлучения [17]. Существование у нейтронной звезды магнитосферы обусловлено ее сильным магнитным полем. Основы теории этой магнитосферы были разработаны в работе [18]. В нейтронной

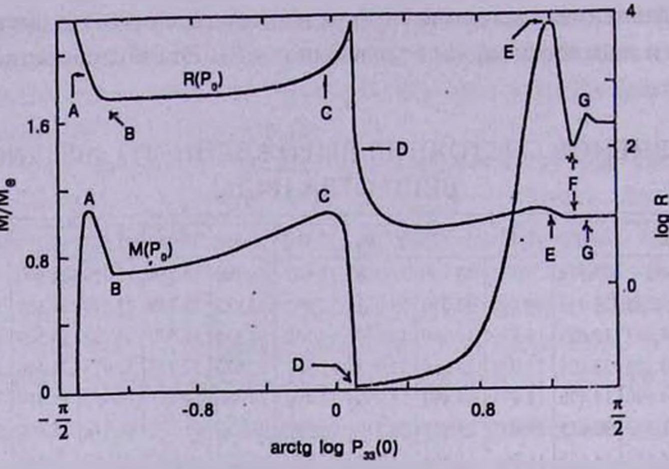


Рис.1. Зависимость координатного радиуса R (в км) и массы $M/M_{\odot}$ вырожденных звездных конфигураций от центрального давления [14,16].

звезде и ее магнитосфере существует также сильное электрическое поле, которое генерируется вращением звезды. Магнитосфера состоит из области замкнутых магнитных силовых линий и исходящих из магнитных полюсов узких каналов открытых магнитных силовых линий, которые дальше называются *радиационными каналами*. В дальнейшем термин "магнитосфера"

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД [14,16]

$10^{33}\cdot P_0$ (эрг/см^3)	$10^{14}\cdot\rho_0$ (г/см^3)	ΔR (км)	$10^{-5}\cdot\frac{\Delta M}{M_{\odot}}$	R (км)	$\frac{M}{M_{\odot}}$	$\frac{N}{N_{\odot}}$	$10^{-43}\cdot I$ (г·см^2)
373	16.9	0.203	1.43	12.23	2.140	2.550	288.6
179	9.77	0.257	1.98	12.84	2.040	2.409	302.8
98.4	6.82	0.332	2.53	12.85	1.760	2.033	254.0
60.1	5.41	0.426	2.96	12.41	1.414	1.592	182.5
39.6	4.65	0.536	3.24	11.73	1.087	1.197	119.6
27.7	4.21	0.660	3.36	10.98	0.818	0.884	75.03
15.3	3.76	0.947	3.35	9.615	0.461	0.485	28.94
12.0	3.63	1.112	3.27	9.065	0.351	0.366	18.32
9.58	3.55	1.295	3.18	8.615	0.270	0.279	11.84
7.81	3.48	1.499	3.10	8.262	0.211	0.217	7.829
6.48	3.43	1.729	3.02	8.002	0.166	0.171	5.295
5.45	3.39	1.992	2.95	7.833	0.133	0.136	3.661
3.97	3.33	2.664	2.86	7.779	0.0882	0.0896	1.846
2.31	3.23	5.372	2.97	9.422	0.0428	0.0433	0.5590
1.82	3.19	9.177	3.34	12.82	0.0309	0.0311	0.3258

Примечания: P_0 - давление, ρ_0 - плотность массы в центре, ΔR - толщина и ΔM - масса Ае-оболочки, R - радиус, M - масса, N - число барионов и I-момент инерции конфигурации.

мы будем использовать только для области замкнутых магнитных силовых линий. Она заполнена плазмой, в основном состоящей из электронов и позитронов.

Здесь движение частиц происходит только по магнитным силовым линиям, в поперечном же направлении движение невозможно из-за эффективных потерь энергии, обусловленной синхротронным излучением (магнитное поле сильное). Поэтому здесь плазма вморожена в магнитное поле и жестко вращается со звездой. Эта картина сохраняется до расстояний порядка

$$r_c \approx c/\Omega, \tag{1}$$

где линейная скорость вращения приближается к скорости света, Ω - угловая скорость вращения нейтронной звезды. Поверхность цилиндра с радиусом $r_\perp = r_c$ называется световым цилиндром, $r_\perp$- расстояние от оси вращения.

В радиационном канале, также из-за сильного магнитного поля, частицы, двигаясь по магнитным силовым линиям, уходят за пределы магнитосферы. Отсчитанный от магнитной оси симметрии угол точек крайних открытых магнитных силовых линий, не замыкающихся в магнитосфере, равен

$$\varepsilon_m(r) \approx c_\alpha(\Omega r/c)^{1/2} \tag{2}$$

для дипольного магнитного поля [19]. Здесь r - расстояние от центра звезды, c_α- определяемый углом наклона α вектора магнитного диполя от оси вращения, параметр, значение которого порядка единицы: $c(0) = 1$ (соосный ротатор), $c(\pi/4) \approx 0.9$, $c(\pi/2) \approx 0.58$.

Для правильного понимания явлений, наблюдаемых в пульсарах, решающее значение имеет аккуратное знание магнитного и электрического полей в радиационном канале. Мы предполагаем, что нейтронная звезда намагничена однородно, поэтому ее магнитное поле дипольное. Следовательно, для вектора магнитного момента звезды имеем

$$\overline{\mu} = 0.5\, B_s R^5 \left(\sin\alpha \cdot \cos\Omega t \cdot \hat{e}_x + \sin\alpha \cdot \sin\Omega t \cdot \hat{e}_y + \cos\alpha \cdot \hat{e}_z\right) \tag{3}$$

где R - радиус нейтронной звезды, B_s - магнитная индукция в звезде, за ось Z принято направление угловой скорости вращения: $\overline{\Omega} = \Omega \hat{e}_z$.

Электрическое поле в пульсарах было определено с использованием следующих допущений: 1) магнитное поле нейтронной звезды дипольное; 2) плазма в звезде и в ее магнитосфере вморожена в магнитное поле и жестко вращается со звездой; 3) в радиационном канале электрическое поле имеет кинематический характер, т.е. генерируется вращением. Протекающие по радиационному каналу заряды играют лишь роль пробных зарядов и не могут оказывать существенного влияния на основное, генерируемое вращением, поле. В соответствии с этим допущением об электрическом поле в радиационном канале, за основу принято уравнение Лапласа $\Delta\varphi = 0$ и найдено согласованное с другими областями пульсара решение. Итак, на основе перечисленных допущений были найдены [16,19,20] следующие выражения для напряженности электрического поля:

$$\bar{E}_1 \approx -\frac{\Omega B_s}{c} r\Big\{\Big[\cos\alpha\sin^2\theta - \sin\alpha\sin\theta\cos\theta\cos(\Omega t-\varphi)\Big]\hat{e}_r + \\ + \Big[\cos\alpha\sin\theta\cos\theta + \sin\alpha\sin^2\theta\cos(\Omega t-\varphi)\Big]\hat{e}_\theta\Big\} \tag{4}$$

для внутренней области звезды,

$$\bar{E}_2 \approx \frac{\Omega B_s R^3}{2cr^2}\Big\{\Big[\cos\alpha\sin^2\theta - \sin\alpha\sin\theta\cos\theta\cos(\Omega t-\varphi)\Big]\hat{e}_r - \\ - 2\Big[\cos\alpha\sin\theta\cos\theta + \sin\alpha\sin^2\theta\cos(\Omega t-\varphi)\Big]\hat{e}_\theta\Big\} \tag{5}$$

для магнитосферы и

$$\bar{E}_3 \approx -\frac{\Omega B_s R^5}{2cr^4}\Big\{\Big[\cos\alpha(3\cos^2\theta - 1) + 3\sin\alpha\sin\theta\cos\theta\cos(\Omega t-\varphi)\Big]\hat{e}_r + \\ + 2\Big[\cos\alpha\sin\theta\cos\theta + \sin\alpha\sin^2\theta\cos(\Omega t-\varphi)\Big]\hat{e}_\theta\Big\} \tag{6}$$

для радиационного канала. Радиационный канал пульсара образуется вокруг оси симметрии магнитного поля, следовательно формула (6) относится только к области углов $\alpha - \varepsilon_m(r) < \theta < \alpha + \varepsilon_m(r)$.

Основное пульсарное излучение образуется в радиационном канале и обусловлено продольным электрическим полем (проекция E_B напряженности электрического поля на направление магнитных силовых линий). Из (6) находим для этого поля

$$E_B \approx -\frac{\Omega B_s R^5}{cr^4} f\cos\theta, \qquad \alpha - \varepsilon_m < \theta < \alpha + \varepsilon_m, \tag{7}$$

где

$$f = 2(\cos\alpha\cos\theta + \sin\alpha\sin\theta\cos\varphi')^2\Big[1 + 3(\cos\alpha\cos\theta + \sin\alpha\sin\theta\cos\varphi')^2\Big]^{-1/2},$$

где $\varphi' = \varphi - \Omega t$. В нижней части радиационного канала, где формируются радио и гамма излучения пульсара, $\varepsilon_m(r) \ll 1$. Поэтому при углах наклона $\alpha \approx \varepsilon_m$ фактически мы имеем дело со случаем соосного ротатора, т.е. можно считать $\cos\theta \approx 1, f \approx 1$. Следовательно, говорить о наклонном ротаторе имеет смысл, когда $\alpha > \varepsilon_m$, но тогда $|\theta - \alpha| \approx \varepsilon_m \ll 1$, поэтому без заметной ошибки в (7) можно считать $\theta \approx \alpha$. Таким образом, для продольного компонента напряженности электрического поля, в радиационном канале наклонного ротатора, имеем

$$E_B \approx -\frac{\Omega B_s R^5}{cr^4} f\cos\alpha, \qquad \varepsilon_m < \alpha < \pi/2 - \varepsilon_m, \\ f = 2(\cos^2\alpha + \sin^2\alpha\cos\varphi')^2\Big[1 + 3(\cos^2\alpha + \sin^2\alpha\cos\varphi')^2\Big]^{-1/2}. \tag{8}$$

Усредненное по углу φ' значение f находится в интервале $0.5 < f < 1$.

Найденные решения относятся только к расстояниям $r < c/\Omega$. Вне светового цилиндра электрическое поле совсем другое. Заметим также, что в найденном решении при переходе от области замкнутых силовых линий в область радиационного канала потенциал электрического поля испытывает скачок. Это обусловлено тем, что эти области не имеют резкой границы раздела. На самом деле между ними должен существовать некоторый промежуточный слой, в котором электрический потенциал плавно изменяется от одного значения к другому. Именно такая структура принята за основу при рассмотрении объекта с релятивистскими струями SS433[21,16].

4. *Радиационный канал пульсара.* Благодаря бурно протекающим процессам в радиационном канале формируются противоположно направленные интенсивные потоки ультрарелятивистских электронов и позитронов. Существует и инжектируемый от полюса первичный поток электронов (в случае $\alpha < \pi/2$). Частицы движутся только вдоль магнитных силовых линий. Их движение в поперечном направлении исключено благодаря эффективному синхротронному излучению, обусловленному сильным магнитным полем. Поскольку магнитные силовые линии искривлены, движение частиц по ним является ускоренным (центробежное ускорение), и поэтому возникает соответствующее дипольное излучение, названное *изгибным излучением* [22,23]. Оно при ультрарелятивистских энергиях электронов является самым мощным по сравнению с другими возможными каналами излучения. Признание этой простой истины сыграло решающее значение в деле понимания механизма формирования относительно мощного радиоизлучения пульсаров.

В определенном смысле изгибное излучение сходно с синхротронным, поскольку в обоих случаях они обусловлены круговым движением электронов. Поэтому формулу для интенсивности изгибного излучения легко получить из соответствующей формулы синхротронного излучения [16]. Так, для распределения интенсивности энергии по частотам получается [27]

$$\frac{dI}{d\omega} = \frac{\sqrt{3}}{2\pi}\frac{\gamma e^2}{\rho_c} F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right). \tag{9}$$

Здесь γ - релятивистский множитель частицы ($\gamma m_c c^2$ - энергия электрона), ρ_c- радиус кривизны магнитной силовой линии: для дипольного магнитного поля

$$\rho_c \approx 4r/3\varepsilon_m \approx \left(4/3c_\alpha\right)\cdot\left(cr/\Omega\right)^{1/2}, \tag{10}$$

далее $\omega_c = 3c\gamma^3/2\rho_c$ и $F(x) = x\int\limits_x^\infty K_{5/3}(x)\,dx$, где $K_{5/3}$ - функция Макдональда. Поведение функции $F(x)$ таково:

$$F(x) = \begin{cases} 2.149\,x^{1/3} & \text{при } x \ll 1, \\ 1.253\sqrt{x}\,e^{-x} & \text{при } x \gg 1 \end{cases}$$

и имеет максимум при $x \approx 0.29$. Интенсивность излучения с обеих сторон максимума падает, и характерная энергия квантов изгибного излучения равна

$$\hbar\omega_c \approx 3c\hbar\gamma^3/2\rho_c. \tag{11}$$

Полная мощность изгибного излучения электрона равна

$$P = -\frac{d\varepsilon_e}{dt} = \frac{2e^2}{3c^3}\left(\frac{\gamma^2 c^2}{\rho_c}\right)^2 = \frac{3e^2\Omega\gamma^4}{8r}c_\alpha^2. \qquad (12)$$

В радиационном канале уравнение движения электрона с учетом силы радиационного трения, обусловленного изгибным излучением, исследовалось в работах [28,29]. Результат численного интегрирования уравнения движения с начальным условием $\gamma(R) = 1$ хорошо описывается аппроксимациями:

$$y(x) \approx \alpha(x-1), \qquad 1 < x < 1 + 0.02/\Omega, \qquad (13)$$

$$y(x) \approx x^{-3/4}, \qquad 1 + 0.02/\Omega < x < 7\sqrt{\Omega}, \qquad (14)$$

$$y(x) \approx \left[200\Omega\ln\left(x/7\sqrt{\Omega}\right)\right]^{-1/3}, \qquad x > 7\sqrt{\Omega}. \qquad (15)$$

Здесь $x = r/R$, $y(x) \approx \gamma(x)/\gamma_m$, $\alpha = R/z_m$, где

$$z_m \approx \frac{8.32\cdot 10^3}{\Omega\mu_{30}^{3/4} R_6^{-7/4} c_\alpha^{1/2} (f\cos\alpha)^{3/4}} \qquad (16)$$

расстояние от магнитной шапки, на котором энергия электрона достигает своего максимума, $\gamma_m m_e c^2$,

$$\gamma_m = 3.25\cdot 10^8 \left(\mu_{30} R_6^{-1} c_\alpha^{-2} f\cos\alpha\right)^{1/4} \qquad (17)$$

и, наконец, $\mu = 0.5\, B_s R^3$ - магнитный момент нейтронной звезды.

Ниже в основном речь будет идти о расстояниях $1 \le x \le 7\sqrt{\Omega}$, где разыгрываются основные пульсарные явления, и поэтому нам чаще всего приходится пользоваться аппроксимацией (14). В этом случае для энергии (11), в зависимости от расстояния, имеем

$$\hbar\omega_c \approx 7.03\Omega^{1/2}\mu_{30}^{3/4} R_6^{-5/4} c_\alpha^{-1/2} (f\cos\alpha)^{3/4} x^{-11/4} \text{ эрг}. \qquad (18)$$

Средняя длина свободного пробега электрона l_e, необходимая для испускания кванта изгибного излучения с энергией (18), определяется уравнением

$$2e^2\gamma^4 l_e/3\rho_c^2 \approx 3c\hbar e^2\gamma^3/2\rho_c,$$

где выражение слева представляет энергию, теряемую частицей на отрезке пути длиной l_e. Из этого уравнения получаем

$$l_e \approx 9c\rho_c/\left(4e^2\gamma\right) \approx 219\Omega^{-1/2}\mu_{30}^{-1/4}\left(c_\alpha^2 f\cos\alpha/R_6^3\right)^{-1/4} x^{5/4} \text{ см}. \qquad (19)$$

Как видно из (14) и (17), здесь энергии частиц ультрарелятивистские. Поэтому квант изгибного излучения испускается по направлению касательной к магнитной силовой линии, вдоль которой движется частица. Энергии испускаемых квантов также высокие: $\hbar\omega_c \gg 2m_e c^2$. Примечательно то, что кванты таких энергий в магнитном поле аннигилируют на пару электрон-позитрон: $\hbar\omega_c \to e^- e^+$. Это происходит тогда, когда квант, после прохождения некоторого расстояния, пересекает соседние магнитные силовые линии под достаточно большим углом. В этом процессе магнитное поле играет роль третьего тела, обеспечивающего сохранение импульса. Средняя длина свободного пробега для аннигиляции кванта в магнитном поле определяется формулой [26,23]

$$l_\gamma = \frac{10^6}{B_\perp} \exp \frac{1.17 \cdot 10^{14}\, m_e c^2}{B_\perp\, \hbar\omega_c}. \qquad (20)$$

Здесь $B_\perp$ - поперечный, относительно направления распространения кванта, компонент магнитной индукции: $B_\perp = B \sin\beta$, где β - угол, между направлением распространения кванта и касательной к магнитной силовой линии в точке свершения аннигиляции. Этот угол равен $\beta \approx 1.5\left|\varepsilon_m\left(r + l_\gamma\right) - \varepsilon_m(r)\right|$, где $\varepsilon_m(r)$ - полярный угол точки магнитной силовой линии в этой точке относительно магнитной оси, а $1.5\,\varepsilon_m(r)$ - угол, образованный касательной к магнитной силовой линии также относительно этой оси [30]. Учитывая (2) и (10), а также то обстоятельство, что $l_\gamma << r$, приходим к следующему очевидному результату:

$$\beta \approx \left(3\,c_\alpha/4\right)\left(\Omega\, r/c\right)^{1/2} l_\gamma / r = l_\gamma/\rho_c .$$

Имея в виду, что $\beta << 1$ и для дипольного поля $B = B_s x^{-3}$, получаем

$$B_\perp \approx 4330\, c_\alpha\, \Omega^{1/2}\, B_{12}\, R_6^{-1/2}\, x^{-7/2} l_\gamma . \qquad (21)$$

Если теперь подставим это выражение $B_\perp$ и выражение энергии кванта (18) в (20), то получим трансцендентное уравнение для пробега l_γ. Решая его методом проб и ошибок, приходим к результату [19]

$$l_\gamma \approx \left(297\, R_6^{19/4} x^{25/4} / \Omega \mu_{30}^{7/4}\right) / c_\alpha^{1/2} \left(f \cos\alpha\right)^{3/4} \text{ см}, \quad \alpha < \pi/2. \qquad (22)$$

Таким образом, в проблеме излучения пульсаров существуют четыре важных характерных расстояния: радиус нейтронной звезды R, пробег z_m, на котором энергия движущейся в радиационном канале частицы (электрон, позитрон) достигает значения насыщения $m_e c^2\, \gamma(x)$, пробег l_e для испускания частицей кванта изгибного излучения с характерной энергией (11) и пробег этого кванта l_γ для аннигиляции на пару электрон-позитрон. Сумма перечисленных пробегов $l = z_m + l_e + l_\gamma$ значительно меньше по сравнению с R, на котором электрическое поле E_B испытывает заметное изменение. Это важное обстоятельство является причиной того, что в нижней части радиационного канала пульсара образуется особая область с высотой $h \approx R\, \mu_{30}^{1/3}$, где благодаря многократно повторяющимся процессам испускания электронами и позитронами квантов изгибного излучения высокой энергии и аннигиляции этих квантов на e^+e^--пары, происходит бурное каскадное размножение частиц и квантов. Эта область была названа *магнитной воронкой*. Высоту магнитной воронки можно оценить, используя выражение пробега для аннигиляции квантов. Так, требуя, чтобы квант изгибного излучения, испущенный в середине магнитной воронки, аннигилировал у его потолка, из (22) получаем [19]

$$h \approx 7.56 \cdot 10^6\, C_h\, \Omega^{4/21} \mu_{30}^{1/3} R_6^{2/7} \left(c_\alpha^{2/3} f \cos\alpha\right)^{1/7} \text{ см}, \quad \alpha \neq \pi/2. \qquad (23)$$

Здесь мы ввели коэффициент $c_h \approx 1$, учитывающий возможные неточности в определении высоты области, где происходит формирование радиоизлучения пульсара. В перспективе значение c_h можно, по-видимому, уточнить при сравнении результатов теории с фактами наблюдений.

Из-за того, что $z_m << r$, частица после своего появления очень быстро (за время z_m/c) приобретает такую же энергию $\gamma m_e c^2$, какую имеют на данном расстоянии уже существующие частицы. Поэтому можно сказать, что в магнитной воронке энергия частиц на данном расстоянии от полюса звезды фактически определяется значением напряженности электрического поля E_B на этом месте. Это обстоятельство является важным в деле правильного понимания общей картины процессов, протекающих в магнитной воронке. Итак, благодаря тому, что $l << h$, в нижней части радиационного канала, где продольное электрическое поле достаточно сильное, происходит интенсивное размножение электронов и позитронов с ультрарелятивистскими энергиями. В результате за короткое время, порядка l/c, в магнитной воронке формируются два интенсивных одинаковых потока частиц: стремящийся по радиационному каналу вверх поток электронов и падающий на магнитную шапку поток позитронов (имеется в виду случай $\alpha < \pi/2$). Темп размножения частиц настолько велик, что, несмотря на их катастрофическую утечку с потолка и со дна магнитной воронки, плотность частиц со временем быстро растет . После того, как вся магнитная воронка охвачена процессами рождения квантов изгибного излучения и аннигиляции этих квантов на e^+e^--пары, дальнейшее увеличение плотности частиц происходит по экспоненциальному закону [31]

$$n(r,t) \approx \eta \frac{\Omega\mu\cos\alpha}{\pi ecr^3} e^{t/\tau}, \tag{24}$$

где η - коэффициент размножения частиц (число вторичных частиц в расчете на одну первичную частицу, поступающую от полюса) к моменту времени $t=0$, когда начинается экспоненциальный рост плотности числа частиц, τ - масштаб времени действия магнитной воронки в период экспоненциального размножения электронно-позитронных пар,

$$\tau \approx \frac{3.93 \cdot 10^{-7} R_6^4}{\Omega^{17/21} \mu_{30}^{17/12} c_\alpha^{17/42} (f\cos\alpha)^{17/28}} \text{ с}, \tag{25}$$

наконец,

$$n(r,0) \approx \Omega\mu\cos\alpha / (\pi ecr^3) \tag{26}$$

плотность частиц в облаке, образованном наличием первичного потока электронов ($\alpha < \pi/2$), исходящего от магнитной шапки звезды [22,23,25].

Разумеется, рост плотности частиц в магнитной воронке не может долго продолжаться: по достижении некоторого предела он должен прекращаться. В работах [23,31] предполагалось, что при достижении плотности плазмы некоторого предельного значения, магнитная воронка захлопывается, т.е. происходит разряд. За время порядка h/c процессы рождения квантов и размножения частиц прекращаются. Восстановление режима активной работы магнитной воронки начинается с поверхности магнитной шапки, и оно завершается также за время порядка h/c. После этого, по истечении времени порядка $l/c << h/c$, наступает очередной разряд и т.д. Вообще говоря, в качественном отношении описанная картина действия магнитной воронки правильна. Однако она не вполне конкретна: в ней не уточнен механизм прекращения радиационных процессов в магнитной воронке, неизвестно значение плотности, при котором наступает разряд. Ниже мы займемся уточнением механизма, регулирующего работу магнитной воронки.

Радиоизлучение пульсаров формируется в магнитной воронке. При оценке радиосветимости пульсара [31] используется усредненное по времени значение плотности частиц:

$$\bar{n}(r) = k\,\Omega\mu\cos\alpha/\left(\pi\, ecr^3\right), \tag{27}$$

где $k = \overline{\eta\exp(t/\tau)}$ - усредненное по времени значение коэффициента размножения частиц. Как уже было сказано выше, в магнитной воронке действуют два ультрарелятивистских потока частиц: направленный вверх поток электронов и противоположно направленный поток позитронов. Плотности в потоках этих частиц приблизительно одинаковые: $\bar{n}_- - \bar{n}_+ \approx n(r,0) << \bar{n}$, где $\overline{\bar{n}_- + \bar{n}_+}$ -приведенная в (27) суммарная плотность частиц. В соответствии с рассматриваемой картиной в магнитной воронке протекает электрический ток

$$J \approx \pi\left(r\,\varepsilon_m\right)^2 \bar{n}\, ec = k\,\Omega^2\mu\, c_\alpha^2 \cos\alpha/c,$$

где $\varepsilon_m(r)$ - приведенный в (2) угол крайних открытых магнитных силовых линий. Радиус поперечного сечения этого тока $r\sin\varepsilon_m \approx r\,\varepsilon_m << h$, поэтому созданное им магнитное поле сходно с магнитным полем бесконечного прямолинейного тока:

$$H \approx \frac{2J}{cr\,\varepsilon_m} = \frac{2k\,\mu\Omega^2}{c^2 r}\left(\frac{c}{\Omega r}\right)^{1/2} c_\alpha \cos\alpha. \tag{28}$$

Силовые линии этого поля являются концентрическими окружностями, плоскость которых перпендикулярна к силовым линиям основного магнитного поля B нейтронной звезды. Пока $H/B << \sin\varepsilon_m \approx \varepsilon_m$, поле H не оказывает заметного влияния на ход процессов, протекающих в магнитной воронке. Однако, как только $H \approx B\,\varepsilon_m$, силовые линии результирующего поля и, следовательно, движущиеся по ним потоки частиц и их излучение отклоняются от направления магнитной оси симметрии настолько, что ударяются об стенки радиационного канала, формирование которого обусловлено основным полем. Здесь речь идет о поверхностном слое открытых магнитных силовых линий, где в основном происходят процессы образования изгибного излучения, рождения пар и радиоизлучения.

Учитывая (2) и (28), из равенства $H \approx c_k B\,\varepsilon_m$ получаем

$$k \approx c_k c/\Omega r\cos\alpha, \quad \alpha < \pi/2, \tag{29}$$

где $R < r < R + h$ и c_k - число порядка единицы (значение c_k можно уточнить при вычислении магнитных моментов и моментов инерции нейтронных звезд). В этом случае при $r \approx h$ направления пучков изгибного и радио излучений, образованных здесь, претерпевают такое отклонение от оси радиационного канала, что излучение не выходит за пределы магнитосферы. Однако при значении коэффициента размножения $k \approx c_k c/\Omega h \cos\alpha$ радиационные процессы в магнитной воронке продолжаются, и излучение, образованное в ее нижних слоях, продолжает выходить из радиационного канала. Очевидно, процесс размножения частиц прекращается и тем самым разрядка магнитной воронки наступает лишь тогда, когда коэффициент размножения достигает значения $k \approx c_k c/\Omega R$. По-видимому, можно считать, что в наблюдаемых радиосветимостях пульсаров коэффициент размножения приблизительно равен среднему значению (29):

$$k = \frac{1}{h}\int_R^{R+h} k(r)\,dr \approx \frac{2cc_k}{\Omega h \cos\alpha} \approx \frac{7940\, c_k}{\Omega^{25/21}\mu_{30}^{1/3}\, c_h R_6^{2/7}\left(c_\alpha^{2/3}\, f\cos^8\alpha\right)^{1/7}}. \qquad (30)$$

В соответствии с этим результатом для средней плотности частиц в период активной работы магнитной воронки из (27) находим

$$\bar{n} \approx 2\mu c_k/\pi e h r^3 \approx 1.75\cdot 10^{14}\, c_k\, \mu_{30}^{2/3}\Omega^{-4/21}\, x^{-3}\Big/ c_h R_6^{23/7}\left(c_\alpha^{2/3} f\cos\alpha\right)^{1/7} \text{см}^{-3}. \qquad (31)$$

5. ***Радиоизлучение пульсаров***. Рассмотрим направленный по радиационному каналу вверх основной поток электронов (случай $\alpha < \pi/2$), с энергиями частиц, описываемых аппроксимацией (14). Электроны этого потока, двигаясь по магнитным силовым линиям, в среднем через каждый отрезок расстояния l_e, испускают кванты изгибного излучения с энергией (18). Пройдя расстояние l_γ эти кванты, исчезая, рождают пары электрон-позитрон. Только что родившийся электрон, под влиянием продольного электрического поля (8), с ускорением движется по магнитным силовым линиям вверх и на коротком отрезке пути порядка z_m, приобретая энергию насыщения $\gamma_m m_e c^2 y$, становится равноправным членом основного потока. Позитрон же после своего рождения в акте аннигиляции кванта, преодолевая тормозящее действие электрической силы eE_B, сначала движется по радиационному каналу вверх, затем, исчерпав кинетическую энергию и изменив направление движения, с ускорением падает на магнитную шапку звезды. Важным обстоятельством здесь является то, что перед изменением направления движения, на узком отрезке пути, энергия позитрона становится как раз такой, что частота его изгибного излучения приходится в радиодиапазон.

Релятивистский множитель позитрона перед изменением направления движения равен

$$\gamma(\xi) \approx \left(eE_B/m_e c^2\right)\xi \approx \left(e\,\Omega\, B_S R f\cos\alpha/m_e c^3\right)\xi/x^4, \qquad (32)$$

где ξ - расстояние позитрона до места изменения направления движения, $r = Rx$ - расстояние, где произошла аннигиляция кванта, для E_B использована формула (8). Длина отрезка пути, на котором происходит полное торможение движения позитрона, $\Delta r \ll r$, поэтому на этих отрезках ξ параметр x можно считать постоянным: $\xi \ll r$. Характерная частота изгибного излучения позитрона на этом отрезке пути равна

$$\omega = 3c\gamma^3/2\rho_c \approx 2.51\cdot 10^{17}\Omega^3 B_{12}^3 R_6^2 (f\cos\alpha)^3 \varepsilon\xi^3/x^{13}, \tag{33}$$

где $\varepsilon(r)$ - отсчитанный от оси радиационного канала полярный угол точки магнитной силовой линии, по которой движется позитрон, для ρ_c использована формула (10). Подставив в (33) выражение (2) для угла $\varepsilon_m(r)$ крайних магнитных силовых линий радиационного канала, можно составить представление о расстоянии ξ, на котором характерная частота изгибного излучения позитрона попадает в радиодиапазон:

$$\xi_m \approx 0.019\omega_{10}^{1/3} x^{25/6} \Big/ \left(\Omega^{7/6} B_{12} R_6^{5/6} c_\alpha^{1/3} f\cos\alpha\right). \tag{34}$$

Соответствующее значение релятивистского множителя позитрона равно

$$\gamma \approx 371\omega_{10}^{1/3}\left(R_6 x/\Omega c_\alpha^2\right)^{1/6}. \tag{35}$$

Ввиду того, что плотность частиц в магнитной воронке достаточно большая, в диске толщиною $\xi(x)$ и радиусом $r\varepsilon_m(x)$ фактически мы имеем дело не с одним позитроном с релятивистским множителем $\gamma \sim 400$, а с большим числом таких частиц, характерная частота изгибного излучения которых приходится в диапазон радиочастот. Таким образом, существует реальная возможность образования когерентного радиоизлучения.

Уточним размеры отрезка позитронного тока, характерная частота изгибного излучения частиц которого попадает в радиодиапазон. Подставляя в (33) $\omega_{\min} \approx 0.01\omega_{\max} \approx 10^8\,\text{с}^{-1}$, получаем $\xi_{\min}(r) \approx 0.1\xi_{\max}$, т.е. толщина излучающего в радиодиапазоне отрезка тока порядка ξ_m. В поперечном же к магнитным силовым линиям направлении для заданного ξ из (33) имеем $\varepsilon_{\min}(r) \approx (\omega_{\min}/\omega_{\max})\varepsilon_m(r) \approx 10^{-3}\varepsilon_m(r)$, т.е.

$$\varepsilon_{\max}(r) - \varepsilon_{\min}(r) \approx c_\alpha(\Omega r/c)^{1/2}, \tag{36}$$

Таким образом, полоса позитронного тока (фактически сгусток положительного заряда), генерирующего изгибное радиоизлучение, имеет форму шайбы с радиусом $r\varepsilon_m(r)$ (с небольшим отверстием в центре) и толщиною приблизительно $\xi_m(r)$. Изгибное излучение таких полос потока позитронов немонохроматическое, оно охватывает весь диапазон радиочастот. Но рассматриваемый отрезок позитронного тока можно разбить на такие подслои, излучение которых приблизительно монохроматическое. Из (33) для заданного ξ следует $\Delta\varepsilon = (\Delta\omega/\omega)\varepsilon$, где $\Delta\varepsilon$ - изменение меридионального угла, соответствующее изменению частоты изгибного излучения на $\Delta\omega$. Монохроматичность изгибного излучения в поперечном направлении можно обеспечить, если потребовать $\Delta\omega = \omega/s$, где s - число порядка единицы. Следовательно, при заданном ξ, изгибное излучение кольцевого элемента позитронного тока с полярными углами $(\varepsilon, \varepsilon+\Delta\varepsilon)$ приблизительно является монохроматическим, если

$$\Delta\varepsilon \approx \varepsilon/s. \tag{37}$$

Для заданного кольцевого слоя $r\,\Delta\varepsilon$ частота изгибного излучения зарядов сильно изменяется и в зависимости от ξ. Так, из той же формулы (33) для фиксированного угла $\varepsilon(r)$ получаем $\Delta\xi/\xi = \Delta\omega/3\omega$. Отсюда, с такой же степенью монохроматичности, как и в перпендикулярном к магнитным силовым линиям направлении, имеем

$$\Delta\varepsilon = \xi/3s. \tag{38}$$

Таким образом, кольцеобразные элементы потока позитронов с размерами $r\,\Delta\varepsilon$, $\Delta\xi$, $2\pi r\,\varepsilon$ являются когерентными источниками изгибного радиоизлучения с определенными частотами. В самом деле, из-за больших плотностей частиц в основных потоках, в этих элементах число вторичных позитронов оказывается достаточно большим и поэтому они ведут себя как сгустки зарядов с размерами, не превышающими длину волны излучения. Каждый из этих положительно заряженных элементов, со скоростью, близкой скорости света, движется вверх по своей трубке магнитных силовых линий. При этом излучения соседних колец позитронного тока не перекрываются, так как они испускаются в касательном к силовым линиям направлении. Итак, направленный по радиационному каналу вверх ультрарелятивистский основной поток электронов сопровождается полосками позитронного тока (фактически движущимися со скоростью света сгустками положительных зарядов), которые генерируют изгибное радиоизлучение когерентным образом. В нижеприведенных оценках радиосветимости пульсара необходимо иметь определенное представление о пространственном распределении этих полос позитронного тока. В качестве модели можно считать, что в магнитной воронке эти полосы зарядов в среднем расположены на расстоянии $l(x) = z_m + l_e + l_\gamma \approx 2l_\gamma$ друг от друга. Или, может быть, было бы более корректным говорить о вероятности dx/l о том, что в слое $(x, x+dx)$ имеется полоса рассматриваемого потока позитронов.

Рассмотрим теперь падающий на магнитную шапку основной поток позитронов. Выше было установлено, что в этом потоке также энергия частиц в зависимости от расстояния r описывается аппроксимацией (14), или, можно сказать, приблизительно определяется значением напряженности продольного электрического поля E_B на рассматриваемом расстоянии. Можно сказать, что мы фактически имеем дело с тем же потоком частиц, что и в случае электронов, только в противоположном направлении. Следовательно, в этом случае также в среднем через каждый интервал расстояния l_e рождается интенсивный поток квантов высокой энергии. Этот поток квантов, пройдя расстояние l_γ, исчезает, рождая поток e^+e^- - пар, т.е. основной поток позитронов в среднем через каждый интервал расстояния l создает равный своей интенсивности интенсивный поток электронно-позитронных пар. Сначала на небольшом расстоянии $\Delta r \ll r$ электрон в e^+e^- - парах, вместе со своим напарником-позитроном, движется вниз к полюсу, затем, после полного торможения, изменяя направление движения, стремится вверх, и когда на отрезке пути порядка (34) его релятивистский множитель становится порядка (35), испускает изгибное радиоизлучение. В результате образуется картина полосок потока электронов (периодическая система сгустка отрицательных зарядов, движущихся по радиационному каналу вверх с релятивистской скоростью), сходная с вышеописанной картиной полосок тока позитронов. Таким образом, в магнитной воронке действуют два сходных канала когерентного излучения радиоволн.

Рассмотрим когерентно излучающий отрезок потока вторичных позитронов (электронов) с размерами $\Delta\xi, r\,\Delta\xi,\ 2\pi r \sin\varepsilon \approx 2\pi r\,\varepsilon$ соответственно в продольном (относительно силовых линий магнитного поля), поперечном и азимутальном направлениях, где $\Delta\varepsilon$ и $\Delta\xi$ определяются формулами (37) и (38) соответственно. Электрический заряд этого кольцеобразного элемента равен

$$Q \approx 2\pi r\,\varepsilon \cdot \Delta\xi \cdot 0.5\,e\bar{n},$$

где $\bar{n}$ - приведенная в (31) средняя плотность частиц в магнитной воронке на расстоянии r, $0.5\bar{n}$ -плотность частиц в полосках потока вторичных позитронов (электронов) с релятивистским множителем (35), сопровождающих основной поток электронов (позитронов). Подставляя (31) в выражение Q, получаем

$$Q \approx 8.80\cdot 10^{16}\, c_k\, \mu_{30}^{2/3}\varepsilon^2\xi \Big/ c_h\left[\Omega^{4/21} R_6^{9/7}\left(c_\alpha^{2/3} f\cos\alpha\right)^{1/7} s^2 x\right]. \qquad (39)$$

Этот заряд движется по соответствующей магнитной силовой трубке со скоростью света и испускает изгибное радиоизлучение с мощностью

$$P = \frac{2Q^2}{3c^3}\left(\frac{c^2\gamma^2}{\rho_c}\right)^2 \approx 2.03\cdot 10^{50}\,\frac{c_k^2\,\Omega^{76/21}\mu_{30}^{16/3}\left(f\cos\alpha\right)^{26/7}\varepsilon^6\xi^6}{c_h^2 R_6^{88/7} c_\alpha^{4/21} s^4 x^{20}}.$$

Здесь для ρ_c использована формула $\rho_c \approx 4r/3\varepsilon$, а для γ – формула (32). Полная же мощность энергии радиоизлучения одного слоя позитронного тока равна

$$P_1 = \int_0^{\varepsilon_m}\int_{\xi_{min}}^{\xi_{max}} P\frac{d\varepsilon}{\Delta\varepsilon}\frac{d\xi}{\Delta\xi} \approx 4.61\cdot 10^{23}\left(\frac{c_k}{c_h}\right)^2 \frac{\omega_{10}^2 R_6^{24/7} c_\alpha^{80/21} x^8}{s^2\,\Omega^{8/21}\mu_{30}^{2/3}\left(f\cos\alpha\right)^{16/7}},\ 1 < x < 1 + h/R, \qquad (40)$$

где ε_m определяется формулой (2). $\xi_{min} \approx 0.1\xi_{max}$, а ξ_{max} определяется выражением (34). Величину масштаба частоты ω_{10} уточним ниже.

Наконец, можно вычислить радиосветимость пульсара. Для этого необходимо выражение P_1 просуммировать по всем полоскам потоков частиц (одного знака заряда) в магнитной воронке и затем умножить на коэффициент $2\tau_1/(\tau_1+\tau_2)$, где τ_1, τ_2 - продолжительности времен работы и перерыва магнитной воронки, а двойка учитывает факт наличия двух независимых каналов образования радиоизлучения. Но, по-видимому, $\tau_1 \approx \tau_2 \approx h/c$, поэтому ниже мы примем $2\tau_1/(\tau_1+\tau_2) \approx 1$. Процедура суммирования по полоскам потоков вторичных частиц сводится к умножению парциальной мощности излучения P_1 на dr/l (вероятность того, что в отрезке $(r, r+dr)$ имеется полоса рассматриваемого тока, излучающая в радиодиапазоне) и затем интегрированию в пределах от R

до $R+h$. Итак, для радиосветимости пульсара получаем

$$L \approx \int_R^{R+h} P_l \frac{dr}{l} = 7.35 \cdot 10^{28} \left(\frac{\omega_{10}}{s}\right)^2 \frac{c_k^2 c_h^{3/4}\, \Omega^{8/7} \mu_{30}^2\, R_6^{0.46} c_\alpha^{4.57}}{(f \cos\alpha)^{8/7}} \text{ эрг / с}, \qquad (41)$$

где принято $l \approx 2l_\gamma$, а выражение l_γ приведено в (22).

Ниже мы примем $s \approx 1$ и в соответствии с тем, что в таблицах приводятся потоки энергии радиоизлучения на частоте $\omega/2\pi \approx 400$ МГц (на которой распределение энергии имеет максимум), примем $\omega_{10} \approx 0.08\pi$. Далее, пропуская множители $R_6^{0.46}$ и $c_\alpha^{4.57}/(f\cos\alpha)^{8/7} \approx 1$ для углов $\alpha < \pi/4$, формулу (41) перепишем в виде

$$L \approx 4.64 \cdot 10^{27} \mu_{30}^2 \Omega^{8/7}\, c_k^2 c_h^{3/4} \text{ эрг / с}, \quad \alpha < \pi/4. \qquad (42)$$

При получении этого результата был допущен ряд приближений, поэтому здесь ошибки в несколько раз вполне возможны.

Формула (42) примечательна тем, что позволяет по измеренным потокам энергии радиоизлучения L_0 непосредственно вычислить магнитные моменты нейтронных звезд в пульсарах. Насколько нам известно, полноценных сведений о спектральном распределении интенсивности радиоизлучения пульсаров нет. Но имеется богатый материал о потоках энергии радиоизлучения на частоте 400 Мгц, вблизи которой спектр энергии имеет максимум, по-видимому, для большинства пульсаров. Ниже мы будем опираться на эти данные. Полная радиосветимость пульсара равна

$$L_0 = S\,\Omega_{\text{рад}}\, d^2, \qquad (43)$$

где S - интенсивность потока энергии радиоизлучения на земле, d - расстояние пульсара и $\Omega_{\text{рад}}$ - телесный угол пучка радиоизлучения. В таблицах пульсаров приводятся монохроматические потоки энергии радиоизлучения S_{400} в единицах $\text{mJy} = 10^{-26}$ эрг/с$\cdot$см^{2}Гц [5]. Правильное представление о полной интенсивности потока энергии можно составить, умножив эту, рассчитанную на 1Гц, монохроматическую интенсивность на $\Delta\nu = 4 \cdot 10^8$, т.е. $S \approx 4 \cdot 10^8 \cdot 10^{-26} S_{400} = 4 \cdot 10^{-18} S_{400}$. Теперь о телесном угле $\Omega_{\text{рад}}$. Изгибное радиоизлучение испускается протекающими по магнитным силовым линиям ультрарелятивистскими сгустками зарядов, поэтому оно распространяется по направлениям касательных к этим линиям. Пусть $\varepsilon(r)$ -полярный угол точки магнитной силовой линии относительно магнитной оси симметрии, а $\phi(r)$ - угол, образованный касательной к силовой линии в этой точке, также относительно той же оси. Учитывая, что для открытых магнитных силовых линий $\varepsilon \ll 1$, легко убедиться, что $\phi(r) \approx 1.5\varepsilon(r)$. Очевидно, что угловой раствор пучка радиоизлучения определяется расстоянием $r \approx R + h \approx h$ (потолок магнитной воронки). В соответствии с этим обстоятельством пучок радиоизлучения имеет форму конуса с телесным углом $\Omega_{рад} \approx \pi\phi_m^2(h) \approx 2.25\pi\varepsilon_m^2(h)$. Отсюда, используя (2) и (23), получаем

$$\Omega_{рад} \approx 1.78\cdot10^{-3}\mu_{30}^{1/3}\Omega^{25/21}\,c_h\,R_6^{2/7}c_\alpha^2\left(f\cos\alpha\right)^{1/7} \approx 1.78\cdot10^{-3}\mu_{30}^{1/3}\Omega^{25/21}\,c_h. \quad (44)$$

Итак, в соответствии с вышеприведенными пояснениями, наблюдаемая радиосветимость должна быть вычислена по формуле

$$L_0 \approx \frac{6.05\cdot10^{23}\,c_h S_{400} d_{кпк}^2\,\mu_{30}^{1/3}}{P^{25/21}}, \quad \alpha < \pi/4. \quad (45)$$

Напомним, что здесь S_{400} - плотность потока энергии в единицах mJy [5], $d_{кпк}$ - расстояние пульсара в единицах килопарсек и $P = 2\pi/\Omega$ - период пульсара.

Приравнивая (42) и (45), для магнитного момента нейтронной звезды пульсара получаем

$$\mu \approx \frac{1.33\cdot10^{27}\,c_h^{3/20}\left(S_{400}d_{кпк}^2\right)^{0.6}}{c_k^{1.2}P^{1/35}}, \quad \alpha << \pi/4. \quad (46)$$

По этой формуле для PSR0531+21 ($P = 0.0334$с, $S_{400} = 950$, $d_{кпк} = 2$) получаем $\mu_{30} \approx 0.205$, а для PSR1845-19 ($P = 4.308$, $S_{400} = 20$, $d_{кпк} = 0.96$) - $\mu_{30} \approx 0.0073$, если считать что $c_k \approx 1$, $c_h \approx 1$.

6. ***Гамма излучение пульсаров.*** В магнитной воронке происходит интенсивное размножение квантов изгибного излучения с энергиями $\hbar\omega >> m_ec^2$ и электронно-позитронных пар. Основная часть γ-квантов здесь исчезает, рождая e^-e^+-пары. В результате за период действия радиационных процессов в магнитной воронке формируются два ультрарелятивистских потока частиц: извергающийся по радиационному каналу вверх поток электронов и падающий на полюс звезды примерно такой же поток позитронов (случай $\alpha < \pi/2$. За потолком магнитной воронки каскадный механизм размножения частиц и, следовательно, механизм когерентного образования радиоизлучения не работают. Значит, образованная здесь основная часть γ-квантов по радиационному каналу выходит за пределами магнитосферы пульсара. Таким образом, формирование пучка γ-излучения пульсара начинается с расстояний $r_\gamma \approx R+h$.

Вычисление интенсивности γ-излучения не представляет труда. Частицы движутся по магнитным силовым линиям, и их уравнение движения с учетом силы радиационного трения (обусловленного изгибным излучением) уже интегрировано. В результате определена энергия электрона в зависимости от расстояния r, и она определяется аппроксимациями (13)-(15). Используя эти аппроксимации, можно вычислить потоки энергии пульсара, обусловленные γ-излучением и электронами. Основные потери энергий электронов обусловлены квантами изгибного излучения с энергией $\hbar\omega >> m_ec^2$. Энергия электрона, излучаемая на отрезке пути силовой линии $ds \approx dr = cdt$, равна

$$dE_\gamma = \frac{2e^2}{3c^3}\left(\frac{c^2\gamma^2}{\rho_c}\right)\frac{dr}{c} \approx 3.22\cdot10^4\,\frac{\Omega\mu_{30}\,f\cos\alpha}{R_6}\frac{dx}{x^4}, \quad (47)$$

где ρ_c -приведенный в (10) радиус кривизны магнитной силовой линии, $\gamma = \gamma_m y(x)$, для $y(x)$ использована аппроксимация (14), поскольку основная часть γ-излучения образуется в области ее применения. В соответствии с вышесказанным, формирование γ-излучения происходит в области $x_h < x < c/\Omega$, где

$$x_h \approx 1 + h/R \approx 7.56\, c_h\, \mu_{30}^{1/3} \Omega^{4/21} R_6^{-5/7} \left(c_\alpha^{2/3} f \cos\alpha\right)^{1/7}.$$

Характерная энергия квантов изгибного излучения в зависимости от $x = r/R$ определяется формулой (18). Разрешая ее относительно x и подставляя полученное выражение в (47), получаем формулу распределения γ -излучения электрона по энергиям

$$dE_\gamma \approx 1.4 \cdot 10^3 \Omega^{5/11} \mu_{30}^{2/11} R_6^{4/11} c_\alpha^{6/11} (f \cos\alpha)^{2/11} \varepsilon^{1/11} d\varepsilon, \quad \varepsilon_{\min} < \varepsilon < \varepsilon_{\max}. \tag{48}$$

Кванты с энергией $\varepsilon_{\max}$ рождаются у потолка магнитной воронки. Подставляя в (18) вышеприведенное выражение x_h и опуская множители порядка единицы, получаем

$$\varepsilon_{\max} \approx 0.027\, c_h^{-11/4}\, \mu_{30}^{-1/6} \Omega^{-1/42} \text{эрг}. \tag{49}$$

Кванты же с наименьшей энергией испускаются электронами при выходе из радиационного канала. На этом расстоянии энергия электронов определяется аппроксимацией (15). Вычисляя по этой аппроксимации характерную энергию квантов изгибного излучения $3\hbar c \gamma^3 / 2\rho_c$, для расстояния $x \approx c/\Omega R$ получаем

$$\varepsilon_{\min} \approx 2.43 \cdot 10^{-5} \mu_{30}^{3/4} / (1 - 0.18 \ln\Omega)\, \text{эрг}, \tag{50}$$

где опять пропущены множители порядка единицы.

Интегрируя (47) в пределах от $x_h \approx h/R$ до $x_c \approx c/\Omega R$, получаем полную энергию, выделяемую электроном в диапазоне γ-излучения при его прохождении через радиационный канал:

$$E_\gamma = 25 \Omega^{3/7} R_6^{8/7} (f \cos\alpha)^{4/7} / c_h^3 c_\alpha^{2/7}\ \text{эрг}. \tag{51}$$

Умножая эту энергию на проходящий через радиационный канал поток числа электронов

$$I_e \approx 0.5 \bar{n} c S = 2.75 \cdot 10^{32} c_k\, \mu_{30}^{2/3} \Omega^{17/21} c_\alpha^{40/21} / c_h R_6^{2/7} (f \cos\alpha)^{1/7}, \tag{52}$$

получаем поток энергии γ-излучения, исходящий из радиационного канала пульсара. Здесь $\bar{n}$ - приведенная в (31) средняя плотность числа частиц в магнитной воронке, $0.5\bar{n}$ - плотность числа электронов и $S = \pi (r e_m)^2 \approx \pi\Omega c_\alpha^2 r^3 / c$ - площадь поперечного сечения радиационного канала. Итак, для γ-светимости пульсара получаем

$$L_\gamma \approx I_e E_\gamma \approx 6.87 \cdot 10^{33} \Omega^{26/21} \mu_{30}^{2/3}\, c_k c_h^{-4} R_6^{6/7} c_\alpha^{34/21} (f \cos\alpha)^{3/7}\ \text{эрг / с}. \tag{53}$$

Приведем также число квантов с энергией порядка (49), исходящих из радиационного канала пульсара:

$$L_N = \int_{\varepsilon_{min}}^{\varepsilon_{max}} I_e dE_\gamma / \varepsilon \approx 3.05 \cdot 10^{36} \Omega^{53/42} \mu_{30}^{5/6} c_k c_\alpha^{2.45} c_h^{-5/4} \text{ квантов / с.} \qquad (54)$$

Измеряемыми величинами являются плотности потоков энергии и числа квантов. Для определения этих величин необходимо знать телесный угол пучка γ-излучения. Это излучение формируется в основном вблизи потолка магнитной воронки. Поэтому его пучок имеет вид полого конуса, внутренняя поверхность которого определяется расстоянием $r_h \approx R + h \approx h$, а соответствующее внешней поверхности расстояние r_γ определим условием, что 90% излучения образуется в слое $r_h \lesssim r \lesssim r_\gamma$. Тогда, используя (47), находим $r_\gamma \approx 2.2 r_h \approx 2.3 h$. Следовательно, телесный угол пучка γ-излучения должен быть порядка $\Omega_\gamma \approx 2.25\pi\varepsilon_m^2(r_\gamma)$. Далее, учитывая (2) и (23) находим

$$\Omega_\gamma \approx 4.1 \cdot 10^{-3} \Omega^{25/21} \mu_{30}^{1/3} c_h R_6^{2/7} c_\alpha^{21} (f \cos\alpha)^{1/7}. \quad \alpha \neq \pi/2, \qquad (55)$$

который отличается от (44) только множителем 2.3. Поток энергии γ-излучения пульсара равен

$$F_\gamma = \frac{L_\gamma}{\Omega_\gamma d^2} \approx \frac{1.92 \cdot 10^{-6} \mu_{30}^{1/3} c_k R_6^{4/7} (f \cos\alpha)^{2/7}}{d_{\text{кпк}}^2 c_h^5 c_\alpha^{0.48} P^{1/21}} \approx \frac{1.92 \cdot 10^{-6} c_k^{1/3} \mu_{30}^{1/3}}{c_h^5 d_{\text{кпк}}^2 P^{1/21}} \text{эрг/см}^2\text{с}, \qquad (56)$$

где $d_{\text{кпк}}$ -расстояние пульсара в единицах килопарсек. А поток числа квантов:

$$F_N = \frac{L_N}{\Omega_\gamma d^2} \approx \frac{8.91 \cdot 10^{-5} c_k \mu_{30}^{1/2}}{c_h^{9/4} P^{1/14} d_{\text{кпк}}^2} \text{квантов / см}^2\text{с.} \qquad (57)$$

Входящие в формулы (53)-(57) магнитные моменты нейтронных звезд можно вычислить по формуле (46). Таким образом, знание монохроматического потока радиоизлучения S_{400} и расстояния d пульсара позволяет вычислить его ряд важных характеристик.

Наконец, оценим поток энергии, обусловленный исходящим из радиационного канала пучком электронов. Энергия выходящего из радиационного канала электрона определяется аппроксимацией (15):

$$\varepsilon_e(x_c) = m_e c^2 \gamma_m y(x_c) \approx 22.4 \mu_{30}^{1/4} \left[\Omega(1 - 0.18 \ln\Omega)\right]^{-1/3} \left(\cos\alpha / R_6 c_\alpha^2\right)^{1/4} \text{эрг.} \qquad (58)$$

Следовательно, энергия, уносимая потоком электронов, равна

$$L_e = I_e \varepsilon_e(x_c) \approx 6.16 \cdot 10^{33} \mu_{30}^{11/12} \Omega^{10/21} (1 - 0.18 \ln\Omega)^{-1/3} c_k / c_h \text{ эрг/с}, \qquad (59)$$

где пропущен множитель порядка единицы. Сравнивая (59) и (53), замечаем, что пульсарные потоки энергии, обусловленные γ-излучением и истечением электронов, одинакового порядка, а поток энергии, связанный с радиоизлучением, значительно меньше их. Следовательно удлинение периода изолированного пульсара в основном обусловлено потоками γ-излучения и электронов.

7. ***Определение параметров нейтронных звезд в пульсарах.*** Основным источником энергии излучения изолированных пульсаров является

энергия вращения нейтронной звезды $E_{rot} = 0.5 I\Omega^2$, где I - момент инерции звезды. Энергия магнитного поля и тепловая энергия значительно меньше энергии вращения. Следовательно, в соответствии с потерями энергии от двух радиационных каналов пульсара, имеем

$$-I\,\Omega\dot{\Omega} = 2\left(L_\gamma + L_e + L_{\text{радио}}\right) \approx 2\left(L_\gamma + L_e\right). \qquad (60)$$

Учитывая (53) и (59), отсюда получаем

$$I \approx \frac{3.39\cdot 10^{33}\mu_{30}^{2/3}\,P^{37/21}\,c_k\,c_\alpha^{1.6}}{c_h^4\dot{P}}\left(1+\frac{0.22\,c_h^3\,\mu_{30}^{1/4}\,P^{16/21}}{\left(c_\alpha^4 f\cos\alpha\right)^{3/7}(1-0.18\ln\Omega)^{1/3}}\right)\text{г.см}^2, \qquad (61)$$

где магнитный момент определяется формулой (46). В конце раздела 5 для PSR 0531+21 было найдено $\mu_{30} \approx 0.205$, учитывая также, что $\dot{P} = 4.21\cdot 10^{-13}$, теперь по полученной формуле, вычисляя момент инерции этого пульсара, находим $I \approx 7\cdot 10^{42}$ г.см^2, при $c_k c_\alpha^{1.6}/c_h^4 \approx 1$.

Знание момента инерции нейтронной звезды позволяет сразу же определить ее массу, так как между ними существует однозначная связь. Так, построенная по приведенным в табл.2 данным зависимость $\log I_{44}$ от $\log M/M_\odot$ хорошо аппроксимируется прямой линией $\log I_{44} \approx 1.01 + 1.654\log M/M_\odot$. Откуда следует, что

$$M/M_\odot \approx 0.245\, I_{44}^{0.605}. \qquad (62)$$

Точность этой формулы высокая, в чем легко убедиться, используя данные, приведенные в табл.2. Так, подставив в эту формулу $I_{44} \approx 0.07$, для массы нейтронной звезды пульсара PSR0531+21 получаем $M/M_\odot \approx 0.049$, что безусловно разумный результат.

По формуле (61) можно вычислить моменты инерции только нейтронных звезд, не подверженных воздействиям. Она перестает быть верной, если пульсар находится в условиях процесса аккреции масс. Это имеет место, когда он составляет двойную систему с обычной звездой или когда при своем поступательном движении длительное время пребывает в сравнительно плотном космическом облаке. Аккрецирующие потоки масс не сразу падают на нейтронную звезду. Они сначала захватываются на кеплеровские орбиты, образуя аккреционный диск с определенным моментом количества движения, откуда затем вещество, падая на нейтронную звезду, сообщает ей дополнительный вращательный момент. При такой аккреции уменьшение темпа вращения нейтронной звезды замедляется, а в некоторых особых случаях даже может произойти ускорение вращения. Значения скорости возрастания периодов пульсаров $\dot{P} \lesssim 5\cdot 10^{-13}$ [5]. Известны четыре объекта с $\dot{P} < 0$. Моменты инерции нейтронных звезд охватывают интервал $3\cdot 10^{42} \lesssim I \lesssim 3\cdot 10^{45}$ г.см^2. Поэтому формула (60) дает правильный результат только при тех значениях $\dot{P}$, для которых моменты инерции получаются в указанном интервале. Это имеет место приблизительно при $\dot{P} \geq 10^{-14}$

8. *Заключение.* Радиоизлучение пульсара формируется в нижней части канала открытых магнитных силовых линий (радиационный канал) с высотой $h \approx 8 \cdot 10^6 \mu_{30}^{1/3} \Omega^{0.2}$ см (магнитная воронка) над магнитной шапкой, где μ-магнитный момент нейтронной звезды, а Ω-угловая скорость ее вращения. Здесь действует специфический когерентный механизм образования радиоизлучения. Произведена оценка радиосветимости пульсара (см. формулу (42)). Сравнение найденной оценки с наблюдаемой радиосветимостью позволяет определить приблизительное значение магнитного момента нейтронной звезды пульсара (см. формулу (46)).

Из радиационного канала пульсара извергаются интенсивные потоки γ-квантов с энергиями $\hbar\omega >> m_e c^2$ и ультрарелятивистских электронов, уносящие значительные мощности энергии. Поток частиц формируется в магнитной воронке, а γ-излучение - в основном в окрестности ее потолка. Знание магнитного момента нейтронной звезды позволяет вычислить потоки энергии пульсара, обусловленные γ-излучением (см. формулу (53)) и истечением электронов (см. формулу (59)). Эти потоки энергии значительно мощнее потока энергии, связанного с радиоизлучением. Предполагая, что источником энергии пульсарного излучения является энергия вращения нейтронной звезды, получена формула (см. (61)), позволяющая по известным параметрам $\mu, P, \dot{P}$ вычислить ее момент инерции. Этот способ вычисления момента инерции нейтронной звезды справедлив только для изолированных пульсаров, не подверженных влиянию аккреционных потоков масс, что имеет место при $\dot{P} > 5 \cdot 10^{-14}$. Знание же момента инерции нейтронной звезды позволяет по формуле (62) вычислить ее массу.

Ереванский государственный
университет, Армения

RADIO RADIATION OF PULSARS.

G.S.SAHAKIAN

The theory of pulsar radio radiation was worked out in some of our works (1992-1998). It was shown that the radio radiation of pulsars is formed at lower part of open magnetic force lines canal, in the region of $h \approx 1.07 \cdot 10^7 \mu_{30}^{1/3} / P^{4/21}$ cm height above the magnetic cap of neutron star (P - period of pulsars, μ-magnetic moment of star). Here in course of active radiation processes, two ultrarelativistic streams of particles are formed: a striking up stream of electrons and a stream of positrons incident on the magnetic cap of star. These basic streams are accompanied by thin strips of comparatively low-energy secondary particle streams, presenting sufficiently powerful coherent sources of radio radiation. This paper is a survey of our previous works. Some important additions and precisions are also made. Formulas for radio radiation luminosity of pulsars, solid angle of radio radiation beam, magnetic moment and inertia moment of neutron star are suggested.

ЛИТЕРАТУРА

1. *S.J.Bell*, *A.Hewish*, Nature, **213**, 1214, 1967.
2. *A.Hewish*, *S.J.Bell*, *D.H.Pilkington*, *P.F.Scott*, *A.Collins*, Nature, **217**, 709, 1968.
3. *W.Forman et al*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **38**, 357, 1978.
4. *R.N.Manchester*, *J.H.Taylor*, Pulsars, San Francisco, 1977.
5. *J.H.Taylor*, *R.N.Manchester*, *A.G.Lune*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **88**, 529-568, 1993.
6. *L.Landau*, Phys. Z., USSR, **1**, 285, 1932.
7. *W.Baade*, *F.Zwicky*, Phys. Rev., **45**, 138, 1934.
8. *W.Baade*, *F.Zwicky*, Proc. Nat. Acad. Sci., **20**, 259, 1934.
9. *W.Baade*, *F.Zwicky*, Astrophys. J., **88**, 411, 1938.
10. *J.R.Oppenheimer*, *G.H.Volkoff*, Phys. Rev., **55**, 374, 1939.
11. *В.А.Амбарцумян*, *Г.С.Саакян*, Астрон. ж., **37**, 193, 1960.
12. *В.А.Амбарцумян*, *Г.С.Саакян*, Астрон. ж., **38**, 785, 1961.
13. *В.А.Амбарцумян*, *Г.С.Саакян*, Астрон. ж., **38**, 1016, 1961.
14. *L.Sh.Grigorian*, *G.S.Sahakian*, Astrophys. Space Sci, **95**, 315, 1983.
15. *Г.С.Саакян*, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972. Пер. на англ., Ketter Publishing House, Jerusalem Ltd., 1974.
16. *Г.С.Саакян*, Физика нейтронных звезд, ОИЯИ, Дубна, 1995.
17. *T.Gold*, Nature, **221**, 25, 1969.
18. *P.Goldrich*, *W.H.Julian*, Astrophys. J., **157**, 869, 1969.
19. *Г.С.Саакян*, Астрофизика, **39**, 303, 1996.
20. *Г.С.Саакян*, Астрофизика, **37**, 97, 1994.
21. *Г.П.Алоджянц*, *Л.Ш.Григорян*, *Г.С.Саакян*, Астрофизика, **31**, 271, 1989.
22. *P.A.Starrok*, Astrophys. J., **164**, 529, 1971.
23. *M.A.Ruderman*, *P.G.Sutherland*, Astrophys. J., **196**, 51, 1975.
24. *В.С.Бескин*, *А.В.Гуревич*, *Я.Н.Истомин*, ЖЭТФ, **58**, 401, 1983.
25. *В.С.Бескин*, *А.В.Гуревич*, *Я.Н.Истомин*, Успехи физ. наук, **150**, 257, 1986.
26. *T.Erber*, Rev. Mod. Phys., **38**, 516, 1966.
27. *Л.Д.Ландау*, *Е.М.Лифшиц*, Теория поля, Наука, М., 1967.
28. *Г.С.Саакян*, *Э.В.Чубарян*, Астрофизика, **37**, 255, 1994.
29. *Г.С.Саакян*, Астрофизика, **38**, 143, 1995.

30. *Г.С.Саакян*, Астрофизика, 36, 87, 1993.
31. *Г.С.Саакян*, Астрофизика, 39, 303, 489, 1996.
32. *Г.С.Саакян*, Астрофизика 42, 263, 1999.

CONTENTS

Индекс 70022

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ОБЗОРЫ