

ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТГМ 52

НОЯБРЬ, 2009

ВЫПУСК 4

ВРАЩАЮЩИЕСЯ СВЕРХПЛОТНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ:
ПУЛЬСАРЫ И ИХ АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ

Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян 503

СКУЧИВАНИЕ ГАЛАКТИК В МАСШТАБАХ $\leq 10 h^{-1}$ Мпк НА
ОСНОВЕ СКОПЛЕНИЙ СОМА, BRIDGE и A1367

Н.Г.Когошвили, Т.М.Борчхадзе, А.Т.Каллоглян 527

О GPS И CSS-РАДИОИСТОЧНИКАХ

В.Г.Малумян 541

ПОИСКИ HII-ОБЪЕКТОВ И ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД В ОБ-
ЛАСТЯХ ЗВЕЗДОБРАЗОВАНИЯ. VI. ОБЪЕКТЫ ХЕРБИГА-АРО
И ЭМИССИОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ ТУМАННОСТЕЙ
GM 1-64 И GM 2-4

Е.Г.Никогосян, Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян, Т.Ханзадян 551

ПЯТЕННАЯ И ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ КАРЛИКОВОЙ
СИСТЕМЫ CM Dra

А.В.Кожевникова, М.А.Свечников, В.П.Кожевников 565

ХОЛОДНЫЕ ЗВЕЗДЫ БОГАТЫЕ КИСЛОРОДОМ И УГЛЕРОДОМ
В ОБЛАСТИ ЦЕФЕЯ: КЛАССИФИКАЦИЯ ОТОБРАННЫХ
ОБЪЕКТОВ ИЗ KP2001. I

К.Росси, С.Гаудензи, Г.В.Петросян, Р.Неизи, С.Склавви 577

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)

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

Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Ջալղոլյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին

(Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Ի.Դ.Կարաչենցև

(Ռուսաստան), Դ.Կունտ (Ֆրանսիա), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան), Ա.Գ.Նիկողոսյան

(Հայաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչուկ (Ռուսաստան), Է. Ս.Պարսամյան (Հայաստան),

Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան): /

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)

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

Ответственный секретарь: А.Т.Каллогян (Армения)

Г.А.Арутюнян (Армения), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия),

Ю.Н.Гнедин (Россия), В.П.Гринин (Россия-Украина), И.Д.Караченцев (Россия),

Д.Кунт (Франция), А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсамян (Армения),

Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США), А.М.Черепашук (Россия)

"АСТРОФИЗИКА" - научный журнал, издаваемый Национальной академией наук Республики Армения. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой. Журнал 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 ինքնուրույն հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղաֆիզիկայի, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը միաստեղծված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Адрес редакции: Республика Армения, Ереван 19, пр. Маршала Баграмяна 24^а

Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38

e-mail: astrofiz@sci.am

К 100-летию со дня рождения
академика В.А.Амбарцумяна

ВРАЩАЮЩИЕСЯ СВЕРХПЛОТНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ: ПУЛЬСАРЫ И ИХ АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ

Д.М.СЕДРАКЯН, Э.В.ЧУБАРЯН

Поступила 1 сентября 2009

В данной статье излагаются некоторые результаты работ последователей В.А.Амбарцумяна, основополагающие работы которого являлись началом исследований сверхплотных звезд: белых карликов и нейтронных звезд. Приводится решение уравнений Эйнштейна в случае аксиальной симметрии. Эти решения применяются для определения интегральных параметров вращающихся нейтронных звезд и белых карликов. Развивается теория генерации магнитных полей в нейтронных звездах и обосновывается наличие сильных неоднородных магнитных полей порядка 10^{14} Гс в пульсарах. Предлагается теория, описывающая динамику движения нейтронных вихрей, которая применяется для объяснения наблюдаемой релаксации угловой скорости пульсаров после ее скачков.

Ключевые слова: *сверхплотные конфигурации; нейтронные звезды; пульсары*

1. *Введение.* Почти пятьдесят лет назад в *Астрономическом журнале АН СССР* были напечатаны статьи академика В.А.Амбарцумяна и академика Г.С.Саакяна [1-3], посвященные проблеме физики сверхплотных небесных тел.

Известно, что первое сообщение о возможном существовании сверхплотных звезд с центральными плотностями порядка ядерной появилось в 1932г. в работе Ландау [4]. Позже, после открытия нейтрона Чедвиком в работе Бааде и Цвикки [5] и, в особенности, в работе Оппенгеймера и Волкова [6], зародилось понятие о нейтронных звездах - небесных телах, состоящих из вырожденного газа нейтронов. Однако, после установления факта нестабильности свободного нейтрона стало ясно, что существование звезд, состоящих только из нейтронов, невозможно, и поэтому это понятие было предано забвению.

Бурное развитие физики элементарных частиц в 50-е годы прошлого века и проблемы, связанные с эволюцией звезд, подготовили почву для создания научно обоснованной теории сверхплотных звезд. Первые шаги в этом направлении были сделаны в вышеупомянутых работах В.А.Амбарцумяна и Г.С.Саакяна.

В конце пятидесятых годов двадцатого столетия в астрофизике делались

многочисленные попытки связать между собой при помощи эволюционных схем различные наблюдаемые состояния звезд. В большинстве случаев в предложенных схемах предполагается, что существует некоторое первоначальное гипотетическое состояние, когда вещество звезд (или галактик) было разреженным газом. Предполагается, что звезды возникают в результате сгущения этого разреженного газа. Однако анализ большого наблюдательного материала, относящегося к молодым звездам, а также к галактикам, позволил академику В.А.Амбарцумяну предложить гипотезу, что в процессе возникновения звездных групп и галактик развитие идет от более плотных дозвездных тел к менее плотным состояниям. Иными словами, из весьма плотных дозвездных тел возникают более или менее многочисленные группы звезд и большие массы рассеянного межзвездного вещества. Итак, благодаря гипотезе В.А.Амбарцумяна возникло противоположное представление, согласно которому обычному звездному и диффузному состоянию вещества предшествует некоторое сверхплотное состояние.

В пользу сверхплотного начального состояния звездного вещества говорят следующие три группы фактов.

Первая группа фактов относится к галактикам и группам галактик. Наблюдательные данные проанализированы в работе Амбарцумяна [7]. В частности, в этой работе указывается, что имеются данные, свидетельствующие о возникновении новых галактик и спиральных рукавов за счет вещества, заключенного в ядрах галактик. Эти ядра имеют малые размеры и высокую плотность. Поскольку такие процессы рождения звездных систем не могут происходить за счет звездного населения обычного типа, заключенного в ядрах, мы должны допустить, что ядра могут содержать значительные массы дозвездного вещества.

Другая группа фактов относится к возникновению звездных групп, составляющих звездные ассоциации. Наличие в ассоциации и, в частности, в центральных областях, больших газовых туманностей, входящих в О-ассоциации, тесных звездных групп и систем типа Трапеции, как указывалось в [8], свидетельствует против представлений об образовании звезд ассоциаций из диффузных туманностей. Свойства систем типа Трапеции свидетельствуют о том, что они возникли разделением какого-то массивного и весьма плотного тела.

И, наконец, явление вспышек в звездах типа UV Кита, а также во многих членах Т-ассоциаций следует интерпретировать как процессы освобождения энергии, выносимой большими, но дискретными порциями из глубоких недр звезд. Возникает естественное предположение, что из центральных областей наружу низвергаются массы дозвездного вещества, еще сохранившегося во внутренних частях звезды. В таком случае энергию вспышек можно истолковать как энергию перехода вещества из дозвездной фазы в обычную звездную [9].

Очевидно, что аргументация в пользу существования плотных дозвездных состояний вещества не является абсолютно убедительной и окончательной. Однако она достаточно сильна, чтобы заставить нас детально изучить возможность пребывания масс в сверхплотном состоянии, в частности, в состояниях ядерной или более высокой плотности, и выяснить свойства вещества в этих состояниях.

При плотностях чуть выше ядерной плотности мы имеем дело с вырожденным веществом, состоящим из разных видов барионов и небольшой примеси электронов, необходимой для обеспечения стабильности состояния плазмы. Концентрации всех видов барионов, в том числе и концентрация нейтронов, одинакового порядка величины, т.е. в соответствующих звездных конфигурациях нейтроны не имеют численного преобладания над другими барионами. Несмотря на это обстоятельство, для небесного тела, состоящего из ядерного вещества, было сохранено историческое название "нейтронная звезда".

В последующие годы теория нейтронных звезд интенсивно развивалась в основном усилиями сотрудников кафедр теоретической физики, общей физики и астрофизики им. В.Амбарцумяна физического факультета и кафедры теории волновых процессов и физики радиофизического факультета Ереванского государственного университета.

В истории становления физики нейтронных звезд огромную роль сыграло открытие пульсаров в 1967г., после чего нейтронные звезды из чисто теоретических построений превратились в реальные небесные тела, представляющие огромный научный интерес для астрофизики.

Нейтронные звезды имеют ряд уникальных проявлений, которые обусловлены сильными гравитационным, магнитным и электрическим полями. Эти явления имеют огромный интерес для астрофизики и являются предметом постоянного интенсивного изучения.

Реальное применение релятивистской теории гравитации ограничено областями космологии и нейтронных звезд. При этом нейтронные звезды представляют особый интерес для этой теории, так как здесь речь может идти о таких эффектах, которые в принципе могут быть проверены. В этом отношении особенно перспективными объектами являются связанные системы из двух нейтронных звезд, которые должны быть в Галактике. В частности, двойная нейтронная звезда является подходящим источником гравитационного излучения, которое, в принципе, может быть наблюдаемым. Представляет интерес также гравитационное излучение компактных объектов - одиночных нейтронных звезд и белых карликов.

2. Теория вращения сверхплотных конфигураций. Проблема вращения в общей теории относительности была и остается важной и сложной задачей. Ею в рамках общей теории относительности начали

заниматься в конце шестидесятых годов прошлого столетия [10-12]. Позднее появились работы, в которых рассматривались современные методы численного решения проблемы вращающихся конфигураций [13-19]. С практической точки зрения для определения интегральных характеристик астрофизических объектов важно анализировать асимптотическое разложение метрического тензора на больших расстояниях от звезды, с целью сравнения теоретических результатов с наблюдательными данными. Используя метод теории возмущений, мы вычисляем полную массу, момент инерции и геометрическую форму объекта из решения уравнений гравитационного поля в случае гидродинамического, термодинамического и химического равновесия при заданном числе барионов и угловой скорости вращения Ω объекта.

Решения уравнений Эйнштейна в случае малых угловых скоростей были обсуждены в [20,21] в первом приближении по угловой скорости Ω . Было показано, что в этом приближении диагональные компоненты метрического тензора вне распределения масс сохраняют шварцшильдовскую форму, но возникает недиагональная компонента метрики

$$g_{03} = -\frac{2J}{r} \sin^2\theta,$$

где J - момент инерции вращающегося объекта. Это приближение соответствует вращению с присутствием сил Кориолиса, но без изменения формы. Данное решение зависит от двух параметров, а именно, массы и момента инерции. Когда мы учитываем следующее приближение по угловой скорости (члены порядка Ω^2), конфигурация становится несферической, возникают центробежные силы и квадрупольные моменты. Чтобы найти интегральные характеристики вращающихся звезд в этом приближении, мы должны иметь внешние и внутренние решения уравнений Эйнштейна и сшить их на поверхности звезды.

Рассмотрим изолированную в пространстве звездную конфигурацию в состоянии стационарного твердотельного вращения. Ясно, что в этом случае распределение масс и гравитационное поле должны быть аксиально-симметричными, т.е. четырехмерный интервал может быть записан в виде

$$ds^2 = e^\lambda dr^2 + e^\mu \left[d\theta^2 + \sin^2\theta(\Omega + \omega)^2 dt^2 \right] - e^\nu dt^2. \quad (1)$$

Здесь введены обозначения $x^0 = t$, $x^1 = r$, $x^2 = \theta$, $x^3 = \varphi$ и выбрана система единиц $k=c=1$. В (1) λ , μ , ν , ω - функции r , θ и параметра $\Omega = d\varphi/dx^0$.

Физические характеристики вращающегося объекта зависят от центробежных сил в локальной и инерциальной системе наблюдателя. В общей теории относительности, благодаря эффекту Ленза-Тирринга, эффекты вращения описываются $\tilde{\omega}$ - разностью между угловой скоростью Ω и угловой скоростью "увлечения" свободно падающей системы относительно неподвижного наблюдателя $-\omega$.

$$\tilde{\omega} = \Omega + \omega(r, \theta). \quad (2)$$

Тензор энергии-импульса звездной материи можем представить как тензор энергии-импульса идеальной жидкости

$$T_{\mu}^{\nu} = (P + \rho)u_{\mu}u^{\nu} - P\delta_{\mu}^{\nu}, \quad (3)$$

где u^{μ} - четырехмерная скорость материи, P - давление и ρ - плотность энергии.

Мы предполагаем, что звезда, благодаря большой вязкости вещества (игнорируется сверхтекучая компонента материи), вращается стационарно как твердое вещество с угловой скоростью Ω , которая не зависит от пространственных координат.

Следовательно, мы имеем только две исчезающие компоненты скорости

$$u^{\varphi} = \Omega u^t, \quad u^t = \frac{1}{\sqrt{e^{\nu} - e^{\mu} \omega^2 \sin^2 \theta}}. \quad (4)$$

Тензор энергии-импульса (3) определяется выбором уравнения состояния звездного вещества, а неизвестные функции метрического тензора $\nu, \lambda, \mu, \omega$ уравнениями Эйнштейна для гравитационного поля, из которых удобно выбрать следующие четыре комбинации.

Для определения компонент метрического тензора удобно выбрать следующую систему уравнений Эйнштейна

$$G_r^r - G_t^t = 8\pi(T_r^r - T_t^t), \quad G_{\theta}^{\theta} + G_{\varphi}^{\varphi} = 8\pi(T_{\theta}^{\theta} + T_{\varphi}^{\varphi}), \quad G_{\theta}^r = 0, \quad G_{\varphi}^t = 8\pi T_{\varphi}^t. \quad (5)$$

Здесь G_{μ}^{ν} - компоненты тензора Эйнштейна.

Приведенные уравнения позволяют найти четыре неизвестные функции, определяющие гравитационное поле в пустом пространстве

$$G_r^r - G_t^t = 0, \quad G_{\theta}^{\theta} + G_{\varphi}^{\varphi} = 0, \quad G_{\theta}^r = 0, \quad G_{\varphi}^t = 0. \quad (6)$$

Точное решение проблемы вращения связано с большими математическими трудностями, поэтому приходится прибегать к приближенным методам. В основу излагаемого метода положена теория возмущений. В качестве малого параметра разложения мы использовали отношение энергии вращения к гравитационной энергии

$$\beta = \frac{E_{сп.}}{E_{грав.}} = \left(\frac{\Omega}{\Omega_k}\right)^2, \quad (7)$$

где $\bar{\Omega}^2 = 8\pi\rho_c$, ρ_c - плотность массы в центре конфигурации. Это разложение уже в приближении β дает достаточно корректные решения, поскольку параметр разложения $\beta \ll 1$ ограничен условием механической стабильности твердотельного вращения. Это легко понять, если учесть, что верхний предел угловой скорости, так называемая кеплеровская угловая скорость $\Omega_k = \sqrt{M/R_e}$ определяется из условия отсутствия истечения вещества (M - полная масса звезды, R_e - ее экваториальный радиус). Для однородной ньютоновской сферической звезды $\Omega < \Omega_k = \bar{\Omega}/\sqrt{6}$.

Метрический тензор можно представить в виде

$$g_{ik}(r, \theta, \Omega) = \sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{\Omega}{\bar{\Omega}} \right)^l g'_{ik}(r, \theta). \quad (8)$$

Из инвариантности метрики относительно преобразования $t \rightarrow -t$, при котором угловая скорость меняет знак, следует, что недиагональная компонента метрического тензора должна быть нечетной, а диагональные компоненты - четными функциями от $(\Omega/\bar{\Omega})$. Что касается давления и плотности вещества, то очевидно, они являются четными функциями угловой скорости вращения. Итак, для диагональных коэффициентов

$$\begin{aligned} \lambda(r, \theta, \Omega) &= \lambda_0(r) + \sum_{n=1}^{\infty} \beta^n \lambda_n(r, \theta), & \nu(r, \theta, \Omega) &= \nu_0(r) + \sum_{n=1}^{\infty} \beta^n \nu_n(r, \theta), \\ \mu(r, \theta, \Omega) &= \mu_0(r) + \sum_{n=1}^{\infty} \beta^n \mu_n(r, \theta), \end{aligned} \quad (9)$$

и для членов нечетного порядка для

$$\omega(r, \theta, \varphi) = \sqrt{\beta}(r) \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \beta^n \omega_n(r, \theta). \quad (10)$$

Все функции с индексом 0 описывают решения статической конфигурации и, следовательно, являются функцией от r , остальные функции - поправки, обусловленные вращением [22]. Такое разложение в ряд позволяет преобразовать уравнения Эйнштейна в связанную систему уравнений для коэффициентов разложения, которые можно определить методом последовательных приближений. В нулевом порядке мы имеем дело со сферически-симметричными конфигурациями (уравнения Толмена-Оппенгеймера-Волкоффа).

Подставляем полученные ряды в уравнения Эйнштейна и выбираем те члены разложения, которые соответствуют той степени β , в приближении которого мы хотим решить проблему. Для того, чтобы записать уравнения Эйнштейна в произвольном приближении, необходимо иметь функции λ_n, μ_n, ν_n и ω_n для всех предыдущих приближений. Следовательно, задачу можно решить шаг за шагом, начиная с нулевого приближения.

Из уравнений Эйнштейна только $G_3^0 = 0$ содержит нечетные степени угловой скорости. Если мы подставим известные функции $\lambda_0, \dots, \lambda_n$; ν_0, \dots, ν_n ; μ_0, \dots, μ_n ; $\omega_0, \dots, \omega_{n-1}$ из предыдущих приближений, получим уравнение для ω^n (приближение Ω^{2n+1}):

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \omega_n}{\partial r^2} + \frac{4}{r} \frac{\partial \omega_n}{\partial r} + \frac{1}{r(r-2m)} \left(\frac{\partial^2 \omega_n}{\partial \theta^2} + 3 \frac{\partial \omega_n}{\partial \theta} \operatorname{ctg} \theta \right) &= W_n(r, \theta), \\ W_0(r, \theta) &= 0, \quad W_1(r, \theta) = -\frac{\partial \omega_1}{\partial r} \left(2 \frac{\partial \mu_1}{\partial r} - \frac{1}{2} \frac{\partial \lambda_1}{\partial r} - \frac{1}{2} \frac{\partial \nu_1}{\partial r} \right) \end{aligned} \quad (11)$$

Для всех приближений левая сторона этого уравнения одна и та же. Отличаются друг от друга только правой частью. Здесь индекс при

функции ω $n=0$ соответствует приближению Ω , $n=1-\Omega^3 \dots$

Решение уравнения (11) можно представить в виде ряда

$$\omega_n(r, \theta) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \omega_{\ell, n}(r) P_{\ell+1}^1(\cos\theta), \quad P_{\ell}^1(\gamma) \equiv \frac{dP_{\ell}(\gamma)}{d\gamma}. \quad (12)$$

В этом случае мы для $\omega_{\ell, n}$ получаем

$$\omega_{\ell, n}'' + \frac{4}{r} \omega_{\ell, n}' - \frac{\ell(\ell+3)}{r(r-2m)} \omega_{\ell, n} = W_{\ell, n}(r); \quad \ell = 0, 2, \dots, 2n, \quad (13)$$

$$W_{\ell, 0}(r) = 0, \quad W_{\ell, 1}(r) = - \sum_{k=0, 2} \omega_0' \left[2\mu_k' - \frac{1}{2} \lambda_k' - \frac{1}{2} \nu_k' \right] \frac{\delta_{\ell, k} - \delta_{\ell, k-2}}{2\ell+1}$$

(штрих означает производную функцию по r).

Решение уравнения (13) имеет вид

$$\omega_{\ell, n} = \frac{a_{\ell, n}}{r^{\ell+3}} F\left(\ell, \ell+3, 2\ell+4; \frac{2m}{r}\right) + W_{\ell, n}(r). \quad (14)$$

Здесь $a_{\ell, n}$ постоянные интегрирования. Их значения определяются из условия непрерывности $\omega(r, \theta)$ и ее первой производной на поверхности конфигурации.

$$W_{0,0}(r) = 0,$$

$$W_{0,1}(r) = \frac{3a_{0,0}A_{0,1}}{2r^4} - \frac{3a_{0,0}A_{2,1}}{16m^5r} \left[5 - \frac{7m}{r} - \frac{40m^2}{3r^2} + \frac{2m^3}{r^3} + \frac{r}{m} \left(\frac{5}{2} - \frac{6m}{r} + \frac{4m^3}{r^3} \right) \right] \times$$

$$\times \ln\left(1 - \frac{2m}{r}\right) - \frac{a_{0,0}^3}{10mr^6} \left(1 - \frac{27m}{r}\right), \quad (15)$$

$$W_{2,1}(r) = - \frac{a_{0,0}A_{2,1}}{8m^4r^2} \left[3 - \frac{2m}{r} - \frac{3m^2}{r^2} + \frac{r}{2m} \left(3 + \frac{m}{r} \right) \left(1 - \frac{2m}{r} \right) \ln\left(1 - \frac{2m}{r}\right) \right] -$$

$$- \frac{a_{0,0}^3}{60m^2r^5} \left(5 + \frac{9m}{r} \right) \left(1 - \frac{2m}{r} \right).$$

Перейдем теперь к решению уравнений Эйнштейна, содержащих четные степени угловой скорости. Как было сказано выше, левые стороны этих уравнений одинаковы в любом приближении, они отличаются друг от друга только правыми частями.

Соответствующие уравнения очень громоздки, поэтому их приводить не будем. Ниже выписаны их решения в приближении β .

Вне распределения масс уравнения аналитически интегрируются. Имеем

$$e^{-\lambda} = 1 - \frac{2m}{r} + \beta \sum_{\ell} \left[A_{\ell} \Phi_{\ell}(r) - \frac{24 C_1^2}{r^4} \delta_{0\ell} \right] P_{\ell}(\cos\theta),$$

$$e^{\nu} = 1 - \frac{2m}{r} + \beta \sum_{\ell} A_{\ell} \Phi_{\ell}(r) P_{\ell}(\cos\theta), \quad (16)$$

$$e^{\mu} = r^2 \left[1 + \beta \sum_{\ell} \mu_{\ell}(r) \Phi_{\ell}(r) P_{\ell}(\cos\theta) \right],$$

где

$$\Phi_\ell(r) = \frac{1}{r^{\ell+1}} F\left(\ell+1, \ell-1, 2\ell+2, \frac{2m}{r}\right) + \frac{C_1^2}{r^4 A_\ell} \left(\frac{1}{2} - \frac{2m}{r}\right) \delta_{0\ell} - \frac{C_1^2}{2mr^3 A_\ell} \left(\frac{4m^2}{r^2} + \frac{2m}{r} - 2\right) \delta_{2\ell}, \quad (17)$$

$$\mu_\ell(r) = \int \left\{ -\frac{A_\ell}{1-2m/r} \frac{d\Phi_\ell}{dr} - \frac{6C_1^2}{\ell(\ell+1)-2} \frac{1}{r^5} \left(\frac{2m/r}{1-2m/r} + 2\right) (\delta_{0\ell} - \delta_{2\ell}) \right\} dr,$$

A_ℓ - постоянные, определяемые путем сшивки полученного решения с внутренним решением, а F - гипергеометрическая функция. В рядах (16) суммирование проводится только по четным ℓ , что является следствием симметрии относительно экваториальной плоскости.

Внутри распределения масс уравнения интегрируются численно (они представляют собой систему обыкновенных дифференциальных уравнений по r). Из условия сшивки на поверхности звезды

$$r(\theta) = R_0 + \beta \sum_{\ell=0}^{\infty} d_\ell P_\ell(\cos\theta) \quad (18)$$

определяются все постоянные, входящие как во внешнее, так и во внутреннее решения. Что касается постоянных d_ℓ , то их можно связать с постоянными, входящими во внутреннее решение, используя условие равенства нулю плотности на поверхности звезды.

Проведенные расчеты позволили вычислить релятивистский момент инерции, массу, экваториальный и полярный радиусы, квадрупольный момент, энергию вращения, минимальный период вращения и внутреннюю

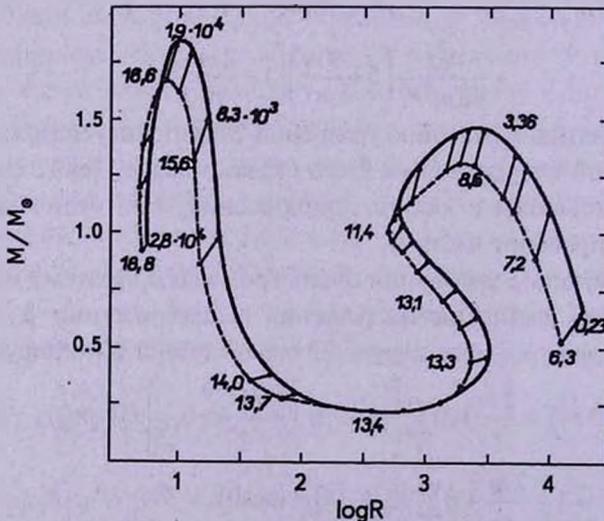


Рис.1. Зависимость массы от радиуса (для вращающихся конфигураций зависимость массы от экваториального радиуса). Пунктирная кривая - невращающиеся конфигурации, сплошная - вращающиеся с $\Omega = \Omega_{\text{max}}$.

структуру ряда сверхплотных конфигураций. Результаты приведены на рис.1 и 2 [22-23].

На рис.1 приведены кривые зависимости массы от радиуса. Пунктирная кривая относится к невращающимся конфигурациям, а сплошная - к вращающимся с максимально возможной без истечения вещества угловой скоростью. Цифрами отмечены соответствующие центральные плотности. Конфигурации с одинаковыми центральными плотностями соединены стрелками, вдоль которых растет угловая скорость вращения конфигурации.

Наибольшее различие в массах имеет место вблизи точек максимума и составляет примерно 8% вблизи $\rho_c \approx 2 \cdot 10^9$ г см⁻³ и 17% вблизи $\rho_c \approx 2.44 \cdot 10^{15}$ г см⁻³. Экстремальные точки на верхней кривой смещены в сторону малых плотностей по сравнению с соответствующими точками статистических конфигураций.

На рис.2 приведена зависимость квадрупольного момента от значения плотности в центре [23].

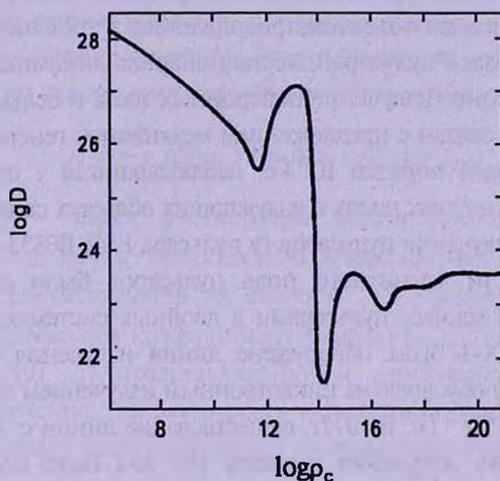


Рис.2. Зависимость квадрупольного момента $D(R_0)$ от центральной плотности. $D(R_0)$ измерен в единицах CGS: $6 \cdot 10^{20}$.

Таким образом, учет вращения не вносит существенных изменений в значения параметров барионных конфигураций. Все характеристики конфигураций теперь зависят от двух параметров (плотности в центре ρ_c и значения угловой скорости Ω).

Проблема устойчивости самогравитирующих звездных масс является одной из важных актуальных проблем звездной космогонии. Чандрасекаром [25] был предложен метод, основанный на вариационном принципе в общей теории относительности, позволяющий определить динамическую устойчивость и частоты радиальных пульсаций сферически-симметричных конфигураций. Этот метод был модернизирован Мелтцером и Торном [26].

Ясно, что вращение также может оказать некоторое влияние на устойчивость звезд. Причем при рассмотрении вопроса устойчивости барионных звезд необходимо учитывать связанные с вращением релятивистские эффекты. Действительно, члены порядка $\Omega^2 r^2/c^2$, входящие в уравнения гидродинамического равновесия (при максимально возможной без истечения вещества угловой скорости вращения), на расстояниях порядка радиуса конфигурации, дают поправки, сравнимые с релятивистскими поправками, обусловленными распределением вещества [27].

Как и следовало ожидать, в рамках теории тяготения Ньютона вращение стабилизирует звезду. Однако учет релятивизма во вращении смещает точку потери устойчивости в сторону меньших плотностей, соответствующих барионным конфигурациям, стабилизирующая роль вращения в теории гравитации Ньютона полностью компенсируется релятивистскими поправками к вращению.

3. Генерация магнитных полей в нейтронных звездах. Исследования свойств компактных объектов продолжились в трех направлениях: генерация магнитных полей пульсаров, нестационарная динамика вращения пульсаров и гравитационное излучение нейтронных звезд и белых карликов.

Первый класс задач связан с предложением механизмов генерации сверхсильных магнитных полей порядка 10^{12} Гс, наблюдавшихся у пульсаров. О весьма интенсивных магнитных полях в излучающих областях свидетельствует сильная поляризация излучения пульсаров (у пульсара PSR B0833-45 до 95%). Значения напряженности магнитного поля пульсаров были оценены из наблюдений за рентгеновскими пульсарами в двойных системах. В 1976г. в спектре пульсара Her X-1 была обнаружена линия излучения с энергией $E_\gamma = 58 \pm 5$ кэВ, которая обусловлена циклотронным излучением электронов в магнитном поле $H = 5 \cdot 10^{12}$ Гс. В 1977г. существование линии с $E_\gamma = 64$ кэВ в жестком рентгеновском излучении пульсара Her X-1 было подтверждено наблюдениями со спутника "Ариэль-5" и "Тинга". Циклотронная линия при $E_\gamma = 11 - 20$ кэВ наблюдалась в спектре рентгеновского пульсара 4U 0115+63. Величина напряженности магнитного поля порядка $1.2 \cdot 10^{12}$ Гс. В настоящее время циклотронные линии наблюдались в спектрах четырнадцати рентгеновских пульсаров [28].

Общепринятым механизмом генерации магнитных полей в сверхплотных звездах является сжатие звезды с одновременным сохранением первоначального магнитного потока [29]. Сохранение магнитного потока обеспечивается "вмороженностью" магнитных силовых линий, которая обусловлена очень большой проводимостью вещества звезды. Индукция магнитное поля B растет при изотропном сжатии обычной звезды пропорционально r^{-2} или $\rho^{2/3}$ (r - некоторый средний радиус, ρ - средняя плотность звезды). Однако в процессе сжатия или коллапса обычной звезды после взрыва сверхновой

неизбежно возникнет турбулентное движение вещества, которое приведет к резкому уменьшению электрической проводимости σ . Кроме того, при взрыве сверхновой часть вещества вместе с сопутствующим ему магнитным полем может быть выброшена из звезды. Эти факторы приводят к значительному уменьшению конечного магнитного поля. Даже если механизм усиления при сжатии звезды приводит к появлению сильного поля, то это поле может распасться из-за омической диссипации.

Ниже рассмотрим механизм генерации магнитных полей в нейтронных звездах, который был предложен в работе [30] и развит в [31]. Этот механизм обусловлен взаимодействием протонного и нейтронного конденсатов, приводящим к увлечению сверхпроводящих протонов вращающимися сверхтекучими нейтронами [32]. Далее мы будем рассматривать модель нейтронной звезды с жестким уравнением состояния, состоящей из сверхпроводящего кваркового ядра, адронной фазы, содержащей сверхтекучий конденсат нейтронов, сверхпроводящий конденсат протонов и нормальную электронную ферми-жидкость, и твердой коры.

Учитывая эффект увлечения сверхпроводящих протонов вращающимися сверхтекучими нейтронами, запишем электрический ток протонов в виде [33]:

$$\vec{j}_e = \frac{e}{m_1} \vec{j}_1 = \frac{e}{m_1} (\rho_{11} \vec{v}_1 + \rho_{12} \vec{v}_2) = \vec{j}_{11} + \vec{j}_{12}, \quad (19)$$

где e и m_1 - заряд и инертная масса протона, $\rho_{11} = m_1^2 n_1 / m_1^*$ и $\rho_{12} = m_1 (m_1^* - m_1) n_1 / m_1^*$ - плотности масс неувлеченных и увлеченных протонов, \vec{v}_1 и \vec{v}_2 - соответственно их скорости, n_1 - плотность сверхпроводящих протонов. Определим коэффициент увлечения $k = (m_1^* - m_1) / m_1 = \rho_{12} / \rho_{11}$. В уравнении (19) \vec{j}_{11} представляет собой мейсснеровский ток протонов, а \vec{j}_{12} - ток увлечения. Напряженность магнитного поля, обусловленного токами увлечения, может быть определена из уравнения Максвелла [30]:

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}_{12}, \quad H(r) = \frac{\Phi_1}{2\pi\lambda^2} \ln\left(\frac{b}{r}\right), \quad H(b) = 0, \quad (20)$$

где b - радиус нейтронного вихря, связанный с плотностью вихрей соотношением $n_n(r) = 1/\pi b^2$. Наличие неувлеченных сверхтекучих протонов приводит к отличию напряженности магнитного поля \vec{H} от магнитной индукции \vec{B} , которая определяется из уравнения

$$\text{rot } \vec{B} = \frac{4\pi}{c} (\vec{j}_{11} + \vec{j}_{12}). \quad (21)$$

Подставляя (19) в (21) и учитывая [33], что

$$\text{rot } \vec{v}_1 = -\frac{e}{m_1 c} \vec{B} + \kappa_1 \vec{i}_1 \sum_I \delta(\vec{r} - \vec{r}_I), \quad \text{rot } \vec{v}_2 = \kappa_2 \vec{i}_2 \sum_J \delta(\vec{r} - \vec{r}_J),$$

получаем

$$\bar{B} + \lambda^2 \text{rot rot } \bar{B} = \Phi_0 \bar{i}_1 \sum_i \delta(\bar{r} - \bar{r}_i) + \Phi_1 \bar{i}_2 \sum_j \delta(\bar{r} - \bar{r}_j), \quad (22)$$

где кванты потока Φ_0 , Φ_1 и глубина проникновения магнитного поля λ определяется так:

$$\Phi_0 = \frac{\pi \hbar c}{e}, \quad \Phi_1 = \frac{m_1 \rho_{12}}{m_2 \rho_{11}} \Phi_0, \quad \lambda^2 = \frac{m_1^2 c^2}{4\pi e^2 \rho_{11}}. \quad (23)$$

Для учета вращения в (22) нужно ввести $\bar{B}' = \bar{B} + 2m_1 c \bar{\Omega} / e$. Здесь \bar{i}_1 и \bar{i}_2 - единичные векторы по направлению протонных и нейтронных вихревых нитей, \bar{r}_i и \bar{r}_j - соответственно радиусы-векторы центров нитей, $\kappa_1 = \pi \hbar / m_1$ и $\kappa_2 = \pi \hbar / m_2$ - кванты циркуляций протонов и нейтронов. Таким образом, мы имеем уравнение Лондонов с возможными двумя отличными друг от друга областями вихрей. Отметим, что система уравнений трехскоростной магнитной гидродинамики сверхтекучих растворов была получена в работе [32].

Для определения вихревой структуры жидкости запишем ее свободную энергию [31,34]:

$$F = \frac{1}{2} \int (\rho_{11} \bar{v}_1^2 + 2\rho_{12} \bar{v}_1 \bar{v}_2 + \rho_{22} \bar{v}_2^2 + \rho_n \bar{v}_n^2) dV + \frac{1}{8\pi} \int \bar{B}^2 dV - \bar{M} \bar{\Omega}, \quad (24)$$

где $\rho_n = \rho - \rho_1 - \rho_2$ - плотность нормальной компоненты, $\rho_1 = \rho_{11} + \rho_{12}$, $\rho_2 = \rho_{22} + \rho_{12}$ - плотности масс протонов и нейтронов, ρ и \bar{M} - полная плотность и момент импульса жидкости:

$$\bar{M} = \int [\bar{r} \cdot (\bar{j} + \rho_n \bar{v}_n)] dV, \quad \bar{j} = \bar{j}_1 + \bar{j}_2. \quad (25)$$

Здесь скорость \bar{v}_1 определяется из уравнения Максвелла

$$\text{rot } \bar{B} = \frac{4\pi}{c} \left(\bar{j}_1 + \bar{j}_2 - \frac{e}{m_1} \rho_1 \bar{v}_n \right). \quad (26)$$

Подставляя \bar{v}_1 в (24), получаем

$$F = \frac{1}{8\pi} \int \left\{ \bar{B}^2 + \lambda^2 (\text{rot } \bar{B})^2 \right\} dV + \frac{1}{2} \int \rho'_{22} (\bar{v}_2 - [\bar{\Omega} \bar{r}])^2 dV - \frac{1}{2} \int \rho [\bar{\Omega} \bar{r}]^2 dV, \quad (27)$$

где $\rho'_{22} = \rho_{22} - \rho_{12}^2 / \rho_{11}$. Термодинамическим потенциалом при наличии заданных токов увлечения является свободная энергия Гиббса:

$$G = F - \frac{1}{c} \int \bar{j}_2 \bar{A} dV = F - \frac{1}{4\pi} \int \bar{H} \bar{B} dV. \quad (28)$$

Здесь напряженность магнитного поля \bar{H} определяется из уравнения (20).

Магнитная структура нейтронного вихря определяется распределением плотности $n_p(r)$ протонных вихрей, образованных напряженностью магнитного поля увлечения $H(r)$ (20). Для нахождения $n_p(r)$ минимизируем потенциал Гиббса одиночного нейтронного вихря:

$$G_p = G + \int n_p \varepsilon_p dV, \quad \varepsilon_p = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \ln \frac{\lambda}{\xi_1}. \quad (29)$$

Результат минимизации дает простое решение: вокруг каждого нейтронного

вихря образуется кластер протонных вихрей с плотностью

$$n_p(r) = \frac{H(r) - H_{c1}}{\Phi_0}, \quad (30)$$

где $H_{c1} = (\Phi_0/2\pi\lambda^2)\ln\lambda/\xi_1$ - первое критическое поле в нейтронной звезде, определенное сверхпроводимостью протонов. Магнитная индукция $B = n_p(r)\Phi_0$ максимальна вблизи центра нейтронного вихря, ее среднее значение порядка 10^{14} Гс и радиус кластера на порядок меньше радиуса нейтронного вихря: $b \approx 10^{-3} - 10^{-4}$ см.

Для нахождения магнитного поля внутри звезды необходимо определить области звезды, где можно ввести понятие непрерывной плотности протонных и нейтронных вихрей. Для этого межвихревое расстояние между протонными и нейтронными вихрями должно быть гораздо меньше характеристических размеров их расположения. Во вращающейся звезде существуют три характеристических расстояния: размеры адронной фазы R , безвихревой зоны ΔR и нейтронного вихря b . Средняя плотность нейтронных вихрей определяется минимизацией следующего потенциала Гиббса:

$$G_n = G + \int n_n \epsilon_n dV, \quad \text{где} \quad \epsilon_n = \rho'_{22} \frac{\kappa_2^2}{4\pi} \ln \frac{b}{\xi_2} + \frac{\bar{B}^2}{8\pi} \pi b^2 + \left(\frac{\Phi_1}{4\pi\lambda} \right)^2 \ln \frac{\lambda}{\xi_1}. \quad (31)$$

Здесь ϵ_n - энергия нейтронного вихря, учитывающая наличие вокруг него кластера протонных вихрей, образованного токами увлечения, ξ_2 - радиус сердцевинки нейтронного вихря, \bar{B} - средняя индукция нейтронного вихря, отличная от нуля только в вихревой зоне:

$$\bar{B} = \frac{1}{\pi b^2} \int_0^{r_1} n_p(r) \Phi_0 2\pi r dr = \frac{1}{\pi b^2} \int_0^{r_1} (H(r) - H_{c1}) 2\pi r dr = \frac{k \Phi_0}{4\pi\lambda^2} \left(\frac{\xi_1}{\lambda} \right)^{|k|}, \quad (32)$$

где $r_1 = (\lambda/\xi_1)^{-1/2|k|}$ - радиус протонного кластера, $H_{c1} = (\Phi_0/4\pi\lambda^2)\ln(\lambda/\xi_1)$ - критическое поле возникновения протонных вихрей, ξ_1 - радиус сердцевинки протонного вихря. Здесь мы учли, что напряженность магнитного поля увлечения генерирует протонный вихревой кластер с плотностью $n_p(r)$ при условии $H(r) > H_{c1}$.

Минимизируя G_2 по \bar{B} , получаем уравнение, определяющее магнитную индукцию звезды [34]:

$$\begin{aligned} \bar{B} + \lambda^2 \text{rot rot } \bar{B} &= \bar{B}, & r < R_1 \\ \bar{B} + \lambda^2 \text{rot rot } \bar{B} &= 0, & R_1 < r < R. \end{aligned} \quad (33)$$

Здесь R_1 - радиус вихревой зоны. Решение этого уравнения запишется в виде:

$$\begin{aligned} B(r) &= \bar{B}, & r < R_1, \\ B(r) &= \bar{B} \exp(-(r - R_1)/\lambda), & R_1 < r < R. \end{aligned} \quad (34)$$

Следовательно, средняя магнитная индукция в вихревой зоне постоянна, а в безвихревой зоне магнитное поле отсутствует из-за его экранирования мейсснеровскими токами сверхтекучих протонов. Так как $\Delta R \approx (R/2)\delta^{1/2}$,

$R \approx 10^6$ см, $\delta \approx 10^{-6}$, то $\Delta R \approx 5 \cdot 10^2$ см [34]. Таким образом, вблизи экватора звезды имеется небольшая безвихревая зона, которая входит в адронную фазу на расстояние ΔR . Следовательно, при нахождении магнитных полей в вихревой зоне будем считать объемом этой зоны весь объем адронной фазы. Средняя магнитная индукция, генерируемая протонными вихрями, порядка 10^{12} Гс [31,33].

Рассмотрим проникновение магнитного поля в сверхпроводящее кварковое ядро. Возможны два вида сверхпроводящих конденсатов: изоскалярная "2SC"-фаза, в которой спариваются только "u" и "d" - кварки двух цветов, и "CFL"-фаза, в которой спариваются безмассовые "u", "d" и "s" - кварки всех трех цветов. "CFL"-фаза с тремя ароматами безмассовых кварков является самой стабильной в пределе слабого взаимодействия при температуре $T=0$ и вблизи критической температуры T_c . В [35] было показано, что конденсат дикварков "2SC"-фазы представляет собой сверхпроводник второго рода, в котором может возникнуть решетка кварковых магнитных вихревых нитей. Наличие электрического и цветового зарядов у куперовских пар дикварков приводит к появлению электрической и цветовой сверхпроводимости в "2SC" и "CFL"-фазах. Эти два явления не независимы, потому что фотонные и глюонные калибровочные поля связаны друг с другом. Одно из результирующих смешанных полей - безмассовое, в то время как другое поле является массивным. Уравнения Гинзбурга-Ландау для "2SC"-фазы с учетом наличия смешанных полей были получены в [36]. Эти уравнения были использованы в [37] для изучения воздействия внешнего однородного магнитного поля на сверхпроводящее кварковое ядро нейтронной звезды. Было показано, что в отсутствие вихревых нитей мейсснеровские токи в ядре экранируют внешнее магнитное поле почти полностью. В [38] найдено распределение магнитного поля нейтронной звезды с сверхпроводящим "2SC"-кварковым ядром, в которой магнитное поле генерируется в адронной "пре"-фазе из-за эффекта увлечения сверхпроводящих протонов сверхтекучими нейтронами и проникает в кварковое ядро в виде магнитных кварковых вихревых нитей, образующихся из-за наличия экранирующих мейсснеровских токов.

Различные типы квантованных кварковых вихревых нитей в цветовом сверхпроводящем "CFL"-ядре вращающейся нейтронной звезды изучались в [39]. Рассматривались абелевые сверхтекучие, абелевые магнитные и неабелевые полусверхтекучие вихревые нити. Было показано, что при вращении звезды в кварковом "CFL"-ядре возникает стабильная решетка полусверхтекучих вихрей с наименьшим квантом циркуляции [40]. Эти вихри на границе "CFL"-фазы соединяются с нейтронными вихрями из-за равенства их квантов циркуляции. Коллективные упругие колебания объединенной решетки нейтронных сверхтекучих и кварковых полусверхтекучих вихрей [41] объясняют наблюдаемые вариации вращения

пульсара PSR B1828-11 порядка 256 дней [42]. В работе [43] эти вариации объясняются коллективными колебаниями решетки нейтронных вихрей.

Кластеры протонных вихрей, возникшие в адронной фазе вокруг каждого сверхтекучего нейтронного вихря, создают из-за сохранения магнитного потока в кварковом ядре вокруг первоначального полусверхтекучего вихря радиусом $R = 10^{-3}$ см новые полусверхтекучие вихри радиусом $\lambda_p = 10^{-11}$ см, причем два протонных вихря с потоком Φ_0 соединяются на границе с одним новым полусверхтекучим вихрем. Таким образом, магнитное поле проникает в кварковое ядро. Распределение магнитного поля в этом случае рассматривалось в [44]. Вне звезды магнитное поле имеет дипольный характер.

4. Скачки угловых скоростей пульсаров и их релаксация.

Второй класс задач, связанный с нейтронными звездами, возник в связи с возможностью исследования внутренней структуры, свойства которой проявляются в нестационарной динамике вращения пульсаров. Начиная с 1967г., когда пульсары были обнаружены как источники периодических импульсов радиоволн, наблюдаены около 1500 таких объектов. Из известных пульсаров самый короткий период имеет пульсар PSR 1937+214 с периодом $p = 1.558$ мс. Самый длинный период имеет пульсар PSR 1845-19 с периодом $p = 4.308$ с. Как следует из наблюдений, производная периода \dot{p} пульсаров имеет положительное значение: $\dot{p} > 0$, т.е. период увеличивается со временем с средним темпом $\dot{p} \sim 10^{-15}$ с/с. Такое "вековое изменение" периода впервые было обнаружено у пульсара PSR 0531+21 в Крабовидной туманности, для которого $\dot{p} = 4.2 \cdot 10^{-13}$ с/с.

На вековое изменение периода пульсаров накладываются нерегулярные флуктуации в виде скачков и микроскачков. Такое поведение, характерное для большинства пульсаров, по-видимому, случайно, и его нельзя предсказать. Скачки периода достаточно редки, и наблюдались пока примерно у тридцати пульсаров. Пятнадцать скачков наблюдались у пульсара PSR 0833-45 в созвездии Парусов, у которого относительное изменение периода $\Delta p/p$ порядка $10^{-9} + 10^{-6}$. При каждом скачке уменьшение периода пульсара сопровождается увеличением производной периода. Относительное изменение $\Delta \dot{p}/\dot{p} = \Delta \dot{\Omega}/\dot{\Omega}$ составляет примерно $10^{-2} - 10^{-3}$. У большинства пульсаров, проявляющих скачки, наблюдается общий характер в послескачковом поведении. Угловая скорость Ω и ее производная в основном медленно релаксируют к своим предскачковым значениям. Послескачковый релаксационный процесс можно представить в виде экспоненциальной зависимости с характерными временами от нескольких часов до 1000 дней, а для некоторых пульсаров релаксационная кривая для $\dot{\Omega}(t)$ имеет выраженную структуру, состоящую из нескольких экспоненциальных кривых и одной линейной зависимости. В дополнение к большим скачкам угловой скорости вращения, наблюдававшихся у малого количества пульсаров, у

значительного числа пульсаров наблюдаются также меньшие по амплитуде временные вариации угловой скорости. Эти нерегулярные изменения угловой скорости пульсара называют микроскачками. Они имеют порядок $\Delta\Omega/\Omega \sim 10^{-9}$ и не могут быть интерпретированы как малые по масштабу скачки, так как при скачках пара $(\Delta\Omega, \Delta\dot{\Omega})$ имеет сигнатуру (+; -), а при микроскачках она показывает всевозможную сигнатуру.

Теории, объясняющие поведение угловой скорости вращения нейтронной звезды должны быть основаны на представлениях сверхтекучести внутренних слоев звезды. Из-за сильного нуклон-нуклонного взаимодействия нейтроны в коре и ядре звезды переходят в сверхтекучее состояние, а протоны в ядре при определенных плотностях - в сверхпроводящее состояние. При этом во вращающейся нейтронной жидкости возникает система вихрей, параллельных оси вращения звезды. Теория скачков и релаксации угловой скорости пульсаров на основе динамики вращения сверхтекучей нейтрон-протонной системы в ядре нейтронной звезды развивалась в работах [45-48]. Основой теории является механизм связывания заряженной нормальной компоненты звезды - электронов и ядерной решетки коры, с сверхтекучей компонентой звезды. Как было сказано выше, из-за эффекта увлечения нейтронными вихрями сверхпроводящих протонов возникает магнитный поток у нейтронных вихрей. Энергетически более выгодным является формирование протонного вихревого кластера вокруг ствола нейтронного вихря. Тогда связь нормальной компоненты ядра с сверхтекучей осуществляется рассеянием релятивистских электронов на магнитном поле вихревого кластера. В рамках диссипативной трехскоростной гидродинамики взаимодействующего раствора жидкостей сверхтекучих нейтронов, сверхпроводящих протонов и нормальных электронов были получены уравнения непрерывности нейтронных вихрей и движения вихревого кластера. Совместно с уравнением движения нормальной компоненты они определяют динамику вращения нейтронной звезды.

Система уравнений, описывающая динамику вращения двухкомпонентной нейтронной звезды, имеет вид [45]:

$$\text{rot } \bar{v}_s(\bar{r}, t) = \bar{\chi}_0 n(\bar{r}, t), \quad (35)$$

$$\frac{\partial n(\bar{r}, t)}{\partial t} + \text{div} [n(\bar{r}, t) \bar{v}_L(\bar{r}, t)] = 0, \quad (36)$$

$$\rho_s(\bar{r}) [\bar{v}_s - \bar{v}_L, \bar{\chi}_0] - \eta(\bar{r}) (\bar{v}_L - \bar{v}_e) + \beta(\bar{r}) [\bar{v}_L - \bar{v}_e, \bar{\chi}_0] = 0, \quad (37)$$

$$I_e \frac{d\Omega_e}{dt} + \int \frac{\partial \Omega_s(\bar{r}, t)}{\partial t} dI_s = K_{ext}, \quad (38)$$

где \bar{v}_s и \bar{v}_e , $\Omega_s(\bar{r}, t)$ и $\Omega_e(t)$, I_s и I_e - скорость движения, угловая скорость и момент инерции сверхтекучей и нормальной компоненты соответственно, n - плотность вихрей, $\chi_0 = \pi \hbar / m_n$ - квант циркуляции скорости нейтронов, $\bar{\chi}_0 / \chi_0$ - единичный вектор в направлении вихря, \bar{v}_L - локальная скорость нейтронного вихря, η и β - продольная и тангенциальная коэффициенты

трения между вихрем и нормальной компонентой, ρ_s - плотность сверхтекучей компоненты, K_{ext} - внешний тормозящий момент сил, действующих на звезду, который предполагается постоянным за время наблюдения пульсаров. Из системы уравнений (35)-(38) можно найти наблюдаемую угловую скорость вращения $\Omega_e(t)$ нормальной компоненты и $\Omega_s(\bar{r}, t)$ сверхтекучей компоненты, если известны величины η, β, K_{ext} и распределение плотности и момента инерции внутри звезды, а также начальные значения $\Omega_e(0)$ и $\Omega_s(\bar{r}, 0)$ сразу после скачка угловой скорости пульсара. При этом принимается, что в равновесном состоянии в нейтронной звезде нормальная и сверхтекучая компоненты имеют одинаковый темп замедления, а во время скачка возникает отклонение от этого состояния. Важной характеристикой задачи является время релаксации звезды, которая показывает за какое характерное время устанавливается равновесное состояние системы после скачка. Время релаксации определяется следующим выражением [45-47]

$$\tau = \frac{1}{2\Omega_s(0)} \frac{\rho_s \chi_0}{\eta} \left[1 + \left(\frac{\eta}{\rho_s \chi_0} \right)^2 \right] \quad (39)$$

и зависит от микроскопических параметров вещества звезды и пропорционально периоду пульсара.

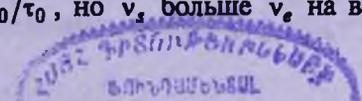
Как было отмечено, релаксация угловой скорости пульсаров описывается суммой экспоненциальных зависимостей с определенными временными константами и одной линейной зависимостью [49]. Для последней можно сказать, что она также имеет экспоненциальный характер, но время релаксации много меньше времени наблюдений. Дискретный ряд временных констант означает, что отдельные сверхтекучие области реагируют на скачок независимо друг от друга. На основе такой трактовки проблемы релаксации область ядра разделялась на сверхтекучие слои, в каждой из которых время релаксации принималось постоянным. Решения системы (35)-(38), записанные для частот вращения $\nu_e = \Omega_e/2\pi$, $\nu_s = \Omega_s/2\pi$ и производной $\dot{\nu}_e$, имеют вид [48]

$$\nu_e(t) = \nu_0 - \frac{\nu_0}{\tau_0} t - \sum_k \frac{p_k}{1+p_k} \left[\frac{\nu_0}{\tau_0} \tau_k (1+p_k) - \Delta\nu_{sk} \right] \left(1 - e^{-t/\tau_k} \right), \quad (40)$$

$$\dot{\nu}_e(t) = -\frac{\nu_0}{\tau_0} - \sum_k \frac{p_k}{1+p_k} \left[\frac{\nu_0}{\tau_0} \tau_k (1+p_k) - \Delta\nu_{sk} \right] \frac{e^{-t/\tau_k}}{\tau_k}, \quad (41)$$

$$\nu_{sk} = \nu_{sk}(0) - \frac{\nu_0}{\tau_0} t + \frac{1}{1+p_k} \left[\frac{\nu_0}{\tau_0} (1+p_k) - \Delta\nu_{sk} \right] \left(1 - e^{-t/\tau_k} \right), \quad (42)$$

где τ_0 - время жизни пульсара, а k - номер области, где время релаксации считается постоянным, ν_0 - начальное значение частоты вращения звезды после скачка, $\Delta\nu_{sk}(0) = \nu_{sk}(0) - \nu_0$. Как видно из (41) и (42), в равновесном состоянии нормальная и сверхтекучая компоненты имеют одинаковый темп замедления: $\dot{\nu}_e(\infty) = \dot{\nu}_s(\infty) = -\nu_0/\tau_0$, но ν_s больше ν_e на величину



$v_{sk}(\infty) - v_e(\infty) = v_0 \tau_k (1 + p_k) / p_k$. Однако полное равновесное состояние не может быть достигнуто по причинам пиннинга вихрей к границе ядра и коры звезды, и флуктуации плотности вихрей от равновесного значения. Поэтому начальное значение для уравнений, описывающих релаксацию пульсара после скачка будет иметь вид $\Delta v_{sk}(0) = v_0 \tau_k (1 + p_k) / p_k + \Delta v_{sk}^{ex} - \Delta v$, где Δv - величина скачка, Δv_{sk}^{ex} - отклонение Δv_s от равновесного значения непосредственно перед скачком. В работе [49] на основе наблюдательных данных пульсара Vela выведена интерполяционная формула для $\dot{v}_e(t)$ после шести скачков угловой скорости в следующем виде:

$$\dot{v}_e(t) = \dot{v}_0 + \dot{v}_I + \dot{v}_s e^{-t/\tau_s} + \dot{v}_I e^{-t/\tau_I} + (\ddot{v}_0 + \ddot{v}_I)t, \quad (43)$$

где \dot{v}_0 , \dot{v}_I , \dot{v}_s , \ddot{v}_0 , \ddot{v}_I , τ_s , τ_I считаются известными для каждого скачка. Для сравнения с наблюдениями было допущено существование следующих областей в сверхтекучем ядре звезды: 1) три активные области, ответственные за релаксацию с коротким τ_s , средним τ_I и длинным τ_I характерными временами, где $\Delta v^{ex} = 0$, т.е. эти области достигли равновесного состояния перед скачком. Отклик этих областей на скачок угловой скорости проявляется как 3-й, 4-й и 5-й члены в сумме (43); 2) пассивные области, где $\Delta v^{ex} = \Delta v$, так что эти области переходят в равновесное состояние после скачка и не дают вклада в релаксацию. Благодаря этим допущениям для данной модели нейтронной звезды удастся найти те области звезды, которые активно и пассивно реагируют на скачок угловой скорости пульсара. Местоположения и размеры этих областей меняются в зависимости от скачка таким образом, чтобы обеспечить наблюдаемую релаксацию с соответствующими параметрами.

Несмотря на то, что после каждого скачка поведение угловой скорости пульсара в общих чертах одинаково, величины скачка и параметры релаксации меняются от скачка к скачку. В работе [46] эти различия объясняются явлением, сопровождающим движение вихрей - их пиннингом и специфическим поведением времени пиннинга $\tau_p(r)$ в зависимости от координаты вихря. Введением функции $\tau_p(r)$ можно с единой точки зрения интерпретировать как явление скачка угловой скорости пульсара, так и ее релаксацию. Так, если предположить, что в так называемой "области скачка" выполняется условие $\tau_p \ll t_g$, где t_g время между двумя последовательными скачками, то в этой зоне за время между двумя скачками из-за сильного пиннинга может накопиться достаточное количество нейтронных вихрей. Когда сила Магнуса, действующая на вихрь, превосходит силу пиннинга, катастрофическое освобождение вихрей и их движение сопровождается передачей момента количества движения от сверхтекучей компоненты к нормальной за время $\tau_g \leq 2$ мин, которое и приводит к наблюдаемому скачку величиной порядка $(\Delta \Omega_e)_0 / \Omega_e \sim (I_g / I)(t_g / \tau_0) \sim 10^{-6}$, если $t_g \sim 900$ дней, а относительный момент инерции области скачка порядка $I_g / I \sim 10^{-2}$. Противоположное условие $\tau_p \gg t_g$ должно выполняться в "области релаксации", где роль

пиннинга заключается в установлении начального распределения вихрей, в конечном счете приводящей к релаксации угловой скорости с наблюдаемыми характеристиками. Соответствующее решение для отклонения величины $\dot{\Omega}_e(t)$ от стационарного значения имеет вид [46]:

$$\dot{\Omega}_e(t) = - \int (\Delta\Omega' - \Delta\Omega_e) \frac{e^{-t/\tau}}{\tau} dp, \quad (44)$$

где $\Delta\Omega' = I_p^2 / \tau_0 \tau_p$. Для объяснения наблюдаемых параметров релаксации для различных скачков пульсара необходимо предположить, что время пиннинга τ_p постоянно во времени между двумя скачками, но меняется от скачка к скачку. Последнее допущение менее естественно, так как время пиннинга может зависеть только от микроскопических параметров вещества звезды. Для преодоления этих трудностей в работе [50] предлагалось рассматривать также депиннинг нейтронных вихрей. Депиннинг вихрей неизбежен, так как в "период подготовки" нового скачка угловая скорость звезды претерпевает микроскачки и флуктуации, которые создают необходимые условия для депиннинга вихрей. Было предположено, что для параметра $\alpha = \tau_d / \tau_p$, где τ_d - время депиннинга, выполняется условие $\alpha \ll 1$ в "области релаксации" и $\alpha \gg 1$ в "области скачка". В этом случае релаксационное решение для $\Delta\dot{\Omega}_e(t)$ после скачка имеет вид [50]:

$$\Delta\dot{\Omega}_e(t) = - \frac{1}{1 + \lambda p_0} \int_0^{\mu p_0} (\Delta\Omega_e - \Delta\Omega' - \Delta\Omega_s) \frac{e^{-t/\tau}}{\tau} dp, \quad (45)$$

где $\Delta\Omega_e$ и $\Delta\Omega_s$ - величины скачка сверхтекучей и нормальной компонент, $\Delta\Omega' = \Omega_e \Delta\alpha \tau / \tau_0$. В формуле (45) λp_0 означает относительный момент инерции области, где время релаксации меньше времени жизни пульсара, т.е. в нем $\tau \ll \tau_0$, а μp_0 - относительный момент инерции области, где τ меньше или порядка наблюдаемых времен релаксации (для пульсара Vela $\tau \leq 1000$ дней). Выражение (45) для $\Delta\dot{\Omega}_e(t)$ сравнивалось с результатом анализа первых восьми скачков пульсара Vela [51] с целью решения обратной задачи теории релаксации, который заключается в нахождении выражения $\Delta\Omega_e - \Delta\Omega' - \Delta\Omega_s$ в зависимости от радиуса r . Для сравнения формулы (45) с интерполяционной формулой

$$\Delta\dot{\Omega}_e(t) = - \sum_{j=1}^3 a_j e^{-t/\tau_j} + At - A \quad (46)$$

из [51] предположено, что каждый член в (46) представляет собой отклик четырех слоев активной области ядра нейтронной звезды: в трех из них среднее время релаксации равно наблюдаемому времени τ_j ($\tau_1 = 10$ часов, $\tau_2 = 3.2$ дня, $\tau_3 = 32.7$ дня), а в четвертом - время релаксации порядка межскачковых времен.

На рис.3 показана зависимость величины $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_s$ от радиуса звезды r , найденная для первого скачка угловой скорости пульсара Vela. Сначала

рассмотрим первые две части области экспоненциальной релаксации, т.е. при $9.533 \text{ км} \leq R \leq 9.61 \text{ км}$. Эта область граничит с областью "скачка", в котором существенным является пиннинг вихрей. Следовательно, в этой

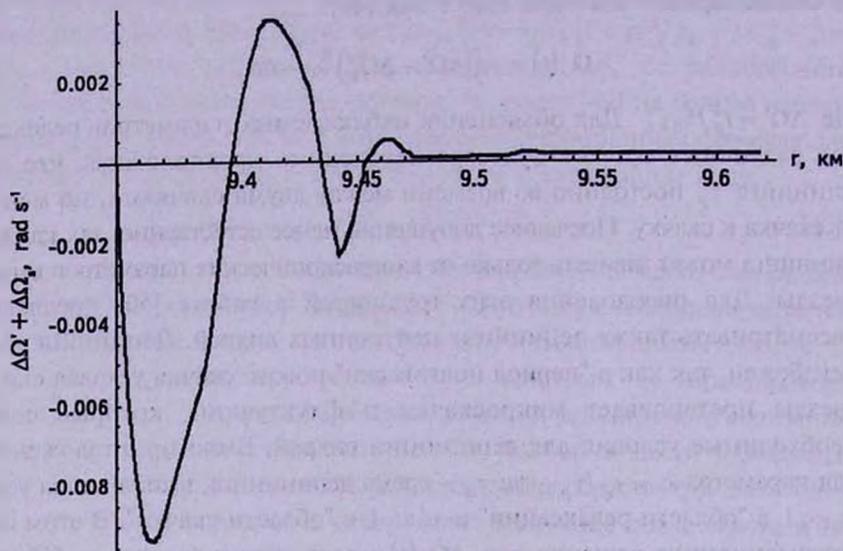


Рис.3. Зависимость величины $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_2$ от r , найденная из решения обратной задачи для первого скачка угловой скорости пульсара Vela.

области перераспределение нейтронных вихрей маловероятно, т.е. $\Delta\Omega_2 \approx 0$. Тогда должно выполняться условие $\Delta\Omega' > 0$, что согласуется с результатом работы [46], где рассматривался только пиннинг нейтронных вихрей. Малые нерегулярные изменения величины $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_2$ в этой области могут быть обусловленными изменением $\Delta\Omega_2$, которое может быть случайным.

Начиная с $r \leq 9.533 \text{ км}$, величина $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_2$ знакопеременная, при этом по абсолютному значению она может намного превосходить величину скачка. Такое поведение $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_2$ можно объяснить, если одновременно учесть явление депиннинга нейтронных вихрей и их переброса из одной области в другую во время скачка угловой скорости. Если считать, что величина α увеличивается после скачка и релаксации угловой скорости пульсара и заметить, что время релаксации τ является быстро возрастающей функцией плотности, тогда $\Delta\Omega' = \gamma_2 \tau \Delta\alpha$ есть отрицательная величина, абсолютное значение которой увеличивается при увеличении плотности. При таком рассмотрении можно объяснить асимметричное поведение величины $\Delta\Omega_2 + \Delta\Omega'$ в области экспоненциальной релаксации с характерным временем релаксации $\tau \approx 32$ дня и в области линейной релаксации. В частности, глубокие отрицательные минимумы в области линейной релаксации можно объяснить увеличением величины $\tau \Delta\alpha$ с ростом плотности вещества. При анализе

восьми скачков выявлена также некоторая корреляция между величиной скачка угловой скорости и количеством переброшенных вихрей.

5. *Излучение гравитационных волн.* Третий класс задач, связанный с применением теории компактных объектов - гравитационное излучение нейтронных звезд и белых карликов. Детектирование гравитационных волн от них послужит дополнительным источником информации о свойствах материи при больших плотностях и процессов, происходящих в этих объектах. Для гравитационного излучения необходимо, чтобы квадрупольный момент объекта зависел от времени. В работах [52-54] рассматривалось гравитационное излучение нейтронных звезд и белых карликов, испытывающих незатухающие квазирадиальные осцилляции по закону $x_{\alpha} = x_{\alpha}^0(1 + \eta \sin \omega t)$, где η - относительная амплитуда осцилляций, ω - их частота. В этом случае квадрупольный момент звезды зависит от времени:

$$D_{\alpha\beta} = D_{\alpha\beta}^0(1 + 2\eta \sin \omega t). \quad (47)$$

Интенсивность гравитационного излучения равняется

$$J = \frac{6G}{5c^5} \eta^2 \omega^6 |Q^0|^2 \cos^2 \omega t' = J_0 \cos^2 \omega t', \quad (48)$$

а амплитуда гравитационных волн на расстоянии r от источника равна

$$h_0 = \sqrt{\frac{15GJ_0}{2c^3}} \frac{1}{r\omega} \sin^2 \theta. \quad (49)$$

Для того чтобы осцилляции были незатухающими, необходимо указать источники энергии для их непрерывного поддержания. В работах [52,54] впервые рассматривалось гравитационное излучение намагниченных белых карликов, замедляющихся из-за магнито-дипольного излучения. Замедление звезды будет сопровождаться стремлением перейти из более сплюснутого состояния в менее сплюснутое, которому будет препятствовать твердое вещество звезды. В результате растрескиваний поверхности звезды в нем будет возбуждаться основная мода осцилляций вещества - квазирадиальные осцилляции, а часть энергии деформации звезды преобразуется в энергию гравитационного излучения. Среднее значение h_0 от галактической популяции белых карликов получается порядка 10^{-26} . Рассматривалось также гравитационное излучение дифференциально вращающихся белых карликов [55]. При заданном начальном распределении угловой скорости часть энергии вращения, выделившаяся до установлении однородного вращения, уносится гравитационными волнами. Амплитуда волн на Земле, согласно этому механизму, имеет порядок 10^{-28} . В результате исследований выяснилось также, что на частоте порядка 1 Гц фон гравитационного излучения от популяции галактических белых карликов превосходит ожидаемый космологический фон на этой частоте. Этот факт необходимо учесть при планировании детекторов гравитационного излучения на рабочей частоте порядка 1 Гц. Эффективным механизмом излучения

гравитационных волн может быть быстрое вращение белого карлика, на поверхности которого существуют неоднородности в виде гор. Как показали исследования [56], поверхность белого карлика с массой порядка солнечной может выдержать гору размером 0.1 км. Тогда вращающийся с угловой скоростью порядка $\Omega \approx 0.5 \text{ с}^{-1}$ белый карлик может излучать гравитационные волны на частоте 2Ω с амплитудой порядка $h_0 \sim 10^{-24}$.

Более оптимистическими источниками гравитационных волн могут быть нейтронные звезды из-за их быстрого вращения и скачков угловой скорости. В работах [53,57] в качестве источника энергии, снабжающей незатухающие осцилляции нейтронной звезды, принимались энергия деформации замедляющейся звезды и энергия, переданная из внутренних сверхтекучих слоев твердой коре во время скачка. Оценки амплитуды гравитационных волн для пульсаров Vela и Crab по вышеуказанным механизмам дают значения, соответственно $h_0 \sim 10^{-26}$ и $h_0 \sim 10^{-25}$.

Здесь приведены только некоторые астрофизические проявления теории сверхплотных звезд, основанной В.Амбарцумяном и Г.Саакяном. Дальнейшие работы для понимания наблюдаемых особенностей пульсаров продолжаются, и, в частности, венцом этих усилий может стать выявление механизма радиоизлучения пульсаров и объяснение особенностей спектра этого излучения.

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

ROTATING SUPERDENSE CONFIGURATIONS: PULSARS AND THEIR ASTROPHYSICAL MANIFESTATIONS

D.M.SEDRAKIAN, E.V.CHUBARIAN

In this paper some results of V.A.Ambartsumian followers are presented. His fundamental works lay as a basis for investigation of the superdense stars: white dwarfs and neutron stars. The solutions of Einstein's equations in the case of axial symmetry is presented. These solutions are applied to determine the integral parameters of rotating neutron stars and white dwarfs. The theory of generation of magnetic fields in neutron stars is suggested and the presence of strong non-uniform magnetic fields of the order of 10^{14} Gs in pulsars is established. The theory describing the dynamics of neutron vortices is offered, which is applied to explain the relaxation of angular velocity of pulsar observed after the glitch.

Key words: *superdense configurations:neutron stars:pulsars*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Г.С.Саакян, Астрон. ж., 37, 193, 1960.
2. В.А.Амбарцумян, Г.С.Саакян, Астрон. ж., 38, 785, 1961.
3. В.А.Амбарцумян, Г.С.Саакян, Астрон. ж., 38, 1016, 1961.
4. L.Landau, Physik Zeits Sowjetunion, 1, 285, 1932.
5. W.Baade, F.Zwicky, Proc. Nat. Acad. Sci., 20, 259, 1934.
6. J.R.Oppenheimer, G.M.Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
7. В.А.Амбарцумян, Изв. АН Арм.ССР (серия физ-мат. наук), 11, 9, 1958; см. также Докл.Солвейской Конф., с.241, Брюссель, 1958.
8. V.Ambartsumian, Rev. Mod. Phys., 30, 944, 1958.
9. В.А.Амбарцумян, Сообщ. Бюр. обсерватории, 15, 3, 1954.
10. Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян, Астрофизика, 4, 239, 551, 1968.
11. J.B.Hartle, Astrophys. J., 150, 1005, 1967.
12. J.B.Hartle, K.S.Thorne, Astrophys. J., 153, 807, 1968.
13. H.Komatsu, Y.Eguchi, Jo Hachusu, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 237, 355, 1989.
14. X.Wu, H.Muther, M.Soffel, H.Herold, H.Ruder, Astron. Astrophys., 246, 411, 1991.
15. S.Bonazzola, E.Gourgoulon, M.Salgado, J.A.Marck, Astron. Astrophys., 278, 421, 1993.
16. S.Bonazzola, E.Gourgoulon, J.A.Marck, Phys. Rev. Lett., 82, 892, 1999.
17. T.W.Baumgarte, G.B.Cook, S.L.Shapiro, S.A.Teukolsky, Phys Rev. D, 57, 7299, 1998.
18. S.A.Teukolsky, Astrophys. J., 504, 442, 1998.
19. K.Uruy, Y.Eriguchi, Phys. Rev. D, 61, 124023, 2000.
20. J.B.Hartle, Astrophys. J., 147, 317, 1967,
21. А.Папепетру, Proc. Rev. Irish. Acad., 52, 11, 1948.
22. E.V.Chubaryan, H.Abazyan, XI International Conference Symmetry Methods in Physics, Prague, June 21-24, 2004.
23. В.В.Папоян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян, Астрофизика, 5, 415, 1969.
24. Г.Г.Арутюнян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян, Астрон. ж., 48, 496, 1971.
25. S.Chandrasekhar, Phys. Rev. Lett., 19, 437, 1964; Astrophys. J., 140, 417, 1964.
26. D.M.Meltzer, K.S.Thorne, Astrophys. J., 145, 514, 1966.
27. В.В.Папоян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян, Астрофизика, 7, 549, 1971; Астрон. ж., 49, 750, 1972.
28. W.A.Heindl, R.E.Rothschild, W.Coburn et al., AIP Conference Proceedings, 714, 323, 2004.
29. В.Л.Гинзбург, Л.М.Озерной, ЖЭТФ, 47, 1030, 1964.
30. Д.М.Седракян, Астрофизика, 18, 417, 1982.
31. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, А.Г.Мовсесян, Астрофизика, 19, 303, 1983.
32. Г.А.Варданян, Д.М.Седракян, ЖЭТФ, 81, 1731, 1981.
33. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, Успехи физ. наук, 161, 3, 1991.
34. Д.М.Седракян, Астрофизика, 43, 377, 2000.

35. *D.Blaschke, D.M.Sedrakian, K.M.Shahabasyan*, *Astron. Astrophys.*, 350, L47, 1999.
36. *D.Blaschke, D.M.Sedrakian*, *arXiv:nucl/th 0006038*, 2000.
37. *Д.М.Седракян, Д.Блашке, К.М.Шахабасян, Д.Н.Воскресенский*, *Астрофизика*, 44, 443, 2001.
38. *Д.М.Седракян, Д.Блашке*, *Астрофизика*, 45, 203, 2002.
39. *A.P.Balachandran, S.Digal, T.Matsuura*, *Phys. Rev. D*, 73, 074009, 2006.
40. *Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, Д.Блашке, М.К.Шахабасян*, *Астрофизика*, 51, 633, 2008.
41. *М.К.Шахабасян*, *Астрофизика*, 52, 165, 2009.
42. *I.H.Stairs, A.G.Lyne, S.L.Shemar*, *Nature*, 406, 484, 2000.
43. *J.Noronha, A.Sedrakian*, *Phys. Rev. D*, 77, 023008, 2008.
44. *Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, М.К.Шахабасян*, *Астрофизика*, 50, 87, 2007.
45. *А.Д.Седракян, Д.М.Седракян*, *ЖЭТФ*, 102, 721, 1992.
46. *А.Д.Седракян, Д.М.Седракян*, *ЖЭТФ*, 108, 631, 1995.
47. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian*, *Astrophys. J.*, 447, 305, 1995.
48. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, Y.Terzian, J.Cordes*, *Astrophys. J.*, 447, 324, 1995.
49. *J.M.Cordes, G.S.Downs, J.Krause-Polstorff*, *Astrophys. J.*, 330, 847, 1988.
50. *Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян*, *Астрофизика*, 39, 593, 1996.
51. *M.A.Alpar, H.F.Chau, K.S.Cheng, D.Pines*, *Astrophys. J.*, 459, 706, 1996.
52. *D.M.Sedrakian, M.Benacquista, M.V.Hairapetyan, K.M.Shahabasyan, A.A.Sadoyan*, *Astrophys. J.*, 596, L223, 2003.
53. *Д.М.Седракян, М.Бенаквиста, К.М.Шахабасян, А.А.Садоян, М.В.Айрапетян*, *Астрофизика*, 46, 549, 2003.
54. *М.Бенаквиста, Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, К.М.Шахабасян, А.А.Садоян*, *Астрофизика*, 47, 381, 2004.
55. *D.M.Sedrakian, M.J.Benacquista, M.V.Hairapetyan, K.M.Shahabasyan, A.A.Sadoyan*, *Classical and Quantum Gravity*, 21, 5493, 2004.
56. *Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, А.А.Садоян*, *Астрофизика*, 48, 69, 2005.
57. *Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, К.М.Шахабасян*, *Астрофизика*, 49, 222, 2006.

СКУЧИВАНИЕ ГАЛАКТИК В МАСШТАБАХ $\leq 10 h^{-1}$ Мпк НА ОСНОВЕ СКОПЛЕНИЙ COMA, BRIDGE и A1367

Н.Г.КОГОШВИЛИ¹, Т.М.БОРЧХАДЗЕ¹, А.Т.КАЛЛОГЛЯН²

Поступила 3 мая 2009

Изучено пространственное распределение галактик в скоплениях Coma, Bridge и A1367, составляющих сверхскопление Coma, на основе использования корреляционного анализа. Оценены масштаб сгущивания галактик и характер изменения плотности их распределения в зависимости от основных параметров галактик светимости, морфологического типа, наблюдения дефицита водорода в линии 21 см. Для спиральных галактик скоплений Coma, Bridge и A1367 подсчитаны отношения массы к светимости. Высказано предположение о возможной концентрации большей фракции гипотетической темной материи в спиральных галактиках, преимущественно населяющих выделенные нами ранее подскопления в этих скоплениях в сравнении со спиральными галактиками, наблюдаемыми в периферийных областях скоплений.

Ключевые слова: *галактики; скопления; структура; темная материя - Coma*

1. *Введение.* Наблюдаемое распределение галактик характеризуется значительным сгущиванием и хорошо описывается корреляционной функцией.

Для изучения сгущивания галактик в масштабах $\leq 10 h^{-1}$ Мпк могут быть использованы выборки галактик, составленные на основе каталогов с эффективной глубиной $\sim 50 h^{-1}$ Мпк. В качестве одного из таких каталогов мы рассматриваем Абастуманский сводный каталог галактик (MerCG), составленный Когошвили [1] и в дальнейшем пополненный новой информацией Когошвили и Борчхадзе [2], который содержит обширную информацию для галактик ярче 15^m .

Для анализа распределений галактик Пиблс [3,4] предложил использовать корреляционную функцию, которая определяется как вероятность dP нахождения галактики в пределах объема dV на расстоянии r от случайно выбранной галактики

$$dP = n_g [1 + \xi(r)] dV . \quad (1)$$

Двухточечная корреляционная функция галактик в малых масштабах с хорошей точностью представляется простой степенной моделью

$$\xi(r) = (r_0/r)^\gamma , \quad (2)$$

$$r_0 \sim 5 h^{-1} \text{ Мпк}, \quad 100 h^{-1} \text{ кпк} \leq r \leq 10 h^{-1} \text{ Мпк}$$

$$\gamma = 1.77 \pm 0.44.$$

В этом случае галактики в скоплениях распределены по принципу иерархического сгущивания с характерной плотностью внутри скопления с размером r , меняющейся по закону $r^{-\gamma}$. Показателю корреляционной функции $\gamma = 1.77$ соответствует величина фрактальной размерности $D = 1.2$, которая согласуется с наблюдениями в соответствии с Барышевым и Теерикорпи [5]. Согласно Пиблс [4], небольшая систематическая ошибка в поверхностном распределении галактик может привести к большей ошибке в оценке пространственной кластеризации. Обширные обзоры красных смещений галактик позволяют перейти от изучения углового распределения галактик на небесной сфере к анализу их трехмерного распределения в пространстве.

Целью настоящей работы является изучение пространственного распределения галактик в скоплениях Coma, Bridge и A1367, составляющих сверхскопление Coma, на основе корреляционного анализа.

2. Постановка задачи. Сверхскопление Coma, согласно Фонтанелли [6], представляет собой протяженное асимметричное волокнистое образование галактик, вытянутое по α на $\sim 3.5 h$, а по δ - в пределах 15° - 30° и в интервале $5000 + 9000$ км/с по лучевым скоростям, с абсолютной величиной галактик ярче -19^m , в котором массивное динамически устойчивое скопление Coma соединено со скоплением A1367, находящимся в процессе

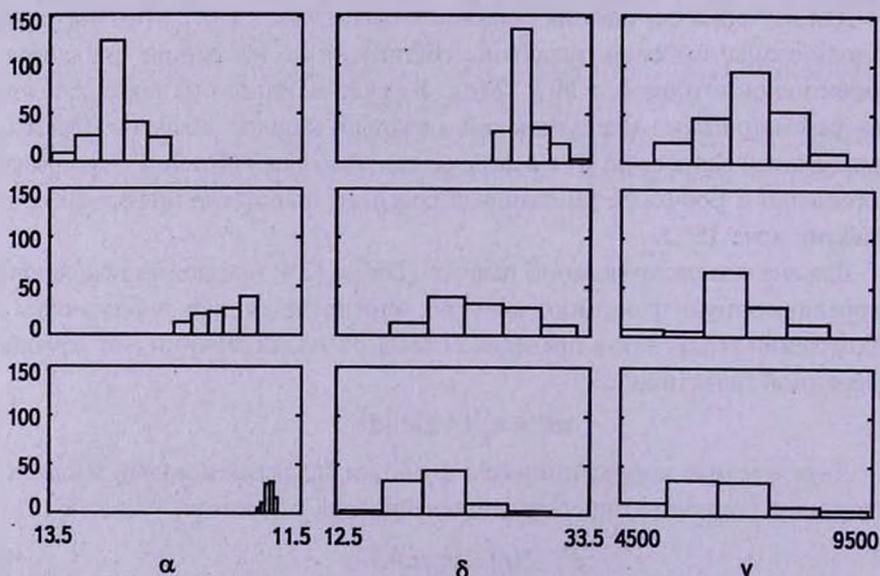


Рис.1. Гистограммы распределения галактик слева направо по α , δ и ν для галактик в скоплениях Coma (первая строка), Bridge (вторая строка) и A1367 (третья строка).

образования, с помощью агрегата галактик Bridge. Сверхскопление Coma представлено на рис.1 в виде гистограмм распределения галактик по экваториальным координатам и по лучевой скорости v .

Накопление значительного числа лучевых скоростей галактик в сверхскоплении Coma позволяет провести анализ пространственного распределения галактик в составляющих его скоплениях.

Метод корреляционной функции определяется как избыточная вероятность относительно пуассоновского распределения обнаружить ближайшую галактику в объеме V_j на расстоянии r_j от случайно выбранной галактики. Пространственное распределение галактик в каждом из скоплений, составляющих сверхскопление Coma, сравнивалось с распределением случайных центров путем численного моделирования распределения галактик по методу Монте-Карло.

Объем V_{ij} образуемый каждой галактикой в паре с остальными, в рассматриваемых скоплениях вычислялся согласно выражению:

$$V_{ij} = \frac{4}{3H^3} (v_i^3 - v_j^3) \operatorname{tg} \frac{\delta_i - \delta_j}{2} \operatorname{tg} \frac{(\alpha_i - \alpha_j) \cos(\delta_i + \delta_j)/2}{2}, \quad (3)$$

где $i = 1, \dots, n$; $j = 1, \dots, k$; $n = k+1$;

Корреляционная функция подсчитывалась по формуле:

$$\xi(r) = [Ng(r)/Np(r)] - 1, \quad (4)$$

где Ng - наблюдаемое число пар галактик в каждом скоплении, подсчитываемых в пределах объемов V_{ij} на расстоянии r_j между галактиками. Np - число пар галактик, полученных в результате численного моделирования распределения галактик. Корреляционная функция вычислялась для каждого скопления в пределах его максимальных значений экваториальных координат и лучевых скоростей, что позволило оценить величину и масштаб сгущения галактик в зависимости от их основных характеристик светимости, морфологического типа и наблюдения дефицита водорода в линии 21 см.

3. Корреляционный анализ скоплений.

3.1. *Coma*. В табл.1 представлены результаты вычисления параметров корреляционной функции для 223 галактик, отобранных нами в скоплении Coma в интервале величин: $\alpha = 12^h.5 + 13^h.5$, $\delta = 25^\circ.5 + 31^\circ.5$ и $v = 5000 + 9000$ км/с, ярче $15^m.5$ по определениям Zwicky. Это параметры: масштаб сгущения r_0 , в котором плотность флуктуирует примерно вдвое и величина γ , характеризующая изменение плотности распределения галактик по закону $r^{-\gamma}$ в соответствии с [4].

Для 223 галактик в Coma получено значение $\xi = (3.67/r)^{1.79 \pm 0.42}$, характерное для компактных скоплений согласно [3], у которых плотность числа галактик меняется по закону $r^{-\gamma}$. Подсчитаны также параметры

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ ДЛЯ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИИ Coma В ЗАВИСИМОСТИ ОТ МОРФОЛОГИИ, СВЕТИМОСТИ И НАБЛЮДЕНИЯ ДЕФИЦИТА ВОДОРОДА В ГАЛАКТИКАХ

Параметры галактик	Общее число галактик в Coma	E + S0 галактики	S+Ir+Pec галактики	Галактики ярче -20^m	Галактики слабее -20^m	HI - def ≥ 2.0	HI - def
Число галактик	223	85	138	85	138	44	72
r_0	3.67	4.25	2.94	3.90	4.76	4.00	3.35
$-\gamma$	1.79	2.58	1.45	1.75	2.27	1.76	1.61
	± 0.42	± 0.37	± 0.42	± 0.42	± 0.42	± 0.40	± 0.42

корреляционной функции в зависимости от различных характеристик галактик.

а) E и S0-галактики, которые составляют 40% в Coma, обнаруживают наибольшую плотность в центре скопления с ее крутым падением к периферии, что отражается в больших значениях масштаба сгущения r_0 и величины γ и объясняется концентрацией этих объектов в подскоплениях вокруг NGC 4889 и NGC 4874 и вокруг NGC 4839 в SW сгущении галактик, выделенных нами в [7];

б) спирали показывают наиболее плавное падение плотности числа галактик от центра скопления к периферии при наименьшем радиусе плотности r_0 ;

в) примечательно, что распределение галактик с M ярче $-20^m.0$, независимо от их морфологического типа, по параметрам r_0 и γ близко к распределению общего числа галактик в Coma, что позволяет заключить, что яркие галактики определяют характер распределения галактик в Coma;

д) распределение галактик с M слабее $-20^m.0$, являющихся преимущественно спиралями, по параметрам r_0 и γ сходно с распределением E и S0-галактик. Значительное число этих галактик оказалось включенным нами в подскопления в качестве физических членов с высокой степенью вероятности в соответствии с методом, изложенным в [8], что позволило нам ранее предположить о возможной концентрации в этих галактиках большей фракции темной материи в соответствии с [9];

е) наибольший дефицит водорода со значением HI - def ≥ 2 приведен в [10] на основе наблюдений спиральных галактик в линии 21 см в области сверхскопления Coma и отмечен у спиралей в подскоплениях, что выразилось в большем значении радиуса r_0 для этих галактик в сравнении с его значением для всех галактик Coma и при одновременно меньшем дефиците

водорода у большинства спиральных галактик в периферийных областях Coma с более плавным падением плотности их числа к границам скопления.

3.2. A1367. 90 галактик было отобрано нами для скопления A1367 в пределах величин по: $\alpha = 12^{\text{h}}.5 + 13^{\text{h}}.5$, $\delta = 25^{\circ}.5 + 31^{\circ}.5$ и $v = 5000 + 9000$ км/с ярче $15^{\text{m}}.5$ по Zwicky. Согласно [11] различия в функции светимости скоплений Coma и A1367 связаны с различием в их эволюционной истории. Наклон слабой ветви в функции светимости по [11] для галактик

Таблица 2

СПИСОК ГАЛАКТИК, ОТМЕЧЕННЫХ В ЧЕТЫРЕХ
ПОДСКОПЛЕНИЯХ СКОПЛЕНИЯ A1367

Подскопление I				Подскопление II			
RCG	NGC/IC	Тип	logk	RCG	NGC/IC	Тип	logk
P36487	N3842	E	X,R	P36606	N3862	E	
P36469	N3841	E?	6.5 X	P36603	I2955 Ar	N?	5.7
P36476	N3837	E	5.0 X	P36452		N	5.0
P36610		S	4.5	P36565	CG97114	P HI	3.9
P36468	CG97090	E?	4.4 X	P36638	N3868	S?	3.6
P36779		S?HI	4.3	P36548	N3857	L?	3.6
P36481	N3844	S AGN	4.3 X	P36604	N3861	S?HI	3.6
P36516	Ar	N	4.1	P36574		S?HI	3.2
P36466	CG97087	P HI	4.1 R	P36620	N3864	S?HI	3.0
P36478		S HI	4.0	P36582	N3859	S?HI	3.0
P36470	N3845	S?AGN	3.9 X	P36377	CG97079		3.0 R
P36503		S	3.9	P36401			3.0
P36436	I2951	S HI	3.4	P36525		S	3.0
P36502		S	3.4	P36673		L?	2.9
P36512		S	3.3	P36549		S HI	2.7
P37032	N3919	E	3.2	P36608			2.7
P36477	N3840	SHIAGN	3.1 X	P36619	Ar	N?	2.7
P36382	CG97073	P HI	3.1 R				
P36437		S	3.0				
P36262		S	2.9				
P36510		L	2.9				
P36406	CG97079	P	2.8				
Подскопление III				Подскопление IV			
RCG	NGC/IC	Тип	logk	RCG	NGC/IC	Тип	logk
P36292	N3816	L		P36706	N3884	S HI	
P36328		S?HI	4.5	P36609		L	3.8
P36349		S?HI	4.1	P36688	I732	L?	3.8
P36314	N3821	S	3.8	P36675	N3875	S	3.8
P36577	N3860	S?HI	3.8 R	P36683			3.3
	CG97120			P36740	N3883	S	3.2
P36323		P HI	3.3	P36639	Ar	N	3.1
P36465		L?	3.3	P36684		S HI	2.8
P36544		S?	3.3				

в Coma составляет $\alpha = -1.47$, а для A1367 $\alpha = -1.07$, которым объяснялся более крутой тренд в распределении отношения ярких галактик к слабым в скоплении Coma.

Подскопления являются характерной особенностью большинства богатых скоплений галактик. Мы изучили структуру скопления A1367 и выделили в нем 4 подскопления.

В табл.2 для галактик подскоплений приводятся: номер в каталоге [12], NGC номер, морфология в RCG [13], статистический параметр $\log K$, вычисленный в соответствии с [8], наблюдения: дефицита водорода (HI), в радиодиапазоне (R), в рентгеновском диапазоне (X).

В центральной области A1367 вокруг E-галактик NGC 3842 и NGC 3862 выделены два подскопления, которые населены, в основном, спиральными галактиками. Наиболее активные процессы связаны с галактиками I подскопления, в котором рентгеновское излучение связано с NGC 3842, 3837, 3840, 3844, 3845, искажения в структуре отмечены в [14] у NGC 3841 и CGCG 97090, а радиоэмиссия, протяженные хвосты, ИП области и активное звездообразование, наблюдаемые у CGCG: 97087, 97079 и 97073, по мнению Гавацци и др. [15], могут свидетельствовать о слиянии подскопления I со скоплением A1367.

В свою очередь, авторы [16] предполагают о возможном слиянии A1367 с компактной группой из 2 галактик: CGCG97-125 ($v = 8231$ км/с) - S0-галактики и CGCG97-114 ($v = 6369$ км/с) - галактики позднего типа с 10 карликовыми галактиками $\sim 17^m - 19^m$. Скорость этой группы оценивается как $\langle v \rangle = 8230$ км/с, которая превышает скорость A1367 на 1800 км/с. По мнению авторов [16] эта группа движется к A1367 и, в частности, к выделенному нами подскоплению III с массивной галактикой CGCG97-120 = NGC 3860 ($v = 5540$ км/с), характеризующейся значительным дефицитом водорода. Заметим, что все три галактики имеют близкие значения α и δ , но значительно различающиеся лучевые скорости.

В табл.3 представлены параметры корреляционной функции для галактик в A1367 в зависимости от их светимости и морфологического типа. Для 89 галактик A1367 получено значение $\xi = (2.53/r)^{1.62 \pm 0.28}$. В частности:

а) распределение E и S0-галактик, которые составляют в A1367 примерно 20%, характеризуется наибольшей плотностью в центре скопления и ее падением к краям скопления, сходным с распределением общего числа галактик. Завышенное значение масштаба скучивания r_0 связано с концентрацией E и S0-галактик в двух центральных подскоплениях A1367;

б) спирали при меньшем радиусе плотности их числа r_0 показывают более плавное падение плотности к периферии в сравнении с E и S0-галактиками;

с) галактики с M ярче $-20^m.0$ независимо от их морфологии при

Таблица 3

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ ДЛЯ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИИ A1367 В ЗАВИСИМОСТИ ОТ МОРФОЛОГИИ, СВЕТИМОСТИ И НАБЛЮДЕНИЯ ДЕФИЦИТА ВОДОРОДА В ГАЛАКТИКАХ

Параметры галактик в A1367	Общее число галактик в A1367	E+S0-галактики	S+Ir+Pec-галактики	Галактики ярче -20^m	Галактики слабее -20^m	HI-def
Число галактик	90	19	71	30	60	27
r_0	2.53	3.26	2.41	1.92	2.38	1.94
$-\gamma$	1.62	1.61	1.44	1.03	1.58	2.56
	± 0.28	± 0.50	± 0.49	± 0.40	± 0.48	± 0.30

наименьшем радиусе плотности r_0 распределены в скоплении более равномерно;

д) галактики же с M слабее $-20^m.0$ показывают распределение по основным параметрам корреляционной функции, близкое к распределению всех галактик в A1367;

е) дефицит водорода отмечен у большинства спиральных галактик A1367 и характеризуется наименьшим радиусом плотности r_0 с довольно крутым ее падением к краям скопления.

3.3. *Bridge*. Это массивный агрегат галактик с вытянутой структурой, низкой плотностью и наименьшей структурностью. 119 галактик в Bridge рассматривалось нами в пределах значений по: $\alpha = 11^h.8 + 12^h.5$, $\delta = 17^\circ + 31^\circ.5$ и $v = 4500 + 9000$ км/с с видимыми величинами ярче $15^m.5$ по Zwicky.

Слабая радиоэмиссия, выявленная на частоте 326 МГц, простирается от скопления Coma к A1367 и не отождествляется с индивидуальными источниками в галактиках согласно [17]. Эту радиоэмиссию авторы связывают с существованием крупномасштабного межгалактического магнитного поля, играющего важную роль в формировании галактик.

Мы изучили структуру Bridge и выделили в ней 2 подскопления. В табл.4 приводятся: номера галактик по Патюсель, NGC номера, морфологический тип в RCG, статистический параметр $\log K$, наблюдения дефицита водорода (HI) и сверхновых SN.

В табл.5 приводятся параметры корреляционной функции галактик в Bridge в зависимости от их морфологического типа и светимости. Для 119 галактик в Bridge получено значение $\xi = (2.10/r)^{0.68 \pm 0.43}$, значительно отличающееся по параметрам от скоплений Coma и A1367. В частности:

Таблица 4

СПИСОК ГАЛАКТИК В ДВУХ ПОДСКОПЛЕНИЯХ В BRIDGE

Подскопление I					Подскопление II				
RCG	NGC/IC	Тип	defHI	logk	RCG	NGC/IC	Тип	defHI	logk
P37219	N3937	L			P38156	N4065	E		
P37237	N3943	S?		3.6	P38146	N4061	E		4.8
P37224	N3940	E		3.5	P38209	N4076	S?	HI	4.0
P38338	N4092	S	HI	3.3	P38163		S	HI	3.5
P38266		S	HI	3.1	P37052		S	HI	3.3
P38365	N4098	S		3.0	P38161	N4066	E		3.3
P37153		S?	HI	3.0	P38207	N4074	N?		3.1
P38324	N4095	E		2.9	P38169	N4070	E		2.9
P38298	N4089	E		2.8	P37056		S	HI	2.8
P37175		S?	HI	2.7	P37040		S		2.6
P38272	N4084	S		2.6	P37051		S	HI	2.6
P37324		S	HI	2.6	P38086		S?	HI	2.2
P37264	N3947	S	HI	2.3 SN					
P37206		E?		2.1					
P37383		S?		2.0					
P37291	N3954	E?		2.0 Ar					

а) для всех галактик в Bridge, в том числе для галактик независимо от их светимости отмечается сходное равномерное распределение в пределах выделенных границ этого региона с близкими значениями масштаба скучивания r_0 ;

б) распределение E и S0-галактик, которые составляют в Bridge около 30%, характеризуется наибольшим значением масштаба скучивания r_0 и более крутым падением плотности их числа к краям Bridge в сравнении с распределением общего числа галактик;

Таблица 5

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ
 ДЛЯ ГАЛАКТИК В BRIDGE В ЗАВИСИМОСТИ ОТ
 МОРФОЛОГИИ, СВИТОМОСТИ И НАБЛЮДЕНИЯ
 ДЕФИЦИТА ВОДОРОДА В ГАЛАКТИКАХ

Параметры галактик	Общее число галактик в Bridge	E+S0 галактики	S+Ir+Pec галактики	Галактики ярче -20^m	Галактики слабее -20^m	HI-def
Число галактик	119	33	86	51	68	65
r_0	2.10	2.57	1.70	2.18	2.16	1.92
$-\gamma$	0.68	0.96	0.46	0.73	0.70	0.53
	± 0.43	± 0.44	± 0.44	± 0.43	± 0.45	± 0.44

с) спирали, в том числе и галактики с дефицитом водорода, при наименьшем радиусе r_0 показывают плавное падение их плотности к периферии.

4. *Обсуждение результатов.* Пространственное распределение галактик в скоплении Coma описывается корреляционной функцией $\xi = (3.67/r)^{1.79 \pm 0.42}$, характерной согласно [3] для массивных динамически устойчивых скоплений. E и S0-галактики показывают наибольшую сгущаемость к центру Coma с наибольшим значением параметра сгущивания r_0 и с крутым падением плотности числа этих галактик к периферии, что объясняется их концентрацией в подскоплениях вокруг галактик NGC 4889, NGC 4874 и NGC 4839. Сходное распределение показывают в то же время галактики с M слабее $-20^m.0$, большинство из которых составляют спирали, которые также отмечены в этих подскоплениях. С другой стороны, галактики с M ярче $-20^m.0$, независимо от их типа, по параметрам сгущивания r_0 и γ повторяют распределение общего числа галактик в Coma.

Распределение галактик в A1367 описывается функцией $\xi = (2.53/r)^{1.62 \pm 0.28}$, которая по параметрам и общему числу галактик отличается от Coma. E и S0-галактики в A1367 показывают меньшую центральную сгущенность в сравнении с распределением этих галактик в Coma и имеют меньший радиус r_0 , а также более плавное уменьшение плотности их числа к периферии, сходное с распределением общего числа галактик.

В A1367 при значительно меньшем числе галактик в сравнении с Coma нами были выделены подскопления вокруг E галактик высокой светимости, населенные преимущественно спиралями, находящимися в стадии активных процессов согласно [14,16]. Об активности процессов в A1367 может свидетельствовать также дисперсия лучевых скоростей галактик, составляющая $\sigma = 937$ км/с и значительно превышающая значение дисперсии $\sigma = 743$ км/с, вычисленной для галактик в Coma.

Пространственное распределение галактик в Bridge, соединяющим Coma с A1367, характеризуется самой низкой плотностью и описывается корреляционной функцией $\xi = (2.10/r)^{0.68 \pm 0.43}$, которая свидетельствует о близком к однородному распределению галактик с незначительным уменьшением их плотности к краям этого агрегата и близкими значениями r_0 для галактик независимо от их светимости. Тем не менее, E и S0-галактики, которые составляют в Bridge около 30%, показывают небольшую центральную сгущенность с наибольшим значением радиуса r_0 и небольшим уменьшением плотности галактик к краям Bridge в сравнении с распределением общего числа галактик. Среднее значение дисперсии лучевых скоростей галактик в Bridge составляет $\sigma = 755$ км/с, сходное со значением, полученным

для Coma, свидетельствует о динамической устойчивости процессов в этом образовании. Примечательно, что из двух подскоплений, выделенных на восточном краю Bridge на основе статистического метода [8], подскопление I вытянуто в направлении к скоплению A1367, переходя в это скопление. На рис.2 представлено распределение галактик $\nu = f(\alpha)$ в Bridge и его двух подскоплениях вместе с распределением галактик в A1367.

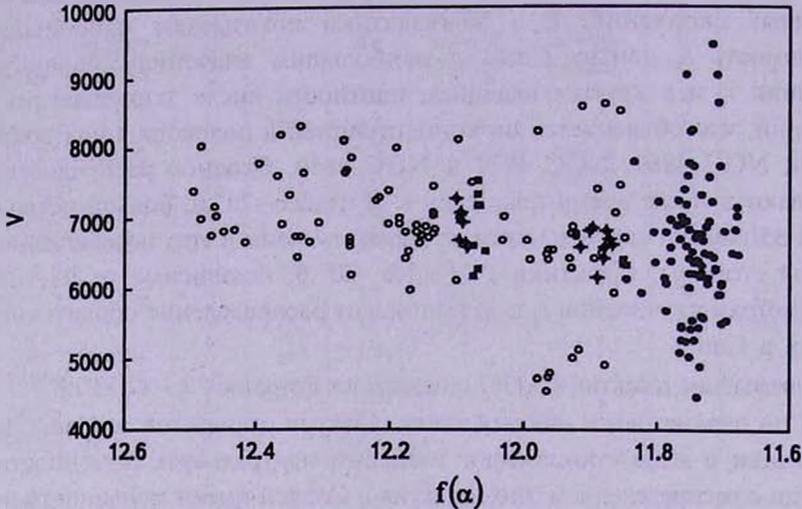


Рис.2 Зависимость $\nu = f(\alpha)$ для галактик в Bridge (открытые кружки) и его подскоплениях I (+) и II (*), а также для галактик скопления A1367 (заполненные кружки).

При изучении корреляции между формой кривой вращения и светимостью спиральных галактик на основе их обширной выборки авторы [18] обратили внимание, что галактики с M слабее $-21^m.5$ показывают систематически более высокие отношения массы к светимости, что позволило им предположить о связи темной материи с этими галактиками. Для выборки галактик, рассмотренной в [18], нами в [9] были вычислены: угловой момент, центральная плотность и отношение динамической массы к светимости.

Для спиральных галактик с M ярче и слабее $-21^m.5$ в подскоплениях и в поле скоплений, составляющих сверхскопление Coma, в табл.6 приведены отношения массы к светимости M_{dyn}/L_g , вычисленные по формуле (7) в [17] на основе B_T^0 величин из каталога [12].

Различие в среднем значении светимости спиральных галактик в подскоплениях и поле рассматриваемых скоплений согласно табл.6 составляет 1^m , а отношение числа спиральных галактик N_1 с абсолютной величиной слабее $-21^m.5$ к числу спиралей N_2 с абсолютной величиной ярче $-21^m.5$ составляет в подскоплениях Coma и A1367 $N_1/N_2 = 2$ и 3, соответственно, в то время как в Bridge большинство галактик оказались слабее $-21^m.5$.

Таблица 6

ВЫЧИСЛЕНИЕ СРЕДНИХ ЗНАЧЕНИЙ АБСОЛЮТНОЙ ВЕЛИЧИНЫ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК С M СЛАБЕЕ И ЯРЧЕ $-21^m.5$, А ТАКЖЕ ОТНОШЕНИЙ M_{dyn}/L^* ДЛЯ ГАЛАКТИК ПОДСКОПЛЕНИЙ И ПОЛЯ В СКОПЛЕНИЯХ СОМА, A1367 И BRIDGE

Скопления галактик	Подскопления галактики с M		Поле скоплений галактики с M		
	слабее $-21^m.5$	ярче $-21^m.5$	слабее $-21^m.5$	ярче $-21^m.5$	
Coma	B_T^0	-20.90 ± 0.41	-21.91 ± 0.37	-20.71 ± 0.30	-21.99 ± 0.27
	M_{dyn}/L^*	3.66 ± 0.12	3.37 ± 0.10	3.72 ± 0.08	3.36 ± 0.08
	n	27	13	4	10
A1367	B_T^0	-20.86 ± 0.51	-22.02 ± 0.37	-20.81 ± 0.34	-22.06 ± 0.28
	M_{dyn}/L^*	3.68 ± 0.14	3.35 ± 0.10	3.69 ± 0.12	3.34 ± 0.08
	n	19	6	9	8
Bridge	B_T^0	-21.08 ± 0.42	-21.94	-21.03 ± 0.33	-21.93 ± 0.33
	M_{dyn}/L^*	3.62 ± 0.12	3.38	3.63 ± 0.09	3.37 ± 0.09
	n	13	1	42	14

Среднее значение отношения M_{dyn}/L_g составило ~ 3.7 для спиральных галактик в подскоплениях по всем скоплениям.

Для спиральных галактик в подскоплениях и общем поле рассматриваемых

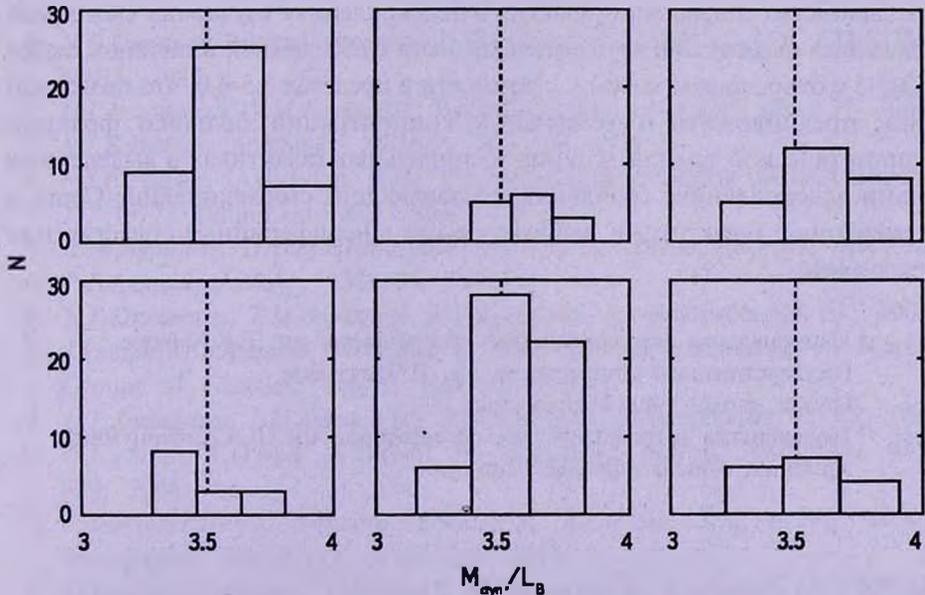


Рис.3. Гистограммы распределения галактик слева направо в скоплениях Coma, Bridge и A1367 для спиральных галактик подскоплений (верхний ряд) и периферийных областей этих же скоплений (нижний ряд).

скоплений на рис.3 приведены гистограммы распределения галактик по вычисленному отношению массы к светимости M_{dyn}/L_g .

Большинство галактик в подскоплениях рассматриваемых скоплений являются галактиками меньшей светимости с абсолютной величиной слабее $-21^m.5$ согласно гистограммам. Для этих галактик отношение массы к светимости находится в пределах 3.5-4.0, что позволило нам предположить о возможной концентрации большей фракции гипотетической темной материи в спиральных галактиках подскоплений в сравнении с галактиками, наблюдаемыми в периферийных областях изучаемых скоплений.

5. Выводы. Детальный корреляционный анализ пространственного распределения галактик в скоплениях Coma, A1367 и Bridge сверхскопления Coma, позволил нам выявить и оценить сходство и различие этих скоплений в зависимости от различных характеристик галактик, а именно, светимости галактик, их морфологии, наблюдения дефицита водорода в линии 21 см, наличия подскоплений и активности процессов в них.

Анализ показал, что распределение галактик в скоплении Coma по параметрам корреляционной функции и светимости галактик отличается от распределения галактик в скоплении A1367, что может быть обусловлено различием динамических процессов, протекающих в этих скоплениях.

Для спиральных галактик рассматриваемых скоплений подсчитаны отношения массы к светимости M_{dyn}/L_g и выявлена их зависимость от абсолютной величины галактик. В соответствии с этими подсчетами большинство спиральных галактик в подскоплениях изучаемых скоплений оказались галактиками меньшей светимости с абсолютной величиной слабее $-21^m.5$ с отношением массы к светимости в пределах 3.5-4.0, что позволило нам предположить о возможной концентрации большей фракции гипотетической темной материи в спиральных галактиках в выделенных нами подскоплениях скоплений, составляющих сверхскопление Coma, в сравнении с галактиками, наблюдаемыми в периферийных областях этих скоплений.

¹ Национальная астрофизическая обсерватория им. Е.К.Харадзе
Государственного университета им. И.Чавчавадзе
Грузия, e-mail: nmnt@yahoo.com

² Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
Армения, e-mail: astrofiz@sci.am

CLUSTERING OF GALAXIES IN THE SCALES $\leq 10 h^{-1}$ Mpc BASED ON CLUSTERS COMA, BRIDGE AND A1367

N.G.KOGOSHVILI¹, T.M.BORCHKHADZE¹, A.T.KALLOGHLIAN²

The observed space distribution of galaxies in clusters Coma, Bridge and A1367 forming Coma supercluster has been considered based on the correlation analyses. There were estimated the scale of clustering of galaxies and the change of their density distribution dependent on main galaxy parameters: luminosity, morphology, observance of HI- deficiency in the 21-cm line. For spiral galaxies in clusters Coma, Bridge and A1367 there were estimated mass-to-luminosity relations. A possible concentration of a greater fraction of hypothetical dark matter has been supposed in spiral galaxies, preferably populated the subclusters we have selected earlier in these clusters, comparing to spiral galaxies found in the periphery fields of these clusters.

Key words: *galaxies:clusters:structure:dark matter - Coma*

ЛИТЕРАТУРА

1. *N.G.Kogoshvili*, Selected Astronomical Catalogues, ID MERCG, ADC CD-ROM, NASA, 1987.
2. *Н.Г.Когошвили, Т.М.Борчхадзе*, Бюлл. Абастум. астрофиз. обс., 77, 2004.
3. *P.J.E.Peebles*, Ap&Space Science, 31, 403, 1974.
4. *P.J.E.Peebles*, IAU Symp. N79, The Large Scale Structure of the Universe, 23, 1977, Tallinn, Estonia, USSR.
5. *Ю.В.Барышев, П.Теерикорпи*, Бюлл. Спец. Астрофиз. обс., 59, 2006, 92.
6. *P.Fontanelli*, An&Ap, 138, 85, 1984.
7. *Н.Г.Когошвили, Т.М.Борчхадзе, А.Т.Каллоглян*, Астрофизика, 48, 515, 2005.
8. *J.Vennik, J.P.Anosova*, A Statistical Study of the Composition of Nearby Groups of Galaxies, Valgus, Tallinn, 1990.
9. *Н.Г.Когошвили, Г.М.Маласидзе, Т.М.Борчхадзе*, Астрофизика, 52, 75, 2009.
10. *G.Gavazzi, K.O'Neil, A.Boselli, W. van Driel*, Astron. Astrophys., 449, 929, 2006.
11. *J.Iglesias-Paramo, A.Boselli, G.Gavazzi, L.Cortese, S.M.Vilchez*, A&Ap, Astrophysics Manuscript, NMS0001, 2007.
12. *G.Paturel, P.Fouque, L.Bottinelli, L.Gouguenheim*, Catalogue of Principal Galaxies, Lyon, 1989.
13. *G. De Vaucouleurs, A. De Vaucouleurs, H.G.Corwin et al.*, Third Reference

Catalogue of Bright Galaxies, Springer-Verlag, 1991.

14. *M.Sun, A.Vikhlinin, W.Forman, C.Jones, S.S.Murray*, *Astrophys. J.*, 19, 169, 2005.
15. *G.Gavazzi, A.Contursi, L.Carrasco, A.Boselli, R.Kennicutt*, *Scodeggio, W.Jaffe*, *A&Ap*, 304, 325, 1995.
16. *L.Cortese, G.Gavazzi, A.Boselli et al.*, *A&Ap*, N4873, 2007.
17. *K.T.Kim, P.P.Kronberg, G.Giovannini, T.Venturi*, *Nature*, 341, 720, 1989.
18. *M.Persic, P.Salucci*, *Astrophys. J.*, 368, 65, 1990.

О GPS И CSS-РАДИОИСТОЧНИКАХ

В.Г.МАЛУМЯН

Поступила 27 мая 2009

Принята к печати 17 сентября 2009

Обсуждаются спектральные и кинематические свойства и методы определения возрастов GPS и CSS-радиоисточников. Приведенные в работе данные не свидетельствуют в пользу механизма аккреции пыли или молекулярного газа на массивные черные дыры, расположенные в центральных частях радиогалактик этих классов как источника их активности. Природа GPS и CSS-объектов до конца не выяснена. Для выявления истинной природы источников этого класса необходимы дальнейшие тщательные исследования в оптическом, радио и других диапазонах спектра.

Ключевые слова: *радиогалактики; аккреция; пыль; молекулярный газ; черные дыры*

1. *Введение.* Согласно данным, приведенным в литературе, количество GPS (Gigahertz peaked spectrum) и CSS (Compact steep spectrum) радиоисточников составляет 20-30% от общего числа обнаруженных до настоящего времени радиоисточников [1-11].

GPS-источники, как показывает само название, имеют максимум (завал) в области частот $\nu \geq 1$ ГГц в спектрах радиоизлучения [1-11]. Их линейные размеры не превышают 1 кпк, расположены они в центральных областях (там где рождаются узкие оптические эмиссионные спектральные линии) отождествляемых с ними галактик. CSS-объекты - компактные (линейные размеры не превышают 10-15 кпк) радиоисточники с крутыми спектрами радиоизлучения [1-11]. Название CSS в некоторой степени условное, потому что у подавляющего большинства радиоисточников в области высоких частот спектры также крутые ($S \sim \nu^{-\alpha}$, где S - спектральная плотность потока на частоте ν , α - спектральный индекс радиоизлучения, обычно $\alpha = 0.7 - 0.8$). По-видимому, название CSS обусловлено тем, что до их обнаружения были известны только компактные радиоисточники с плоским спектром ($\alpha \leq 0.5$) и обнаружение компактных источников с крутым спектром ($\alpha > 0.5$) было неожиданностью. CSS-источники расположены в пределах отождествляемых с ними оптических галактик [2,12]. В спектрах некоторых CSS-источников также наблюдаются завалы, но на гораздо более низких частотах, чем у GPS-объектов - в области $\nu < 0.1$ ГГц.

Некоторые исследователи вышеупомянутые два класса радиоисточников объединяют в класс CSO (Compact symmetric object) объектов, так как наблюдения, выполненные с радиотелескопами высокой разрешающей силы, указывают на более или менее симметричную структуру GPS и CSS-источников. Они, как и большинство остальных радиоисточников, обычно состоят из двух компонентов примерно симметрично расположенных относительно центрального компонента, считающегося ядром галактики. Иногда они соединены между собой выбросами или другими образованиями [13].

Выполненные в последние годы детальные исследования природы GPS-объектов указывают, что, по всей вероятности, в ходе эволюции, расширяясь, они превращаются в CSS-объекты. Последние в свою очередь превращаются в обычные радиоисточники классов FR1 или FR2, или промежуточного класса по классификации Фанароффа и Рилли [3-5,14]. Предположение о том, что GPS и CSS-источники расположены в областях с очень высокой плотностью межгалактической среды, которая препятствует их расширению и поэтому они не достигают больших размеров, как обычные радиогалактики, не подтвердилось [1-11].

Таким образом, GPS и CSS-источники считаются молодыми, недавно образовавшимися объектами, начальной фазой обычных (нормальных) радиогалактик и квазаров.

История обнаружения GPS и CSS-объектов изложена в [15-17].

2. Спектры радиоизлучения GPS-объектов. Как известно, радиоизлучение космических объектов носит нетепловой характер. Оно обусловлено синхротронным механизмом. Спектры подавляющего большинства радиоисточников имеют степенной характер. У многих объектов в спектрах радиоизлучения наблюдаются завалы (максимумы). На частотах меньших частоты максимума ν_m вид спектра радиоизлучения зависит от механизма, которым обусловлен завал. Исследуя спектр в области частот $\nu < \nu_m$, можно выяснить причину завала. Но это легко можно сделать для однородных источников, имеющих простую структуру. На практике часто очень трудно однозначно установить механизм завала, так как, как правило, радиоисточники имеют сложную неоднородную структуру.

Механизмам завала в спектрах GPS-объектов посвящено много работ [1-11,18] и наиболее вероятным из них считается синхротронное самопоглощение. Не исключается также, что в некоторых источниках этого класса причиной завала может быть тепловое поглощение, обусловленное присутствием ионизованного газа в самом источнике или проектирующейся на него областью ионизованного водорода [19]. В случае синхротронного самопоглощения у однородного источника на частотах $\nu < \nu_m$ спектр имеет вид $S \sim \nu^{5/2}$.

Полагая, что завал в спектре обусловлен синхротронным самопогло-

щением, можно вычислить угловой размер источника θ [20]

$$\theta \sim S_m^{1/2} v_m^{-5/4} H^{1/4} (1+z)^{1/4}, \quad (1)$$

где S_m - спектральная плотность потока на частоте v_m , H - напряженность магнитного поля, z - красное смещение источника.

На то, что наиболее вероятным механизмом завала в спектре GPS-источников является синхротронная реабсорбция, указывают также измерения их угловых размеров с помощью радиоинтерферометров с сверхдлинными базами [10]. Они хорошо согласуются с вычисленными на основании теории синхротронного излучения по формуле (1) размерами [1-11]. Доказательством в пользу синхротронного самопоглощения можно считать также выявление эмпирической связи $v_m \sim L^{-0.65}$ (L - линейный размер источника), которая вытекает из теории.

3. *Спектральные возрасты GPS и CSS-источников.* В ходе эволюции радиоисточников их спектры радиоизлучения в силу различных причин претерпевают изменения [21-23]. Релятивистские электроны, ответственные за радиоизлучение, теряют энергию. Причинами потерь является ионизация среды, потери на обратный комптон-эффект, если пространственная плотность низкочастотных фотонов в источнике или в его окрестности значительна. Электроны могут потерять энергию и из-за расширения источника и т.д. [21-23]. Как показывают расчеты, самыми существенными являются потери на синхротронное излучение и на обратный комптон-эффект, если мы имеем дело с яркими компактными источниками. Обычно потерями на ионизацию среды и на свободно-связанные переходы можно пренебречь [21-23].

Потери энергии E релятивистских электронов на синхротронное излучение и на обратный комптон-эффект пропорциональны квадрату их энергии [22,23],

$$dE/dT \sim -(\zeta_s + \zeta_c) E^2, \quad (2)$$

где $\zeta_s \sim H^2$ и характеризует потери на синхротронное излучение, а $\zeta_c \sim u_{rad}$ характеризует потери на обратный комптон-эффект, u_{rad} - плотность энергии низкочастотных фотонов. Для простоты рассмотрим случай только синхротронных потерь. В этом случае имеем $dE/dt \sim -H^2 E^2$, а время жизни электронов с энергией E , $T \sim E/H^2 E^2 = H^{-2} E^{-1}$. Отсюда следует, что чем выше энергия электрона, тем быстрее он ее теряет. Электроны высоких энергий в основном излучают на высоких частотах $\nu \sim eH/mc(E/mc^2)^2$, где e и m - заряд и масса покоя электрона, c - скорость света в вакууме [22].

Из-за потерь энергии релятивистскими электронами на синхротронное излучение, начиная с частот, которые соответствуют наибольшим потерям энергии электронов, наклон спектра излучения увеличивается. Если

первоначальный спектр имел вид $S \sim \nu^{-\alpha}$, то вследствие синхротронных потерь, начиная с частоты ν_b , спектральный индекс радиоизлучения увеличивается. Наклон спектра на частотах $\nu < \nu_b$ остается прежним, а на частотах $\nu > \nu_b$ он увеличивается. Если инжекция излучающих релятивистских электронов происходит непрерывно, то в интервале частот $\nu > \nu_b$ $S \sim \nu^{-\beta}$, где $\beta = \alpha + 0.5$. Если же инжекция электронов прекратилась в какой-то момент, то изменение наклона спектра на частотах $\nu > \nu_b$ носит более сложный характер [21-23].

Таким образом, определив частоту перелома ν_b в высокочастотной части спектра радиоизлучения объектов, можно измерить возраст релятивистских электронов, ответственных за радиоизлучение [24,25]

$$T \sim H^{-1.5} \nu_b^{-0.5} (1+z)^{-0.5}. \quad (3)$$

При выводе (3) предполагается, что величина магнитного поля H постоянна, и что потерями на обратный комптон - эффект и обусловленные расширением источника, по сравнению с синхротронными, можно пренебречь.

Определенные описанным выше методом возрасты GPS-источников лежат в интервале от нескольких сот до нескольких тысяч лет [24-27]. Например, возраст GPS-источника 0108+388 - 300-400 лет. Возрасты CSS-источников не превышают несколько десятков тысяч лет [24-27].

4. Кинематические возрасты GPS и CSS-радиоисточников.

Методы современной радиоастрономии позволяют с помощью интерференционных радиотелескопов со сверхдлинными базами выполнять наблюдения с очень высокой разрешающей способностью. Наблюдения одних и тех же источников этими инструментами через определенный интервал времени показали, что отдельные компоненты многих радиоисточников переместились относительно положения, занимаемого ими прежде [27-29]. За сравнительно короткий промежуток времени было обнаружено много таких объектов с переменной структурой. Как правило, расстояние между компонентами источников увеличивается. Возникают новые компоненты, старые исчезают. Оказалось, что у некоторых источников, главным образом у квазаров, наблюдается разлет компонентов со "сверхсветовыми" скоростями, достигающими в несколько десятков раз больше скорости света в вакууме. В этом ничего необычного нет. Наиболее естественное объяснение наблюдаемых "сверхсветовых" скоростей заключается в следующем. Если движение компонента происходит с релятивистской скоростью и под малым углом к лучу зрения; то по причине конечности скорости света и потому, что мы наблюдаем проекцию этого движения на небесной сфере, нам покажется, что оно происходит со скоростью, превосходящей скорость света [23]. Наблюдательный факт разлета компонентов радиоисточников с релятивистскими скоростями, по нашему мнению, является весомым аргументом в пользу гипотезы В.А.Амбарцумяна о сверхплотных

телах, из которых возникают космические объекты [30].

Собственные движения были обнаружены и у многих GPS и CSS-объектов. За редкими исключениями у них "сверхсветовые" скорости не наблюдаются. Скорости разлета компонентов не превышают $0.4c-0.5c$ [27-29]. Наиболее часто встречающиеся скорости собственных движений у GPS и CSS-источников заключены в пределах $0.1c-0.2c$. Принимая, что разлет компонентов происходит с постоянной скоростью, можно вычислить возраст объекта. Определенные таким образом возрасты называются кинематическими (или динамическими) в отличие от спектральных возрастов.

До настоящего времени выполнено много наблюдений GPS и CSS-источников с целью определения их кинематических возрастов. Они хорошо согласуются со спектральными возрастами. Кинематические возрасты GPS-источников также находятся в пределах от нескольких сот до нескольких тысяч лет. Разность в возрастах, измеренных двумя вышеуказанными разными способами, не превышает двух раз [27-29]. Спектральные и кинематические возрасты обычных радиоисточников порядка нескольких десятков миллионов лет [23].

5. *GPS и CSS-радиоисточники и гипотеза черных дыр.* В настоящее время широкое распространение получила гипотеза черных дыр, согласно которой активность радиогалактик и квазаров (а также обычных галактик) обусловлена аккрецией вещества на массивные черные дыры, расположенные в их центральных частях. В качестве аккрецирующего вещества рассматриваются, главным образом, пыль или молекулярный газ [31].

Основой для принятия вышеуказанной концепции послужили два обстоятельства.

Объяснение гигантской мощности излучения радиогалактик и квазизвездных источников (мощность только их радиоизлучения достигает 10^{47} эрг s^{-1} и выше) термоядерными реакциями наталкивается на непреодолимые трудности. При аккреции вещества освобождаемая гравитационная энергия гораздо выше, чем при термоядерных реакциях. Например, при термоядерной реакции в 1 г вещества может освободиться примерно до 10^{18} эрг энергии, между тем, при аккреции этого количества вещества на нейтронную звезду с массой $1 M_{\odot}$ и радиусом 10 км может освободиться энергия до 10^{20} эрг. Понятно, что при аккреции 1 г вещества на черную дыру с массой $10^6 + 10^9 M_{\odot}$ освобождаемая энергия гораздо больше. Таким образом, по сравнению с термоядерными реакциями аккреция вещества на массивные черные дыры является несравненно более эффективным механизмом энерговыделения.

Второй причиной, послужившей основанием для распространения гипотезы черных дыр, является наблюдательный факт обнаружения в центральных областях многих радиогалактик широких полос пыли, которые в большинстве случаев имеют форму диска и расположены перпендикулярно плоскости

галактик. Например, такая широкая полоса пыли наблюдается в ближайшей радиогалактике Центавр-А (NGC 5128). Согласно [32-36], среди радиогалактик объекты, содержащие большое количество пыли, встречаются примерно в два раза чаще, чем среди галактик не имеющих сильного радиоизлучения. Согласно [32-36], распределение и количество пыли в объектах классов FR1 и FR2 не одинаково. В источниках класса FR1 пыль сосредоточена в дисках, обладающих малыми линейными размерами, а в объектах класса FR2 она может быть сосредоточена как в дисках, так и иметь клочковатое или волокнистое распределение. Пыли в них значительно больше, чем в источниках класса FR1.

Обнаружение пыли, концентрированной в центральных областях радиогалактик дало основание для предположения, что аккреция этой пыли на расположенную в ядре радиогалактики черную дыру и является источником мощного излучения. То, что объекты класса FR2 являются более мощными радиоисточниками по сравнению с FR1, объясняется тем, что у первых темп аккреции выше. Считается, что темп аккреции в наиболее мощных квазизвездных объектах свыше $1M_{\odot}$, а в нормальных галактиках - $0.01M_{\odot}$ в год [37].

В центральных областях радиогалактик с помощью радиоастрономических наблюдений обнаружено также большое количество молекулярного газа в форме дисков или колец [38-40].

Если аккрецирующим веществом является пыль или молекулярный газ, то, по-видимому, мощным излучением должны обладать объекты, уже прошедшие определенный этап эволюции. Согласно общепринятой модели, входящие в галактики звезды первого поколения возникают путем сгущения газа. В конце своего эволюционного пути они взрываются и выбрасывают образовавшиеся в их недрах вследствие термоядерных реакций тяжелые элементы и молекулярный газ в межзвездное пространство. Из этого вещества впоследствии образуется пыль и звезды последующих поколений. Для образования черной дыры (тем более с массой $10^6 + 10^9 M_{\odot}$) также требуется время, и, по всей вероятности, весьма длительное. Из вышеизложенного следует, что недавно образовавшиеся галактики, находящиеся в самом начале эволюционного пути, не могут обладать мощным излучением, так как в них пока нет ни черной дыры, ни необходимого для аккреции на нее вещества.

Как мы видели, кинематические и спектральные возрасты GPS-источников не превышают несколько тысяч или даже несколько сот лет, между тем они обладают мощным радиоизлучением (10^{45} эрг s^{-1} и выше), не говоря об излучении в более коротковолновом диапазоне спектра.

Таким образом, вышеизложенные факты о природе GPS и CSS-объектов свидетельствуют не в пользу аккреции на черные дыры как источника излучения и активности молодых, образовавшихся сравнительно недавно

радиогалактик. Есть точка зрения, что активность в радиогалактиках носит рекуррентный характер [41]. В этом случае в GPS и CSS-источниках должны быть обнаружены следы прежних периодов активности. У большинства источников данных типов такие следы не обнаружены [1-11].

6. *Заключение.* Приведенные в настоящей работе данные не свидетельствуют в пользу механизма аккреции вещества на черные дыры, расположенные в ядерных областях радиогалактик, как источника их активности. GPS и CSS-объекты в силу их молодости вряд ли содержат необходимое количество пыли или молекулярного газа для аккреции на массивную черную дыру. Если на самом деле возраст GPS-источников не превышает несколько тысяч лет, то очень трудно представить, что за столь короткий промежуток времени образовалась бы черная дыра с массой $10^6 + 10^9 M_{\odot}$. Приходится допустить, что "черная дыра" существовала уже до возникновения GPS и CSS-объектов. Другими словами приходится допускать, что вышеуказанные типы радиоисточников возникли из объекта, принимаемого за "черную дыру".

Природа отождествляемых с GPS и CSS-радиоисточниками оптических объектов (радиогалактик и квазаров) до конца не выяснена. Некоторые GPS-источники отождествлены с ярчайшими членами скоплений галактик. В некоторых из них наблюдаются "холодные течения" (cooling flow). Зависимость видимая величина - красное смещение (диаграмма Хаббла) отождествляемых с GPS-источниками галактик также близка к таковой для ярчайших членов скоплений галактик. Но, в отличие от последних, GPS-объекты, за редкими исключениями, не обладают заметным рентгеновским излучением [42]. GPS и CSS-радиоисточники иногда отождествляются со старыми гигантскими эллиптическими галактиками [1,8,43].

Для выявления истинной природы GPS и CSS-радиоисточников необходимы дальнейшие детальные исследования в радио, оптическом и других диапазонах спектра.

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

ON GPS AND CSS RADIO SOURCES

V.H.Malumian

The spectral and kinematical properties and methods of measurements of ages of GPS and CSS radio sources are discussed. The data presented in article do not witness in favour of accretion of dust or molecular gas on massive black holes located in central parts of the radio galaxies of these classes as sources of their activity. The real nature of GPS and CSS sources is not clear. It is necessary to carry out detailed investigations in the radio, optical and other ranges of spectra in order to make completely clear the real nature of objects of these classes.

Key words: *radio galaxies:accretion:dust:molecular gas:black holes*

ЛИТЕРАТУРА

1. C.P.O'Dea, Publ. Astron. Soc. Pacif., **110**, 493, 1998.
2. C.P.O'Dea, S.A.Baum, Astron. J., **113**, 148, 1997.
3. W.H. De Vries, C.P.O'Dea, S.A.Baum, E.Pertman, Astrophys. J., **503**, 156, 1998.
4. W.H. De Vries, C.P.O'Dea, E.Pertman, S.A.Baum, Astrophys. J., **503**, 138, 1998.
5. I.Snellen, R.T.Schilizzi, A.G. De Bruyn et. al., Astron. Astrophys., **131**, 435, 1998.
6. A.Marecki, H.Falcke, J.Neizgoda et. al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **135**, 273, 1999.
7. W.H. De Vries, C.P.O'Dea, S.A.Baum, P.D.Barthel, Astrophys. J., **526**, 27, 1999.
8. I.Snellen, M.G.Bremer, R.T.Schilizzi et. al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **279**, 1294, 1996.
9. I.Snellen, R.T.Schilizzi, G.K.Miley et. al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **319**, 445, 2000.
10. M.L.Lister, ASP Conference Series, **300**, 71, 2003.
11. I.Snellen, M.D.Lehnert, N.M.Bremer, T.T.Schilizzi, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **337**, 981, 2002.
12. I.Snellen, R.T.Schilizzi, M.N.Bremer et. al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **301**, 985, 1998.
13. G.B.Taylor, J.M.Marr, T.J.Pearson et. al., Astrophys. J., **541**, 112, 2000.
14. B.L.Fanaroff, J.M.Rilley, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **167**, 31, 1974.
15. K.I.Kellermann, Publ. Astron. Soc. Australia, **19**, 77, 2002.
16. Г.Б.Шоломицкий, Астрон. ж., **42**, 673, 1965.
17. Г.Б.Шоломицкий, Астрон. Цирк., N 359, 1, 1966.
18. K.M.Blundell, S.Rawlings, Astron. J., **119**, 1111, 2000.

19. *J.M.Marr, G.B.Taylor, F.Crowford*, *Astrophys. J.*, **550**, 160, 2001.
20. *V.I.Slish*, *Nature*, 199, 682, 1963.
21. *Н.С.Кардашев*, *Астрон. ж.*, **39**, 393, 1962.
22. *А.Пахольчик*, *Радиоастрофизика*, изд. М., Мир, 1973.
23. *А.Пахольчик*, *Радиогалактики*, Изд. М., Мир, 1980.
24. *M.Murgia*, *Publ. Astron. Soc. Australia*, **20**, 19, 2003.
25. *M.Murgia, C.Fanti, R.Fanti et. al.*, *Astron. Astrophys.*, **345**, 769, 1999.
26. *I.Snellen, K.H.Mack, R.T.Schilizzi, W.Tschager*, *Publ. Astron. Soc. Australia*, **20**, 38, 2003.
27. *A.G.Polatidis, J.F.Conway*, *Publ. Astron. Soc. Australia*, **20**, 69, 2003.
28. *W.Tschager, R.T.Schilizzi, H.Rotering et. al.*, *Astron. Astrophys.*, **360**, 887, 2000.
29. *G.B.Taylor, J.M.Marr, T.J.Pearson, A.Readhead*, *Astrophys. J.*, **541**, 112, 2000.
30. *В.А.Амбарцумян*, *Научные труды*, Т.2, Ереван, Изд. АН Арм. ССР, 1960.
31. *D.Lynden-Bell*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **279**, 389, 1996.
32. *G.A.Verdoes Kleijn, S.A.Baum, T. De Zevu, C.P.O'Dea*, *Astron. J.*, **118**, 2592, 1992.
33. *R. Van Dokkum, M.Franx*, *Astron. J.*, **110**, 2027, 1995.
34. *B.Sparcs, S.A.Baum, I.Biretta, F.D.Machetto*, *Astrophys. J.*, **542**, 667, 2000.
35. *S. De Koff, P.Best, S.A.Baum*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **129**, 33, 2000.
36. *H.D.Tran, Z.Tsvetanov, H.C.Ford*, *Astron. J.*, **121**, 2928, 2001.
37. *P.Martini, R.W.Pogg*, *Astron. J.*, **118**, 2646, 1999.
38. *A.Tomito, K.Aoki, M.Watabane et. al.*, *Astron. J.*, **120**, 123, 2000.
39. *J.Lim, S.Leon, F.Combes, Dinh-V-Trung*, *Astrophys. J.*, **545**, L93, 2000.
40. *A.S.Evans, J.M.Mazarella, J.A.Surace et. al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **159**, 197, 2005.
41. *A.Marecki, P.D.Barthel, A.Polatidis, J.Owsianik*, *Publ. Astron. Soc. Australia*, **20**, 16, 2003.
42. *C.P.O'Dea, W.H. De Vries, D.M.Worral et. al.*, *Astron. J.*, **119**, 478, 2000.
43. *I.Snellen, R.T.Schilizzi, M.N.Bremer et. al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **301**, 985, 1998.

ПОИСКИ НН-ОБЪЕКТОВ И ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД В ОБЛАСТЯХ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ. VI. ОБЪЕКТЫ ХЕРБИГА-АРО И ЭМИССИОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ ТУМАННОСТЕЙ GM 1-64 И GM 2-4

Е.Г.НИКОГОСЯН¹, Т.Ю.МАГАКЯН¹, Т.А.МОВСЕСЯН¹,
Т.ХАНЗАДЯН²

Поступила 29 июля 2009

Принята к печати 17 сентября 2009

В результате исследования области туманностей GM 1-64 и GM 2-4 в направлении антицентра Галактики обнаружено 3 новых объекта Хербига-Аро и 12 эмиссионных звезд, в основном принадлежащих классу T Tau. GM 1-64 и GM 2-4 представляют собой типичные кометарные туманности, освещенные эмиссионными звездами. В GM 2-4 центральная звезда окружена плотной пылевой оболочкой и наблюдается только в ИК. В этой же области находятся два ярких в ИК-диапазоне звездообразных источника, которые могут относиться к молодым звездным объектам класса 1. Один из них (CPM 19) окружен компактной группой более слабых PMS-объектов. Обнаружено, что CPM 19 хорошо заметен в оптическом диапазоне и показывает колебания блеска большой амплитуды.

*Ключевые слова: звезды:эмиссионные:звездообразование - объекты:CPM 19:
Хербига-Аро, GM 1-64, GM 2-4*

1. *Введение.* При изучении ранних стадий эволюции звезд поиски и исследование коллимированных потоков материи и создаваемых ими объектов Хербига-Аро (НН) продолжают оставаться одной из наиболее актуальных задач, важных не только для изучения физики истечений и их взаимодействия с окружающей средой, но и для понимания самого процесса звездообразования. Очевидно, такие поиски должны в первую очередь проводиться в областях активного звездообразования.

К настоящему моменту в радиусе 2 кпк вокруг Солнца выявлено более ста областей звездообразования, однако многие из них, в том числе и близкие, изучены еще поверхностно [1]. Кроме того, во многих случаях процесс звездообразования происходит в отдельных компактных группах [2,3], обнаружение которых составляет отдельную задачу. Подобные группы часто оказываются погруженными в отражательные и/или эмиссионные туманности [4] и сами могут содержать небольшие туманные объекты. При этом подобные группы, входящие в одно гигантское молекулярное облако, не только могут иметь различную интенсивность звездообразования, но и находиться на разных эволюционных стадиях. Обнаружение и

изучение таких областей имеет большое значение для сравнения механизмов звездообразования в отдельных облаках.

Обзор туманных объектов в темных облаках и областях звездообразования, проводимый нами с 1998 г. на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории, как раз и имеет своей целью не только поиск новых H α -объектов и звезд с H α эмиссией, но и выявление отдельных компактных участков звездообразования, особенно в малоисследованных областях (см, например, [5,6]). В настоящей статье, продолжающей вышеупомянутый цикл работ, представлены результаты оптических наблюдений в районе галактического антицентра вокруг двух туманностей: GM 1-61 (RNO 53) [7,8] и GM 2-4 (GGD 4) [9,10].

Эти туманности расположены близ центра молекулярного облака [KOY98] 183.7-03.6 размером около 6 пк [11], которое, по различным оценкам, находится на расстоянии 1 [12], 1.7 [13] или 2 кпк [11] и не входит в какую-либо ОВ-ассоциацию. Данная область привлекла значительное внимание после обнаружения H $_2$ O-мазера, расположенного несколько южнее GM 2-4 [13], и подверглась детальному изучению в радио и ИК-диапазонах. В частности, в непосредственной близости от вышеупомянутого мазера было обнаружено биполярное СО-истечение, центром которого является яркий ИК-источник IRAS 05373+2349 [12], ассоциирующийся с YSO-объектом высокой светимости СРМ 19, найденным с помощью ближней ИК-фотометрии [14,15]. Перечисленные свидетельства интенсивного звездообразования в рассматриваемой области мы подробно рассмотрим ниже. Парадоксально, что при всем этом данная область до сегодняшнего дня почти не была исследована в оптическом диапазоне.

2. Наблюдения и обработка. Наблюдения проводились в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории. Область снималась дважды в 1999г. с помощью камеры ВууFOSC2 и CCD с форматом 1060 \times 514 пикселей, что соответствует 11' \times 5'.5 на небе, и в 2004г. с помощью камеры SCORPIO и CCD с форматом 2063 \times 2058 пикселей, что соответствует 14' \times 14'. При наблюдениях были использованы узкополосные интерференционные фильтры [SII] ($\lambda_c = 6730\text{\AA}$, $\Delta\lambda = 75\text{\AA}$) и H α ($\lambda_c = 6670\text{\AA}$, $\Delta\lambda = 85\text{\AA}$) и континуальный фильтр *I*. FWHM изображений в среднем составляла $\sim 2''$. Поиск эмиссионных звезд проводился с помощью метода бесщелевой спектроскопии, с использованием комбинации призмы, работающей в диапазоне от 5500-7500 \AA и создающей дисперсию 2.1 \AA /пиксел и узкополосного H α фильтра. Журнал наблюдений, включающий полное время накопления в секундах, представлен в табл.1.

Первичная обработка изображений была сделана согласно стандартной процедуре. Для поиска H α -объектов нами была использована общепринятая методика сопоставления изображений, полученных в узкополосных фильтрах H α и [SII] и континуальном *I*. Эта методика основана на спектральных

характеристиках НН-объектов, а именно, присутствии ярких эмиссионных бальмеровских и запрещенных линий на фоне очень слабого континуума.

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

Дата	I	[SII]	H α	H α slitless
3.11.99	300	1800	900	900
21.09.04	300	3600	1200	-

3. Туманности и НН-объекты. Используя наши изображения, а также цифровые атласы DSS-1 и DSS-2 и обзор 2MASS, мы подробно

Таблица 2

КООРДИНАТЫ ОБЪЕКТОВ

Объект	RA (2000)	Dec (2000)
НН 940	05 ^h 40 ^m 30 ^s	+23°53'01"
НН 941A	05 40 27	+23 52 17
НН 941B	05 40 28	+23 52 16
НН 942	05 40 30	+23 53 04

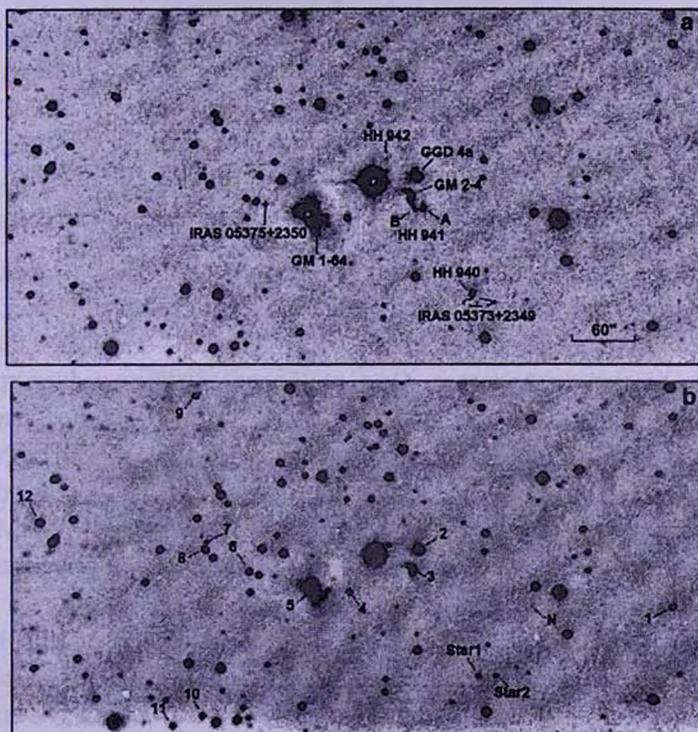


Рис.1. Изображение области, расположенной вокруг туманностей GM 2-4 и GM 1-64, полученные на 2.6-м телескопе с системой VuzFOSC-2: а) в фильтре [SII], б) в фильтре I.

изучили морфологию всех туманных объектов в рассматриваемой области. Кроме того, были выявлены три неизвестных ранее НН-объекта, координаты которых приводятся в табл.2. Вид изученной области в фильтрах [SII] и I показан на рис.1а и 1б; там же отождествлены описанные ниже объекты.

GM 1-64. Эта отражательная туманность состоит из яркого сферического ядра вокруг центральной звезды, от которого отходят несколько диффузных выступов, придающих объекту крестообразный вид и наводящих на мысль о его биполярной структуре. Эту идею поддерживает также существование двух секторов с особо сильным поглощением, примыкающих к туманности с северо-запада и юго-востока. Еще в [8] отмечалось, что центральная

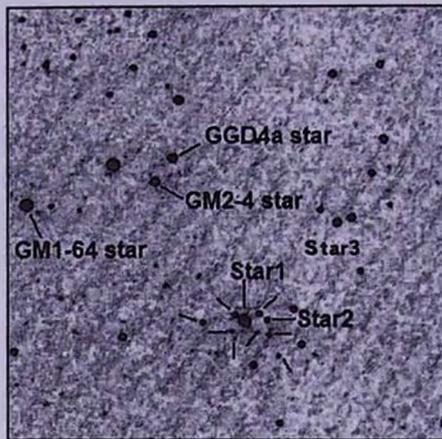


Рис.2. Центральная часть области в цвете *K*, согласно обзору 2MASS. Стрелками без названий отмечены слабые ИК-звезды, предположительно входящие в скопление вокруг СРМ 19 (star 1). Звезда сравнения (star 2) к нему не принадлежит.

звезда имеет спектральный класс *G* и эмиссию $H\alpha$. Наши данные подтверждают наличие эмиссии (звезда No.5 в табл.4, см. ниже). Следует отметить, что на всех картах 2MASS от этой звезды отходит к юго-западу вытянутое туманное волокно. Оно наиболее заметно в фильтре *K*, где имеет длину около 20" (см. рис.2). Слабые звезды в непосредственной близости от GM 1-64, судя по данным обзора 2MASS, являются фоновыми объектами. НН-объекты вблизи туманности в оптическом диапазоне обнаружить не удалось. Отметим, что к северо-востоку от GM 1-64 на расстоянии ~40" расположен источник IRAS 05375+2350, но его взаимосвязь с GM 1-64 и вообще с данной областью очень маловероятна.

GM 2-4 (GGD 4b). Прежде всего следует указать, что под названием GGD 4 сейчас фигурируют два близко расположенных объекта. Еще в работе [13], где впервые были определены точные координаты ряда туманностей из данного списка, объект, первоначально идентифицированный в статье [9] как GM 2-4, был обозначен как GGD 4b. Обозначение GGD 4a получила другая

небольшая туманность, находящаяся на $\sim 19''$ к северо-западу. Эти же обозначения использованы на карте отождествления в работе [14].

На DSS-1 и DSS-2 GM 2-4 выглядит как чисто туманный, очень красный объект в виде "запятой". Именно поэтому в [9] она была отнесена к кандидатам в НН-объекты. Однако GM 2-4 очень четко видна на наших изображениях в фильтре I, что указывает на ее отражательную природу. Также хорошо заметно, что эта туманная дуга огибает крошечное облачко с высоким поглощением. Крайне любопытно, что именно в центре этого поглощающего облачка на изображениях обзора 2MASS становится видимой звезда, особенно яркая в фильтре K. Туманность GM 2-4, по сути, оказывается освещенным краем околосредного пылевого сгустка, а полностью скрытая в оптическом диапазоне звезда 2MASS 05402868+2352304 - ее центральным источником. Она является эмиссионным объектом, поскольку на наших бесщелевых спектрограммах в отраженном спектре GM 2-4 наблюдается весьма заметная эмиссия $H\alpha$.

Расположенная несколько севернее туманность сферической формы GGD 4a также имеет отражательную природу. Ее центральная звезда поглощена в оптике значительно меньше, чем объект в GM 2-4, и тоже имеет эмиссию $H\alpha$ (звезда No.2 в табл.4, см. ниже).

НН 941 и НН 942. В непосредственной близости от туманности GM 2-4 нами обнаружены два НН-объекта: НН 941, состоящий из двух отдельных сгустков А и В, заметных даже на атласе DSS-2, и очень слабый НН 942. Эти объекты очень хорошо видны в фильтрах [SII] и $H\alpha$, но практически полностью отсутствуют в континууме (см. рис. 1a и 1b).

НН 940. На расстоянии $\sim 1.6'$ к юго-западу от GM 2-4 мы обнаружили еще один НН-объект НН 940 (рис. 1a). В лучах [SII] он имеет несколько

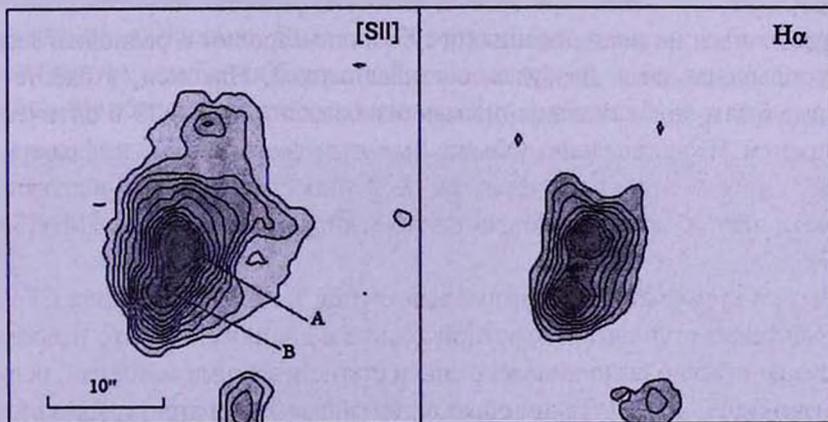


Рис.3. Структура объекта НН 940 в линиях [SII] и $H\alpha$. Отмечены сгустки А и В. Минимальный уровень изолиний соответствует интенсивности, превышающей среднюю величину фона на величину 3σ .

вытянутую кометообразную форму, в $N\alpha$ более компактен. В головной области НН 940 хорошо различимы две конденсации А и В, отмеченные на рис.3, где приводятся изолинии объекта в лучах [SII] и $N\alpha$. Заметно, что в лучах [SII] компонент В значительно слабее, чем А, однако в $N\alpha$ их яркость практически одинакова, что указывает на более высокий уровень возбуждения сгустка В.

Вопрос об источниках новых НН-объектов неочевиден. Так, симметричное расположение НН 941 и НН 942 относительно туманности GM 2-4 позволяет допустить, что ее центральная звезда и является их источником. Кроме того, НН 940 также находится на одной линии с НН 941, НН 942 и GM 2-4. Однако нельзя исключить иные возможности, поскольку в данной области есть и другие YSO, которые вполне могут быть источниками НН-истечений. Среди них первое место занимает CPM 19, который необходимо рассмотреть отдельно.

4. *CPM 19 и другие ИК-объекты.* Хотя CPM 19 является широко известным YSO, мы подробнее рассмотрим историю этого объекта ввиду некоторой путаницы, сопровождавшей его открытие и исследование. Как яркий источник в ближнем ИК, этот замечательный объект был обнаружен [16] после того, как несколько раньше практически в той же точке был найден H_2O мазер [13]. Вскоре в этом районе были замечены признаки биполярного молекулярного истечения в ^{12}CO , предполагаемым источником которого считался до этого оптически не отождествленный источник IRAS 05373+2349 [12]. Спустя еще несколько лет этот источник вновь наблюдался в ближнем ИК [14,15]; по второй из этих работ он и получил свое самое распространенное наименование (при этом, как ни странно, именно в этой работе его координаты были даны ошибочно, на что обратили внимание сами авторы). После этого интерес к данной области на несколько лет сосредоточился на исследованиях в субмиллиметровом и радиодиапазонах, на которых мы здесь не будем останавливаться. Наконец, в работе [17] впервые были опубликованы прямые изображения CPM 19 в оптическом и ближнем ИК-диапазоне. Объект был отождествлен как инфракрасная звезда, особенно яркая в фильтре K . Столь же ярким в диапазоне K является этот объект и на современных изображениях обзора 2MASS (см. рис.2).

Весьма примечательна компактная группа звезд, окружающая CPM 19, которая также становится заметной только в диапазоне K . Это небольшое скопление недавно было выявлено еще и статистическими методами, получив обозначение EC 10 [18]. Таким образом, ярчайшая звезда этого инфракрасного мини-скопления, имеющая координаты $\alpha = 05^h 40^m 24^s.3$; $\delta = 23^\circ 50' 55''$ (2000.0), и является объектом CPM 19 (он же IRAS 05373+2349), а вся группа явно находится на ранней эволюционной стадии. Потенциально не

только СРМ 19, но и любой другой звездный объект группы ЕС 10 (в работе [18] их было выделено семь), может быть источником НН 940.

При анализе изображений области нами был обнаружен важный и примечательный факт, доселе проходивший мимо внимания всех предыдущих авторов. Выяснилось, что звезда СРМ 19 временами хорошо видна в красном оптическом диапазоне и отличается весьма значительными колебаниями блеска. Для сравнения мы взяли слабую соседнюю звезду, также очень красного цвета; судя по ее J - H и H - K показателям цвета, она принадлежит к Главной последовательности. На наших рисунках они обозначены как Star 1 и Star 2 соответственно; в дальнейшем мы будем называть их "звезда 1" и "звезда 2". Обнаружив это, мы постарались отыскать все доступные изображения данной области. Результаты оказались очень любопытными.

На синей карте DSS-1 обе звезды, разумеется, отсутствуют. Но звезда 1 очень хорошо видна на R -карте DSS-1 (1951г.), в то время как звезда 2 по яркости остается ниже предела данного обзора. С этого же снимка POSS-1 сделана карта отождествления в работе [14], но сопоставить найденный ИК-источник с видимой звездой авторам, по-видимому, помешали неточные координаты. На снимке в фильтре i , полученном в 1986г. и приведенном в работе [15], звезда 1 и звезда 2 уже сравнимы, т.е. блеск звезды 1 начал слабеть. На R и I -картах DSS-2 (1990 и 1996г., соответственно) звезда 1, в отличие от звезды 2, совершенно неразличима, несмотря на значительно больший предел обзора по сравнению с DSS-1. Но уже наши изображения 1999 г. показывают, что блеск звезды 1 снова возрос и в фильтре I стал почти сравнимым с блеском звезды 2, а на узкополосных снимках в $[SII]$ и $H\alpha$ (т.е. сравнимых с фильтром R) звезда 1 слабее, чем 2, но видна отчетливо. Наконец, наши же изображения в фильтре I 2004г. однозначно указывают на дальнейшее возрастание блеска звезды 1 и его фактическое возвращение к уровню 50-х гг. Совершенно очевидно, что СРМ 19 демонстрирует колебания блеска в R и I амплитудой в несколько звездных величин. Наиболее характерные изображения, позволяющие проследить

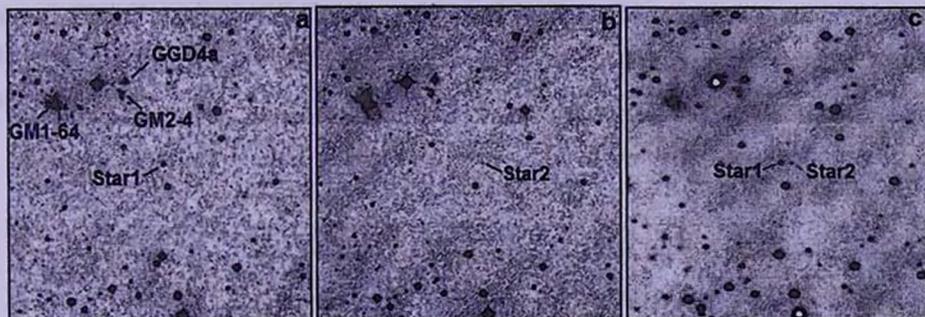


Рис.4. Вид области вокруг СРМ 19 (Star 1). а) DSS-1 (цвет R); б) DSS-2 (цвет R); в) Бюракан, 2,6-м телескоп с системой Scorpio, 2004 г. (цвет I). Ср. с рис.1б.

данные колебания, показаны на рис.4.

Подобными же колебаниями блеска СРМ 19 можно было бы объяснить большие расхождения в данных ближней ИК-фотометрии, однако на деле сопоставление ранних результатов [14] и [15], проводившихся с диафрагмами значительного размера, и фотометрии 2MASS не очень корректно. Фотометрические данные в работе [15] к тому же могут быть отягощены ошибками ввиду неправильного отождествления, однако поскольку в окрестностях СРМ 19 нет других сравнимых по яркости ИК-источников, их все же стоит принять во внимание. В табл.3 мы свели вместе результаты ИК-фотометрии СРМ 19, которые будут рассмотрены ниже.

Таблица 3

РЕЗУЛЬТАТЫ ИК-ФОТОМЕТРИИ

Автор	<i>J</i>	<i>J - H</i>	<i>H - K</i>
Карбалло и др, 1988 [14]	11.46	1.58	2.32
Кэмпбелл и др., 1989 [15]	14.43	3.01	2.65
2MASS, 1999	16.67	3.87	2.84

Наконец, следует обратить внимание еще на один ИК-источник, расположенный к северо-западу от СРМ 19 и обозначенный на рис.2 как Star 3. Его координаты: $\alpha = 05^{\text{h}}40^{\text{m}}19^{\text{s}}.6$; $\delta = 23^{\circ}52'03''$. На картах 2MASS он особенно резко выделяется в цвете *K* (объект 2MASXJ 05401954+2352033), а его фотометрические параметры ($J = 16.84$; $J - H = 2.17$; $H - K = 2.46$) напоминают СРМ 19 и характерны для очень молодых звездных объектов класс 1 (см. обсуждение ниже). Любопытно, что рядом с ним на снимках в *I* (как на наших изображениях, так и в работе [15]) заметно очень слабое туманное пятно (обозначено как N, см. рис.1b). Этот туманный объект вряд ли может быть галактикой, поскольку отсутствует на изображениях 2MASS. Какое отношение Star 3 имеет к этой крошечной туманности и является ли она возбуждающим источником какого-либо из HH-объектов, пока не известно.

4. Звезды с эмиссией $\text{H}\alpha$. В ходе наших наблюдений в исследуемой области с помощью бесщелевой спектроскопии нами было выявлено 12

Таблица 4

КООРДИНАТЫ ВЫЯВЛЕННЫХ ОБЪЕКТОВ

№	RA(2000)	Dec(2000)	№	RA(2000)	Dec(2000)
1	05 ^h 40 ^m 11 ^s .6	23° 51' 50"	7	05 ^h 40 ^m 41 ^s .7	23° 52' 58"
2	05 40 28.0	23 52 46	8	05 40 41.8	23 52 50
3	05 40 28.4	23 52 27	9	05 40 42.3	23 55 05
4	05 40 32.6	23 52 10	10	05 40 42.3	23 50 26
5	05 40 35.1	23 52 14	11	05 40 44.2	23 50 18
6	05 40 39.0	23 52 30	12	05 40 52.5	23 53 17

неизвестных ранее звезд с $\text{H}\alpha$ эмиссией. Ниже, в табл.4 приводятся координаты этих объектов, которые определялись по изображениям цифрового атласа неба DSS-2 с помощью программы FITSVIEW. Для удобства отождествления все эмиссионные звезды отмечены как на рис.1b, так и на рис.5, где показаны бесщелевые спектры объектов в исследуемой области.

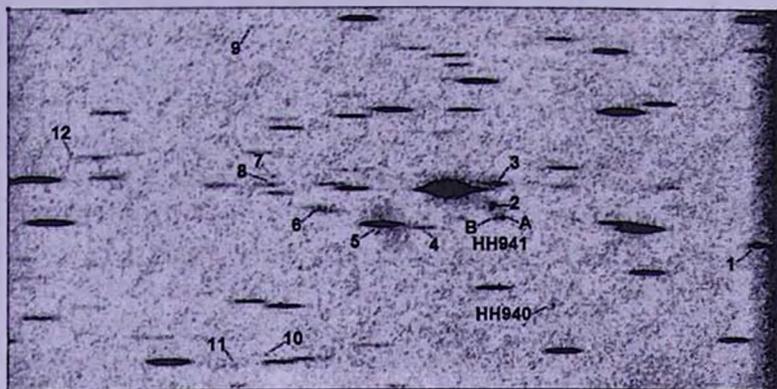


Рис.5. Бесщелевые спектры объектов в изученной области, полученные на 2.6-м телескопе с системой VууFOSC-2. Отмечены звезды с эмиссией $\text{H}\alpha$ и НН-объекты.

Эмиссионные звезды распределены по полю исследуемой области неравномерно и имеют тенденцию концентрироваться в окрестностях туманностей. Непосредственно в центральной области, площадью ~ 10 кв. угл. мин расположено 7 из 12 эмиссионных объектов, что составляет $\sim 58\%$, в то время как эта область по площади составляет всего лишь $\sim 17\%$ от всего рассматриваемого региона. Отметим также, что объект 3 фактически является не звездой, а отражательной туманностью GM 2-4. На рис.5 хорошо заметны также все НН-объекты. К сожалению, блеск СРМ 19 оказался ниже предела нашего бесщелевого спектрографа.

5. Обсуждение и итоги. Даже без привлечения многочисленных дополнительных свидетельств, полученных в радио и субмиллиметровом диапазонах, вышеизложенные результаты однозначно указывают на активное звездообразование в данной области.

С целью более подробного анализа эволюционного положения обнаруженных объектов мы построили для них диаграмму $J - H/H - K$ (рис.6). Звездные величины в диапазонах JHK заимствованы из базы данных обзора 2MASS и преобразованы в фотометрическую систему CIT [19]. Линии покраснения построены с использованием соотношения коэффициентов межзвездного поглощения, представленных в работе [20].

Прежде всего отметим, что большинство эмиссионных звезд (1, 2, 5, 6, 7, 10, 11), в том числе и центральные объекты туманностей GGD 4a и GM1-64, расположены вдоль локуса звезд Т Тау [21], и являются

вероятными кандидатами в классические звезды Т Тау (CTTS). Нахождение большинства этих Т Тау звезд выше локуса однозначно объясняется межзвездным поглощением. Используя метод наименьших квадратов, мы оценили его для этой группы звезд в $A(V) \approx 3$. Звезды 8 и 9 расположены

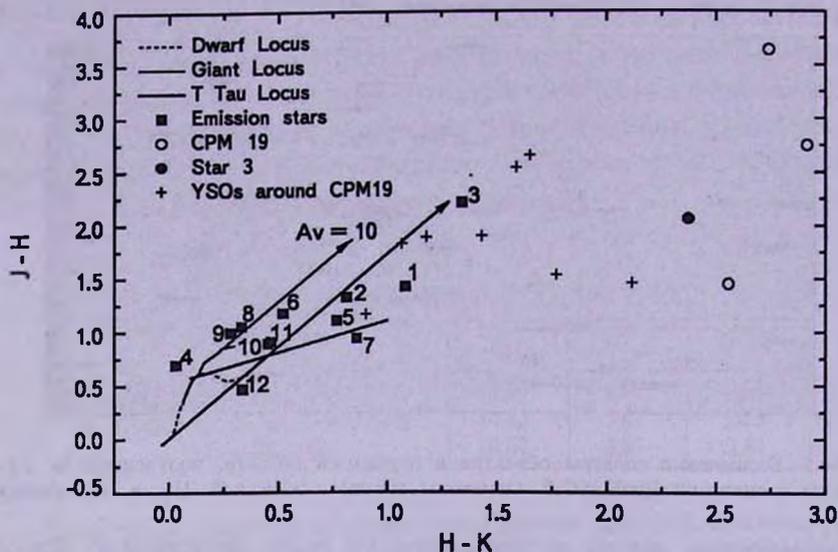


Рис.6. $J-H/H-K$ диаграмма для YSO объектов и звезд с H α эмиссией. Локус звезд Т Тау - [21]; ветви карликов и гигантов, согласно работе [26].

ближе остальных к Главной последовательности и могут рассматриваться как покрасневшие Т Тау звезды со слабой эмиссией (WTTS). Звезда 12 расположена практически на Главной последовательности и находится на краю исследуемого поля в зоне с низким поглощением. Отклонение влево от Главной последовательности звезды 4 можно объяснить наличием оптически тонкой газопылевой оболочки [22,23].

Среди объектов, выделяющихся своим положением на диаграмме, отметим эмиссионную звезду 3, которая, как уже указывалось выше, является невидимой напрямую центральной звездой туманности GM 2-4. Как видно из рис.6, она имеет значительно большее покраснение, чем другие звезды, что однозначно подтверждает присутствие плотной околозвездной оболочки. На диаграмме показаны также положения CPM 19 согласно данным 2MASS, [14] и [15]. Несмотря на заметный их разброс, CPM 19 все время остается в области, характерной для очень молодых звездных объектов (класс 1), которые принято считать аккрецирующими протозвездами [24, 25]. Примечательно, что и вышеописанный ИК-объект звезда 3 находится в той же области диаграммы и, скорее всего, принадлежит к тому же классу.

Кроме того, мы нанесли на диаграмму $J-H/H-K$ положения слабых звезд инфракрасного скопления EC 10. Данные JHK -фотометрии показали, что,

помимо СРМ 19, еще 8 звезд, отмеченных на рис.2, с большой вероятностью являются PMS-звездами. На рис.6 видно, что эти звезды, отмеченные крестиками, в основном расположены далеко вправо от линий покраснения Главной последовательности. Это явно указывает на присутствие оптически толстых газопылевых оболочек и подтверждает молодость этих звезд.

Подводя итоги, можно сказать, что в рассмотренной области общей площадью 11×5.5 угл. мин удалось выявить немалое число молодых нестационарных объектов. Фактически вся зона захвачена процессом звездообразования. Более того, полученные данные позволяют допустить, что волна звездообразования движется в юго-западном направлении, от уже хорошо видимых в оптике PMS-звезд, часть из которых подсвечивает отражательные туманности, к глубоко погруженным в темные облака объектам, еще окутанным плотными пылевыми оболочками.

С целью прояснить дальнейшую картину происходящего мы предприняли новые наблюдения в ближнем ИК-диапазоне. Полученные результаты оказались крайне интересными, позволив выявить, в частности, мощные коллимированные потоки, видимые в линиях молекулярного водорода. Эти данные будут подробно описаны в следующей статье.

Особый интерес вызывает также обнаруженная нами оптическая видимость и сильная переменность источника СРМ 19. В сущности, она идет вразрез с самим определением объектов "класс 1" как излучающих практически только в ИК-диапазоне [24]. Конечно, можно допустить, что на деле СРМ 19 представляет собой очень тесную группировку ИК-источников в скоплении, неразрешаемую в оптике, но переменность большой амплитуды, по-видимому, этому противоречит. Если же СРМ 19 к данному классу вообще не относится, то он может являться либо объектом большой массы и светимости, фактически ОВ-звездой, уже разрушающей свой пылевой кокон (а ее переменность может объясняться двойственностью?), либо эруптивным объектом типа FU Ori. В любом из этих случаев объект СРМ 19 представляет немалую важность для понимания картины происходящего, и необходимо продолжать его оптические исследования.

В работе использованы данные обзора 2MASS, который является совместным проектом Университета Массачусетса и Центра обработки и анализа инфракрасных данных (IPAC) Калифорнийского Технологического Института.

¹ Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: e1epa@bao.sci.am

² Центр астрономии Национального Университета Ирландии, Галуэй, Ирландия

SEARCH OF HH OBJECTS AND EMISSION-LINE
STARS IN THE STAR FORMING REGIONS. VI.
HERBIG-HARO OBJECTS AND EMISSION STARS IN
THE VICINITY OF GM 1-64 AND GM 2-4 NEBULAE

Е.Н.НИКОГОССИАН¹, Т.Ю.МАГАКИАН¹, Т.А.МОВСЕССИАН¹,
Т.КХАНЗАДЯН²

3 new HH objects and 12 emission-line stars, mainly of T Tau type, are found in the direction of the galactic anticenter in the vicinity of GM 1-64 and GM 2-4 nebulae. These two nebulae are of cometary nature, being illuminated by emission stars. The central star of GM 2-4 is surrounded by dense dust envelope and is visible only in IR. In the same area two bright IR stellar sources are located, which can belong to young stars of Class 1. One of them (CPM 19) is surrounded by compact group of fainter PMS objects. It is found that CPM 19 is well visible in the optical range and demonstrates significant brightness variations.

Key words: *Stars:emission-line:formation - individual: CPM 19:*
Herbig-Haro objects:GM 1-64, GM 2-4

ЛИТЕРАТУРА

1. *B.Reipurth*, in "Handbook of Star Forming Regions", v.I, ASP Monographs, No.4, San Francisco, 2008, p.xviii (preface).
2. *E.A.Lada, K.M.Strom, P.C.Myers*, in "Protostars and Planets III", (eds. E.H.Levy, J.I.Lunine), The University of Arizona Press, Tucson, 1993, p.245.
3. *L.A.Hillenbrand*, *Astron. J.*, **113**, 1733, 1997.
4. *J.B.Soaes, E.Bica, A.V.Ahumada, J.J.Clariá*, *Astron. Astrophys.*, **478**, 419, 2008.
5. *Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян, Е.Г.Никогосян*, *Астрофизика*, **51**, 15, 2008.
6. *Т.А.Мовсесян, Т.Ю.Магакян, Е.Г.Никогосян, Дж.Балли*, *Астрофизика*, **51**, 219, 2008.
7. *А.Л.Гюльбудагян, Т.Ю.Магакян*, *Письма в Астрон. ж.*, **3**, 113, 1977.
8. *М.Сopen*, *Astron. J.*, **85**, 29, 1980.
9. *А.Л.Гюльбудагян, Т.Ю.Магакян*, *Докл. АН Арм. ССР*, **64**, 104, 1977.
10. *A.L.Gyulbudaghian, Y.I.Glushkov, E.K.Denusyuk*, *Astrophys. J.*, **224**, L137, 1978.
11. *A.Kawamura, T.Onishi, Y.Yonekura et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **117**, 387, 1998.
12. *F.Casoli, G.Dupraz, M.Gerin, F.Combes, F.Boulanger*, *Astron. Astrophys.*, **169**, 281, 1986.

13. *L.F.Rodrigues, J.N.Moran, P.T.P.Ho, E.W.Gottlieb*, *Astrophys. J.*, 235, 845, 1980.
14. *R.Carballo, C.Eiroa, A.Mampaso*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 232, 497, 1988.
15. *B.Campbell, S.E.Persson, K.Matthews*, *Astron. J.*, 98, 643, 1989.
16. *T.Simon, R.R.Joyce*, *Astrophys. J.*, 265, 864, 1983.
17. *E.A.Magnier, A.W.Volp, K.Laan, M.E. van den Ancker, L.B.F.M.Waters*, *Astron. Astrophys.*, 352, 228, 1999.
18. *M.S.N.Kumar, E.Keto, E.Clerkin*, *Astron. Astrophys.*, 449, 1033, 2006.
19. *J.M.Carpenter*, *Astron. J.*, 121, 2851, 2001.
20. *J.G.Cohen, J.A.Frogel, S.E.Persson, J.H.Elias*, *Astrophys. J.*, 249, 481, 1981.
21. *M.R.Meyer, N.Calvet, L.A.Hillenbrand*, *Astron. J.*, 114, 288, 1997.
22. *C.Aspin, G.Sandell, A.P.G.Russell*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 106, 165, 1994.
23. *R.Chini, E.Krugel, W.R.Wargau*, *Astron. Astrophys.*, 265, 45, 1992.
24. *B.A.Wilking, C.J.Lada*, *Astrophys. J.*, 274, 698, 1983.
25. *S.J.Kenyon, B.A.Whitney, M.Gomez, L.Hartmann*, *Astrophys. J.*, 414, 773, 1993.
26. *M.S.Bessell, J.M.Brett*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 100, 1134, 1988.

ПЯТЕННАЯ И ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ
КАРЛИКОВОЙ СИСТЕМЫ CM Dra

А.В.КОЖЕВНИКОВА, М.А.СВЕЧНИКОВ, В.П.КОЖЕВНИКОВ

Поступила 3 июня 2009

Принята к печати 17 сентября 2009

Приводится анализ пятенной активности карликовой системы CM Dra (dM4.5+dM4.5) на основе новых фотометрических наблюдений, полученных весной 2005г. на многоканальном фотометре и 70-см телескопе АО УрГУ. Построенная кривая блеска системы показала наличие вращательной модуляции блеска с малой амплитудой $0^m.016$, обусловленной холодными пятнами, аналогичными солнечным. Определена долгота максимальной запытенности ($263^\circ \pm 4^\circ$), расположенная перпендикулярно линии центров компонентов. На основе сравнения с нашими предыдущими наблюдениями 1996 и 1997г., а также с имеющимися опубликованными данными, выявлено, что в разные эпохи максимум запытенности наблюдается на полусфере главного компонента, обращенной к вторичному компоненту, смещенной на 30° относительно линии центров по направлению вращения звезды. Это может свидетельствовать о роли приливных эффектов в формировании магнитной активности CM Dra. Отмечается группирование вспышек по времени даже при долговременных наблюдениях, что, по-видимому, связано с прохождением больших активных областей по диску звезды, и может свидетельствовать о возможной цикличности активности CM Dra.

Ключевые слова: *звезды:пятенная активность - объект:CM Dra*

1. *Введение.* Многие звезды поздних спектральных классов проявляют активность, аналогичную солнечной. На них, как и на Солнце, наблюдаются холодные фотосферные пятна, вспышки, хромосферные эмиссионные линии, рентгеновское и радиоизлучение [1]. Вызывают такую активность магнитные поля, которые генерируются во внешних конвективных зонах этих звезд. Отличительной чертой наблюдаемых проявлений звездной активности является тот факт, что их энергетика на несколько порядков превышает аналогичные явления на Солнце. Детальное изучение явлений звездной активности позволяет исследовать структуру магнитных полей, что имеет большое значение для развития теории звездного магнетизма и возможности проверки моделей солнечного динамо-механизма.

Известно несколько типов запытенных звезд различных масс находящихся на различных стадиях эволюции, но при этом имеющих конвективные оболочки. Один из таких классов представляют звезды типа BY Dra - это маломассивные карликовые звезды, на которых наблюдаются вспышки, обнаруживаются холодные пятна, регистрируются сильные магнитные поля до нескольких килогаусс [2]. К звездам этого типа принадлежит двойная затменная система CM Dra, состоящая из полностью конвективных карликовых

компонентов (dM4.5 + dM4.5) [3]. Признаки активности солнечного типа в этой системе - вспышки и холодные пятна, были обнаружены в 1977г. при фотометрическом и спектральном мониторинге звезды [4]. Эта система интересна еще и тем, что она является самой маломассивной затменной переменной, компоненты которой находятся на Главной последовательности, из известных в настоящее время. Оба компонента системы имеют массы меньше, чем 0.25 массы Солнца, видимая звездная величина в полосе *V* составляет 12^m.9, орбитальный период равен 1.27 суток. Система является подходящим объектом для поиска внесолнечных планет методом планетных прохождений, так как имеет малые размеры компонентов и наклонение орбиты, равное почти 90°. Поэтому система интенсивно наблюдалась в рамках программы ТЕР (Transit of Extrasolar Planets) в течение ряда лет в нескольких обсерваториях, в том числе и в астрономической обсерватории УрГУ [5,6]. В настоящее время работа по обнаружению третьего тела в системе продолжается с помощью исследования моментов минимумов затмений [7,8].

Пятенная активность CM Dra исследована недостаточно хорошо. Отчасти это может быть связано с малой амплитудой вращательной модуляции блеска, вызываемой пятнами при вращении звезды вокруг оси. Малую амплитуду этих вариаций можно обнаружить лишь при условии достаточно высокой точности фотометрических наблюдений. При наблюдениях системы в 1977г. Лейси [4] впервые была обнаружена вращательная модуляция блеска с малой амплитудой и отмечен низкий темп вспышечной активности этой системы, равный 0.05 всп./час. Низкий темп вспышечной активности отмечен также в работе Дега и др. [5]. В наших продолжительных наблюдениях в 1996-1997гг. (155 наблюдательных часов) также была зарегистрирована вращательная модуляция блеска, и был отмечен пониженный уровень вспышечной активности [9,10]. Сравнение с результатами Лейси показало, что положение пятен существенно сместилось за 20 лет - почти на треть орбитального периода. Однако было неясно, как именно меняется запятненность звезды со временем, есть ли предпочтительные направления, где чаще формируются пятна или вспышки. Для решения этих вопросов мы провели дополнительные наблюдения системы в 2005г.

В данной работе мы представляем результаты новых фотометрических наблюдений системы CM Dra и проводим анализ изменения запятненности системы с течением времени. Также представлены новые результаты вычисления энергии вспышек, зарегистрированных нами ранее на CM Dra и обсуждаются особенности вспышечной активности этой системы.

2. Наблюдения.

2.1. *Методика наблюдений.* Как продолжение наблюдательной программы CM Dra, начатой нами в 1996г. [9], весной 2005г. были проведены новые фотометрические наблюдения этой системы. Наблюдения

были получены в течение 14 ночей в марте, апреле и мае на 70-см телескопе и многоканальном фотометре Астрономической обсерватории Уральского государственного университета. Данные о времени и продолжительности наблюдений представлены в табл.1.

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ CM Drg

Дата 2005г.	Период наблюдений, Юлианские даты HJD = 2453000+...	Длительность, часы
26 марта	456.1922 - 456.4796	6.9
1 апреля	462.2554 - 462.4983	5.8
8 апреля	469.2482 - 469.4704	5.4
10 апреля	471.2416 - 471.4772	5.7
11 апреля	472.2159 - 472.4693	6.1
15 апреля	476.2422 - 476.4674	5.4
27 апреля	488.2615 - 488.4392	4.3
28 апреля	489.2500 - 489.4381	4.5
30 апреля	491.2645 - 491.4290	4.0
7 мая	498.2621 - 498.4221	3.8
10 мая	501.2621 - 501.3984	3.3
12 мая	503.2797 - 503.4041	3.0
13 мая	504.2800 - 504.4030	3.0
14 мая	505.2766 - 505.3966	2.9

Многоканальный фотометр, применявшийся в наблюдениях, позволяет одновременно измерять световые потоки двух звезд и фона неба в течение всей ночи. Такая методика повышает точность получаемых наблюдательных данных в нефотометрических условиях [11]. В наблюдениях использовалась разработанная в УрГУ автоматическая система регистрации данных и управления телескопом и фотометром, обеспечивающая автоматическую смену фильтров, микрометрические движения телескопа и автоматическое офсетное гидирование с использованием ПЗС-системы [12].

CM Drg и звезда сравнения HD 150172 [5] наблюдались с использованием диафрагм 16", а фон неба измерялся в диафрагме размером 30". Используемые для измерений звезд фотоумножители термостатировались с точностью ± 0.5 , что обеспечивало стабильность относительной светочувствительности каналов фотометра на уровне тысячных долей звездной величины в течение всего периода наблюдений звезды. Стабильность светочувствительности каналов контролировалась путем поочередных измерений звезды сравнения в первом и втором канале фотометра перед началом основных наблюдений. Светочувствительность канала фона по отношению к каналам звезд определялась периодически каждые 34 мин путем кратковременного вывода звезд из диафрагм и измерения фона во всех трех каналах одновременно.

Затем зависимости светочувствительности каналов по отношению к фону аппроксимировались многочленом второй степени и отсчеты фона вычитались из отсчетов звезд. Разность звездных величин CM Dга и звезды сравнения находилась также с учетом разности световой чувствительности каналов фотометра. Дифференциальная фотометрия проводилась в фильтре R , чтобы обеспечить минимальное влияние дифференциальной экстинкции, вызванной большой разницей цветов CM Dга и звезды сравнения (в окрестностях CM Dга нет звезд, близких по цвету). Средняя квадратичная ошибка одного измерения при времени интегрирования сигнала 128 с не превышает $0^m.007$.

2.2. Анализ кривой блеска. Для построения орбитальной кривой блеска использовалась эфемерида из работы [5]:

$$\text{HJD} = 2449830.756967 + 1.268389851 E.$$

Построенная кривая блеска CM Dга в полосе R , свернутая с орбитальным периодом, приведена на рис.1. Каждая точка кривой блеска является результатом усреднения 5-6-ти 128-секундных экспозиций оценок блеска, полученных в разные ночи. На кривой блеска хорошо видны два глубоких

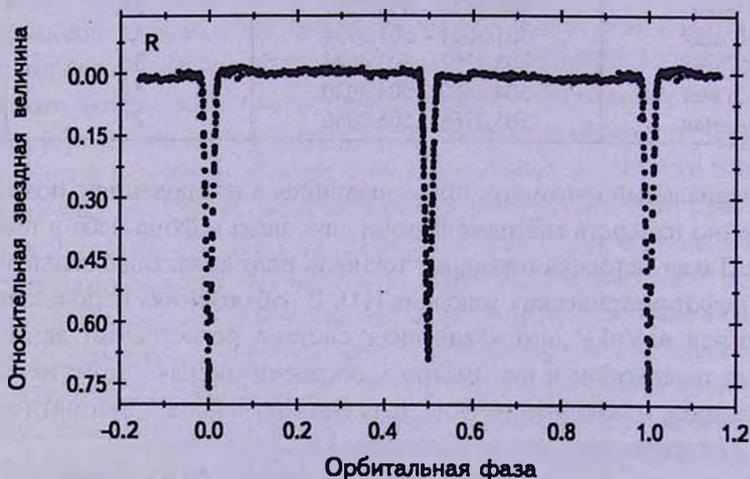


Рис.1. Кривая блеска системы CM Dга в полосе R , полученная по наблюдениям 2005г., свернутая с орбитальным периодом. Каждая точка кривой является результатом усреднения 5-6 оценок блеска, полученных в разные ночи.

и узких затменных минимума, которые указывают на высокую степень разделенности компонентов системы. Минимумы имеют почти одинаковую глубину: глубина главного минимума составляет $0^m.75$, а вторичного - $0^m.68$. На кривой блеска также видна вращательная модуляция с малой амплитудой, которая вызвана наличием на звезде темных холодных пятен, аналогичных солнечным.

Наличие запятненности в фотосферах хромосферно-активных звезд проявляется на кривых блеска в виде вращательной модуляции [13]. Минимум

этой модуляции соответствует положению максимальной запытенности по долготе. Как было показано в работе Вивекананды Рао и Сарма [14], аппроксимация этой модуляции двумя первыми гармониками ряда Фурье с помощью метода наименьших квадратов хорошо описывает изменения блеска и позволяет определять амплитуды модуляции и фазы минимумов внезатменного блеска. Такую аппроксимацию мы использовали для определения амплитуды вращательной модуляции и фазы минимума блеска CM Dra. Поскольку оценки блеска звезды сравнения в полосе R отсутствуют, то долговременную кривую блеска, которая бы показывала изменения среднего блеска звезды от сезона к сезону, связанные с вариацией геометрии пятен, построить затруднительно. Таким образом, мы можем анализировать только относительный блеск CM Dra. Кривая блеска в увеличенном масштабе с исключенными затменными минимумами представлена на рис.2. Сплошной линией показана аппроксимация вращательной модуляции блеска.

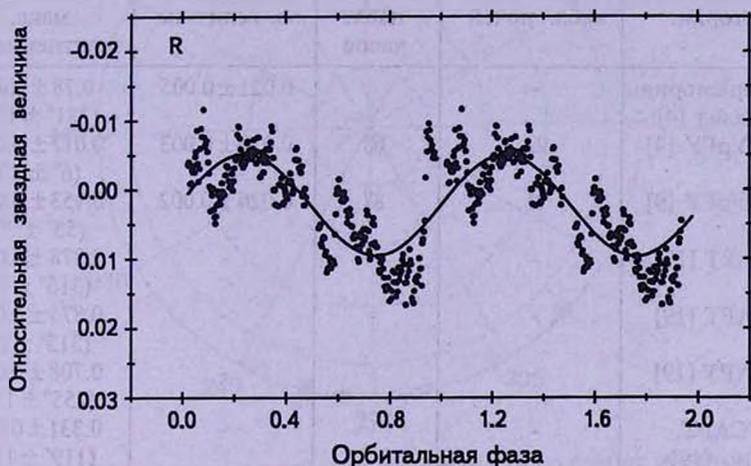


Рис.2. Кривая блеска CM Dra в увеличенном масштабе с исключенными затменными минимумами и аппроксимация вращательной модуляции блеска (сплошная линия).

3. Результаты.

3.1. Пятенная активность. Из анализа кривой блеска мы определили амплитуду вращательной модуляции, равную $0^m.016$, и фазу максимальной запытенности, которая соответствует орбитальной фазе 0.73. Принято считать, что в активных двойных звездах поздних спектральных классов типа BY Dra и RS CVn, пятна располагаются в основном на главном, более ярком компоненте [15-17]. В противном случае, звездные пятна не смогли бы дать достаточный фотометрический эффект на кривой блеска. В соответствии с этим мы также будем предполагать, что пятна, в основном, находятся на главном компоненте системы CM Dra. Кроме того, CM Dra является старой системой и считается синхронизованной благодаря приливному действию компонентов [18], поэтому орбитальные

фазы можно считать жестко связанными с долготами пятен на главном компоненте, считая, что нулевой орбитальной фазе соответствует долгота 0° .

В табл.2 приведены амплитуды вращательной модуляции блеска CM Dra, а также долготы максимумов запятненности главного компонента по нашим наблюдениям 1996, 1997 и 2005гг. [9,10]. Здесь же приведены данные двух других работ, в которых содержатся сведения о долготе пятен [4,19]. В частности, в недавней работе Моралеса и др. [19] было проведено решение ряда кривых блеска CM Dra, полученных в 1996-2003гг., с целью поиска элементов орбиты с помощью программы Вилсона-Девиннея. При анализе были определены также и параметры пятен, в частности долготы.

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ МОДУЛЯЦИИ БЛЕСКА CM Dra

Сезон наблюдений, обсерватория	Кол-во набл. ночей	Кол-во набл. часов	Амплитуда, зв. величина	Долгота макс. запятненности
1976, Обсерватория Мак Дональд [4]	-	-	0.021 ± 0.005	0.78 ± 0.03 ($281^\circ \pm 11^\circ$)
1996, АО УрГУ [9]	22	68	0.020 ± 0.003	0.017 ± 0.023 ($6^\circ \pm 8^\circ$)
1997, АО УрГУ [9]	21	87	0.026 ± 0.002	0.153 ± 0.009 ($55^\circ \pm 3^\circ$)
1997, FCAPT [19]	-	-	-	0.878 ± 0.019 ($316^\circ \pm 7^\circ$)
1998, FCAPT [19]	-	-	-	0.875 ± 0.019 ($315^\circ \pm 7^\circ$)
1999, FCAPT [19]	-	-	-	0.708 ± 0.031 ($255^\circ \pm 11^\circ$)
1999, FCAPT, 2-е пятно [19]	-	-	-	0.331 ± 0.031 ($119^\circ \pm 11^\circ$)
2001, FCAPT [19]	-	-	-	0.825 ± 0.022 ($297^\circ \pm 8^\circ$)
2005, АО УрГУ (данная работа)	14	64	0.016 ± 0.003	0.732 ± 0.011 ($263^\circ \pm 4^\circ$)

Как видно из табл.2, фаза и амплитуда вращательной модуляции изменяются с течением времени, что может быть связано с вариациями площади и расположения звездных пятен. В 1996г. область наибольшей запятненности находилась на лицевой стороне главного компонента на долготе, лежащей вблизи линии центров 0.017 (6°), в 1997г. - на долготе 0.153 (55°). В 2005г. фаза максимальной запятненности оказалась близка к значению, полученному Лейси почти 30 лет назад: наибольшая запятненность наблюдалась на фазе 0.732 (263°) (в наблюдениях Лейси пятна располагались вблизи фазы 0.78). Таким образом, в оба этих сезона пятна были расположены практически перпендикулярно линии центров.

На рис.3 показаны долготы максимумов запятненности по данным всех авторов. Как видно из рисунка, пятна во все эпохи расположены преимущественно в одной полусфере, обращенной к вторичному компоненту, ось которой смещена относительно линии центров на 30° в направлении вращения звезды. Интересно, что наибольшая концентрация пятен наблюдается вблизи долготы 288° . Следует отметить, что значение долготы 119° выпадает из общей зависимости, что, возможно, связано с тем, что на этой долготе находилось второстепенное пятно в один и тот же наблюдательный сезон, главное же пятно имеет долготу 255° [19].

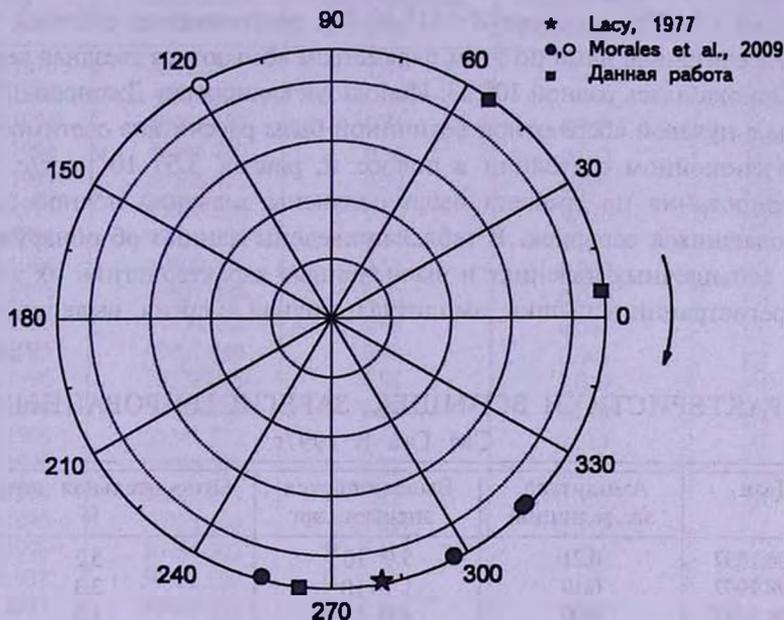


Рис.3. Распределение максимумов запятненности по долготе на главном компоненте системы CM Dra.

Предпочтительное образование пятен в одной полусфере может быть связано с приливным влиянием вторичного компонента. Однако ярко выраженные активные долготы, подобные тем, которые наблюдаются во многих системах типа RS CVn (см., например, [20,21]), на CM Dra не обнаруживаются. Это можно объяснить тем, что CM Dra очень маломассивная и менее тесная система (массы компонентов меньше $0.25 M_\odot$, большая полуось составляет почти 15 радиусов звезды [9]), в отличие от систем типа RS CVn, поэтому действие вторичного компонента оказывается недостаточным для образования стойких избранных направлений, на которых появляются пятна. Но, тем не менее, влияние вторичного компонента на главный компонент все же есть, следствием чего, видимо, является образование пятен предпочтительно в одной полусфере, обращенной к вторичному компоненту.

3.2. *Вспышки и циклическая активность.* Хромосферная активность системы CM Drg проявляется не только наличием пятен, но еще и присутствием вспышек. В наших предыдущих наблюдениях были обнаружены четыре вспышки в отдельные ночи 1997г. [9]. В 1996 и в 2005гг. ни одной вспышки не было зарегистрировано. Полная энергия вспышек была вычислена согласно стандартной методике, описанной в работе Моффета [22] и применялась нами при вычислении энергии вспышки другой хромосферно-активной звезды WY Sps [23]. При вычислении энергии вспышек использовались следующие характеристики звезды: звездная величина CM Drg в полосе $R=11^m.07$ [5], расстояние до системы 14.7 пк [24]. Рассчитанная нами по этим параметрам абсолютная звездная величина CM Drg оказалась равной $10^m.23$. Используя калибровку Джонсона [25] для звезды с нулевой абсолютной величиной была рассчитана светимость CM Drg в спокойном состоянии в полосе R , равная $3.57 \cdot 10^{30}$ эрг/с. Путем интегрирования по времени были получены значения полной энергии наблюдавшихся вспышек. В табл.3 приведены данные об обнаруженных нами вспышечных явлениях и вычисленные характеристики их энергии: дата регистрации вспышки, амплитуда, полная энергия, выделившаяся в

Таблица 3

ХАРАКТЕРИСТИКИ ВСПЫШЕК, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ НА CM Drg В 1997г.

Дата	Амплитуда, зв. величина	Выделившаяся энергия, эрг	Относительная энергия, %
07.04.1997	0.21	$5.9 \cdot 10^{32}$	5.2
09.08.1997	0.10	$1.7 \cdot 10^{32}$	3.3
29.08.1997	0.03	$4.0 \cdot 10^{31}$	1.3
06.09.1997	0.21	$3.4 \cdot 10^{32}$	6.2

течение вспышки, а также относительная энергия в процентах, равная отношению энергии, излученной во вспышке, к энергии звезды за суммарное время вспышки. Полученная энергия вспышек составила от $4.0 \cdot 10^{31}$ до $5.9 \cdot 10^{32}$ эрг, что вполне характерно для красных вспыхивающих звезд типа BY Drg и UV Cet [26].

На системе CM Drg вспышки регистрировались и ранее. Большинство авторов отмечали низкий темп вспышечной активности, от 0.02 до 0.057 всп./час [4,27,28,5,9,29]. Такая низкая частота вспышек подтверждает принадлежность CM Drg к населению II типа, как впервые предположил Лейси [4]. В табл.4 приведены характеристики всех наблюдавшихся вспышек за всю историю наблюдений, а на рис.4 показаны амплитуды зарегистрированных вспышек на CM Drg в зависимости от времени.

Важно отметить, что все вспышки на CM Drg наблюдались группами,

а не были равномерно распределены по всему времени наблюдений. В частности, в наших наблюдениях в 1996-1997гг. общей длительностью 155 часов три из четырех вспышек были зарегистрированы в течение месяца, с 9 августа по 6 сентября 1997г. Четвертая вспышка произошла в апреле, в самом начале наблюдательного сезона, т.е. возможно, предыдущие вспышечные события были пропущены. В наблюдениях Нельсона и Катона длительностью 105

Таблица 4

ДАННЫЕ О ВСПЫШКАХ НА CM Dra С 1976 ПО 2006гг.

Дата	Юл. Дата, 2400000+...	Длительность, часы	Амплитуда, зв. величина	Ссылка
14.05.1976	42912.875	1.01	0.07	[4]
09.07.1985	46255.66	≥ 1.89	?	[27]
11.05.1994	49483.587	0.51	0.023	[5]
23.05.1994	49495.780	0.86	0.017	[5]
29.07.1994	49563.475	0.72	0.027	[5]
30.07.1994	49563.505	0.60	0.026	[5]
02.09.1994	49598.396	0.84	0.018	[5]
04.09.1994	49600.379	0.51	0.030	[5]
05.09.1994	49601.409	0.60	0.050	[5]
16.05.1995	49854.495	0.60	0.046	[5]
22.06.1995	49891.440	0.48	0.041	[5]
04.06.1996	50238.848	0.84	0.020	[5]
09.06.1996	50243.757	0.60	0.020	[5]
09.06.1996	50243.872	0.41	0.013	[5]
10.06.1996	50244.510	0.72	0.018	[5]
28.06.1996	50262.615	0.22	0.025	[5]
28.06.1996	50263.464	0.62	0.047	[5]
29.06.1996	50263.502	0.43	0.035	[5]
02.02.1997	50482.280	1.80	0.06	[28]
07.04.1997	50546.458	1.54	0.21	[9]
09.08.1997	50670.458	1.18	0.10	[9]
29.08.1997	50690.496	0.36	0.03	[9]
06.09.1997	50698.493	0.58	0.21	[9]
23.05.2006	53878.848	1.01	0.23	[29]
24.05.2006	53879.784	>2.25	0.04	[29]
24.05.2006	53879.808	>2.25	0.08	[29]
24.05.2006	53879.836	>2.25	0.09	[29]
27.06.2006	53883.702	0.58	0.02	[29]
27.06.2006	53883.853	>0.67	0.02	[29]

часов [29] все 6 вспышечных событий произошли в течение шести дней - примерно за 4 оборота звезды вокруг оси. Кроме того, все 6 вспышек были зарегистрированы в узком диапазоне орбитальных фаз, от 0.26 до 0.52. Эти свойства указывают на принадлежность вспышек к одной большой активной области. В работе Дега и др. [5] вспышки также часто наблюдались группами, например три вспышки с 2 по 5 сентября 1994г., затем несколько вспышек

в течение двух дней 28 и 29 июня 1996г. Таким образом, даже при длительных рядах наблюдений вспышки наблюдались на коротких временных интервалах, что, видимо, связано с прохождением больших активных областей по диску звезды и свидетельствует о возможной цикличности активности CM Dra. Этот результат представляет интерес для исследования цикличности активности звезд с точки зрения рассмотрения вспышечной активности.

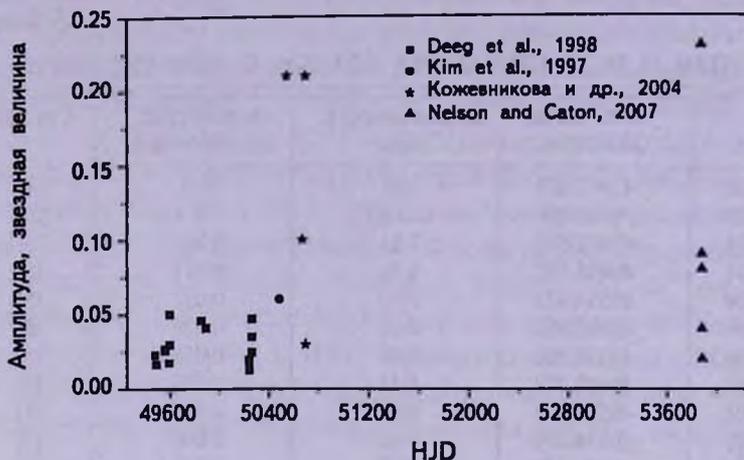


Рис.4. Амплитуды вспышек, зарегистрированных на CM Dra разными авторами.

4. Заключение. По новым длительным фотометрическим наблюдениям карликовой системы CM Dra определены параметры вращательной модуляции блеска, вызванной пятнами. Форма вращательной модуляции оставалась неизменной в течение двух месяцев 2005г., в которые проводились наблюдения. Обнаружено существенное перемещение запятненных областей по долготе по сравнению с нашими предыдущими наблюдениями: в 1996г. пятна были расположены на линии центров компонент, в 2005г. - перпендикулярно линии центров (как и у Лейси в 1976г.), а в 1997г. - занимали промежуточное положение. На основе сравнения с нашими предыдущими наблюдениями 1996 и 1997г., а также с имеющимися опубликованными данными, выявлено, что максимальная запятненность CM Dra наблюдается на "лицевой" полусфере главного компонента, обращенной к вторичному компоненту, смещенной на 30° относительно линии центров в сторону направления вращения звезды. Причем, максимальная концентрация пятен наблюдается в "ведущем" участке активной полусферы (вдоль направления вращения звезды), вблизи долготы 288° . Это может свидетельствовать о роли приливных эффектов в формировании магнитной активности CM Dra.

Полная энергия четырех вспышек, зарегистрированных при наблюдениях CM Dra в АО УрГУ, составляет от $4 \cdot 10^{31}$ до $6 \cdot 10^{32}$ эрг в полосе R и соответствует значениям, характерным для систем типа VY Dra. Показано,

что вспышки в системе CM Dra, даже в случаях продолжительных наблюдений, не распределены равномерно по времени наблюдений, а группируются на коротких временных интервалах, в основном несколько суток, что, по-видимому, связано с прохождением больших активных областей по диску звезды и свидетельствует о возможной цикличности активности CM Dra. Переменный темп вспышечной активности (0.020-0.057 всп./час) также указывает на вероятную цикличность активности системы.

Астрономическая обсерватория Уральского государственного университета, Россия,
e-mail: Alla.Kozhevnikova@usu.ru Valerij.Kozhevnikov@usu.ru

STARSPOT AND FLARE ACTIVITY OF THE DWARF BINARY CM Dra

A.V.KOZHEVNIKOVA, M.A.SVECHNIKOV, V.P.KOZHEVNIKOV

We present the analysis of spot activity on dwarf system CM Dra (dM4.5+dM4.5) on the base of new photometry, obtained in spring 2005 with the help of the multichannel photometer and 70-cm telescope of the Ural State University Observatory. Light curve of the system showed rotational modulation with the amplitude of $0^m.016$ due to cool starspots like the solar ones. The longitude of the maximal spottedness is determined ($263^\circ \pm 4^\circ$), which is perpendicular to the line of centers of the components. Comparing with our previous observations of 1996-1997 years and all available published data, we revealed that spots are situated on the hemisphere of the primary star faced to the secondary, shifted for the 30° towards the direction of star rotation relative to the line of centers. This may be evidence of tidal effects in formation of magnetic activity of CM Dra. It was revealed that flares grouped in time even when the observations were taken over a long period of time. It must be bound up with large active regions passing across the star disk and may indicate on probable cyclic activity of CM Dra.

Key words: *stars:spot activity - individual:CM Dra*

ЛИТЕРАТУРА

1. *S.V.Berdyugina*, Living Rev. Solar Phys., 2, 8, 2005.
2. И.Ю.Алексеев, Запятанные звезды малых масс, Одесса: АстроПринт, 2001.
3. *K.G.Strassmeier, D.S.Hall, F.C.Fekel, M.Scheck*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 100, 173, 1993.
4. *C.H.Lacy*, Astrophys. J., 218, 444, 1977.
5. *H.J.Deeg, L.R.Doyle, V.P.Kozhevnikov et al.*, Astron. Astrophys., 338, 479, 1998.
6. *L.R.Doyle, H.J.Deeg, V.P.Kozhevnikov et al.*, Astrophys. J., 535, 338, 2000.
7. *H.J.Deeg, L.R.Doyle, V.P.Kozhevnikov et al.*, Astron. Astrophys., 358, L5, 2000.
8. *H.J.Deeg, B.Ocana, V.P.Kozhevnikov et al.*, Astron. Astrophys., 480, 563, 2008.
9. *А.В.Кожевникова, В.П.Кожевников, П.Е.Захарова, Т.С.Полушина, М.А.Свечников*, Астрон. ж., 81, №9, 826, 2004.
10. *V.P.Kozhevnikov, A.V.Kozhevnikova*, Inform. Bull. Var. Stars, 5252, 2002.
11. *V.P.Kozhevnikov, P.E.Zakharova*, In: Euroconference on Disks, Planetesimals and Planets, F.Garzon, C.Eiroa, D. de Winter, T.J.Mahoney (eds), Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., 219, 381, 2000.
12. *В.П.Кожевников*, "Физика космоса", ред. П.Е.Захарова, Э.Д.Кузнецов и др., Екатеринбург: Изд-во УрГУ, 169, 2002.
13. *D.S.Hall*, in IUA colloquium 29: Multiple Periodic Variable Stars, W.S.Fitch (eds), Reidel, Dordrecht, 287, 1976.
14. *P.Vivekananda Rao, M.B.R.Sarma*, Journal of Astrophysics and Astronomy, 4, 161, 1983.
15. *P.Vivekananda Rao, M.B.R.Sarma, B.V.N.S.Praksa Rao*, J. Astrophys. Astron., 12, 225, 1991.
16. *M.Zeilik, S.Gordon, E.Juderlund et al.*, Astron. J., 421, 303, 1994.
17. *D.P.Kjurkchieva, D.V.Marchev, W.Oglzoza*, Astron. Astrophys., 400, 623, 2003.
18. *S.Viti, H.R.A.Jones, A.Schweitzer et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 291, 780, 1997.
19. *J.C.Morales, I.Ribas, C.Jordi et al.*, Astrophys. J., 691, 1400, 2009.
20. *G.W.Henry, J.A.Eaton, J.Hamer, D.S.Hall*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 97, 513, 1995.
21. *S.V.Berdyugina, I.Tuominen*, Astron. Astrophys., 336, 25, 1998.
22. *T.F.Moffet*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 164, 11, 1973.
23. *A.V.Kozhevnikova, I.Yu.Alekseev, P.A.Heckert, V.P.Kozhevnikov*, Inform. Bull. Var. Stars, 5723, 2006.
24. *R.S.Harrington, C.C.Dahn*, Astron. J., 85, 454, 1980.
25. *H.L.Johnson*, Ann. Review., 4, 193, 1966.
26. *Р.Е.Гершберг*, Активность солнечного типа звезд Главной последовательности, Одесса, Астропринт, 2002.
27. *T.S.Metcalf, R.D.Mathieu, D.W.Latham, G.Torres*, Astrophys. J., 456, 356, 1996.
28. *S.L.Kim, M.Y.Chun, W.B.Lee, L.Doyle*, Inform. Bull. Var. Stars, 4462, 1997.
29. *T.E.Nelson, D.B.Caton*, Inform. Bull. Var. Stars, 5789, 2007.

OXYGEN AND CARBON RICH COOL STARS IN THE CEPHEUS REGION: CLASSIFICATION OF SELECTED OBJECTS FROM KP2001 CATALOGUE. I

C.ROSSI¹, S.GAUDENZI¹, G.V.PETROSYAN², R.NESCI¹, S.SCLAVI¹

Received 1 April 2009

Accepted 16 September 2009

We present moderate resolution CCD spectra and R photometry for seven KP2001 stars. We revised the spectral classification of the stars in the range $\lambda\lambda 4000 - 8700\text{\AA}$. Our photometric data confirmed the behaviour of the light curves downloaded from the NSVS (Northern Sky Variability Survey) database. For KP2001-32, presented as a Mira - type variable in NSVS, we estimated absolute bolometric M_b and K - band M_K magnitudes as well as the distance using the Period - Luminosity relations. We also estimated the mass loss rate using the calibration relations between mass loss rate and $K - [12]$ index. From the position in infrared color-color diagrams we confirmed the photometric classification of KP2001-221 as a semi regular variable, based on the light curve of the NSVS database. For the N-type Carbon star KP2001-77 we estimated distance and absolute magnitude M_K using different calibration methods. For the remaining four objects we derived the absolute magnitudes and distances using our CCD spectra and published JHK_s magnitudes. We discuss the nature of these objects on the basis of the obtained results.

Key words: *stars:spectral classification:variability:absolute magnitudes:distances*

1. *Introduction.* Several regions in Cepheus have been formerly observed at the Byurakan Astrophysical Observatory (BAO) with 1m Schmidt telescope equipped with $1^\circ.5$ objective prism which gives a dispersion of $2500\text{\AA}/\text{mm}$ at $H\beta$. Each region covers on the sky 17 square degrees. The emulsion used was Kodak I-N which has a high spectral sensitivity in the range $\lambda\lambda 6800 - 8800\text{\AA}$.

On these plates M type stars are very well distinguished from other types of stars, showing bright and compact head in the near infrared; this feature is very well expressed especially in the late M subclasses.

Further investigations revealed that the selected regions are rich of M type stars, with a peak density at $\alpha = 23^{\text{h}}32^{\text{m}}.7$ and $\delta = +67^\circ$, where the partial density is approximately 20 stars per square degree.

Those results stimulated specific spectral observations of that dense region with the 4° objective prism which allows to classify M stars, using the same Kodak I-N emulsion. The first results were published in paper [1] by Kazaryan and Petrosyan; a list of 257 stars containing data of both types of candidate M giants and dwarfs is presently available in electronic form at CDS (<http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?source=J/other/Ap/44.335>). The selection criteria for our M stars were mainly based on the presence of the absorption bands

at $\lambda\lambda 7054, 7589, 8300, 8432 \text{ \AA}$ of TiO and $\lambda\lambda 7400, 7900 \text{ \AA}$ of VO molecules and are extensively described in paper [1]. A more detailed analysis of the observational material revealed that 18 stars are variable and the results were presented in paper [2] by Kazaryan and Petrosyan.

Our next goal is to clarify the evolutionary state of our sample by defining more precisely their spectral subtype and luminosity class. We therefore decided to start a slit spectroscopic investigation of our objects. The present study is the first work of the new program and concerns a first set of stars selected from the KP2001 list.

2. Spectroscopic and photometric observations. We recently obtained moderate resolution CCD spectra for the first seven KP2001 stars in the range $\lambda\lambda 3940 - 8500 \text{ \AA}$, dispersion 3.9 \AA/pixels , with the 1.52 m Cassini telescope of the Bologna Astronomical Observatory (Italy) at Loiano, equipped with the Bologna Faint Objects Spectrometer and Camera (BFOSC) and $1300 \times 1340 \text{ pix}$ EEV P129915 CCD. Photometric observations in *R*-band were also obtained with BFOSC in the same dates as for the spectra.

Table 1 presents the Journal of our observations, as well as the derived magnitudes and spectral types. The columns have the following meaning: column 1 - KP2001 number in the list [1]; column 2 - date of observation; column 3 - *R*-band magnitudes; column 4 - spectral type determination based on previous low-resolution spectra [1]; column 5 - new spectral subtype, revised from our CCD data, derived as described below.

Table 1

JOURNAL OF OBSERVATIONS, PHOTOMETRIC RESULTS AND SPECTRAL CLASSIFICATION

KP2001 Number	Date of Observation	<i>R</i> band photometry mag.	Previous Sp. Subtype [1]	CCD Sp. Subtype
32	13.07.2007	13.0 ± 0.1	M10	M10
44	02.08.2007	13.52 ± 0.08	M2	M6
64	14.07.2007	12.20 ± 0.06	M3	M3
77	02.08.2007	13.7 ± 0.1	M2	N(C5-C6)
123	05.08.2007	11.61 ± 0.06	M6	M1
221	05.08.2007	11.92 ± 0.07	M6	M10
228*	10.10.2008	12.78 ± 0.1	M1	M3

Note to Table 1

**R*-band photometry for KP 228 was obtained with the Celestron 925 telescope of the Roma University Physics Department with a CCD Camera StarlightXpress MX 916.

All the spectroscopic and photometric data were reduced by means of standard IRAF¹ procedures.

3. Data analysis. To clarify the nature of the observed objects, we

¹ IRAF is distributed by the NOAO, which is operated by AURA under contract with NFFTS.

considered all possible photometric data from the modern astronomical databases together with our CCD spectra and photometry.

3.1. *Spectral types.* We determined spectral subtypes of our targets via side-by-side comparison with spectra of standard stars. To this purpose we collected a large number of comparison stars with known spectral subtypes (from M0 to M9, giants and dwarfs) with the same instrumental setup as for our target stars. The standard stars were selected from the paper by Kirkpatrick et al. [3], from the NLTT Catalogue [4] (Luyten, 1979 - <http://cdsarc.u->

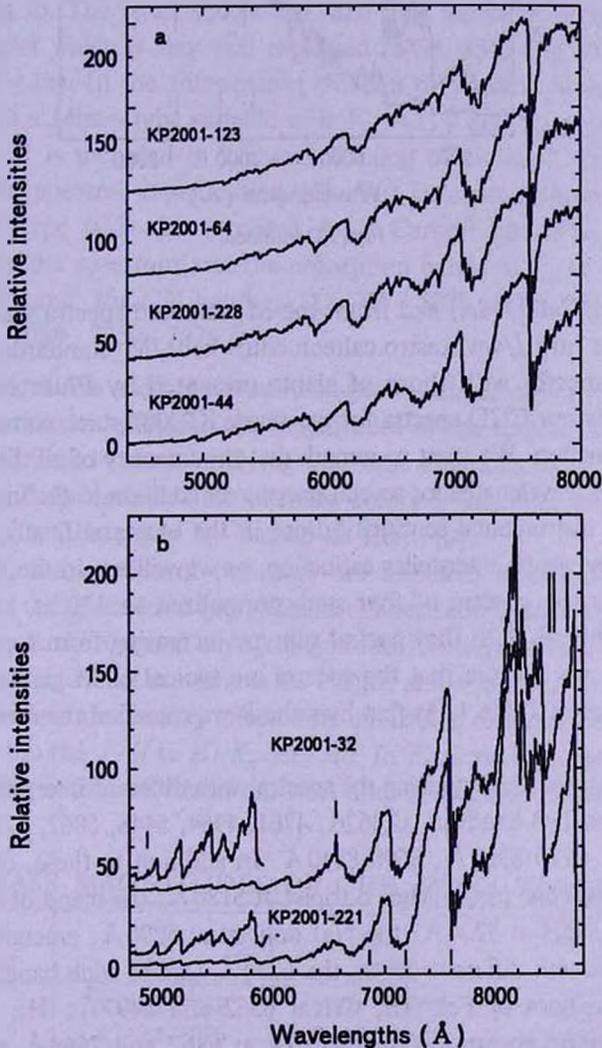


Fig.1(a, b, c). Spectra of the observed KP2001 stars, corrected for the atmospheric extinction, normalized to 100 at $\lambda 7600\text{\AA}$ and then vertically shifted. For the stars in Fig.1a the spectral subtype is increasing from top to bottom. The atmospheric absorption bands are indicated by vertical bars. In Fig.1b the lines of the Ca II triplet visible in emission in the spectrum of KP2001-32, are also indicated. The Carbon star KP2001-77 is shown in Fig.1c.

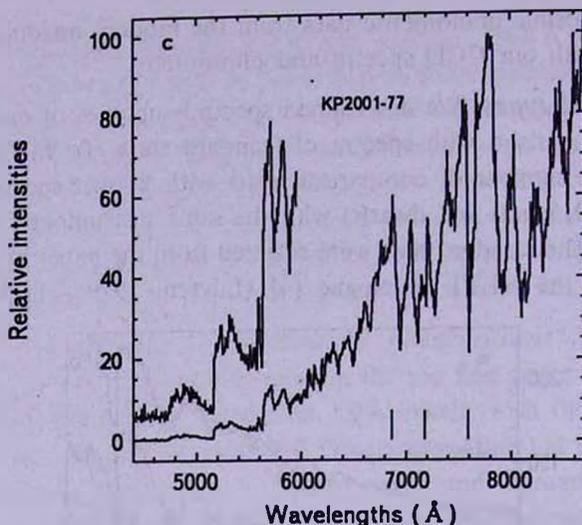


Fig.1. Continued.

strasbg.fr/viz-bin/Cat?I/98A) and from the M standard spectra made available by Kelle Cruz at http://www.astro.caltech.edu/~kelle/M_standards. We finally compared our spectra with those of giants presented by Fluks et al. [5].

Fig.1 presents our CCD spectra for the seven KP2001 stars, corrected for the atmospheric extinction. We want to remark that the intensity of all the spectra are very faint at short wavelengths for several reasons: in addition to the intrinsic colors of the stars, the instrumental sensitivity drops in the blue and finally, the objects are all affected by strong interstellar extinction, as we will see in the next section.

Fig.1a shows the spectra of four stars normalized to 100 at $\lambda 7600\text{\AA}$ and then vertically shifted, with the spectral subtype increasing from top to bottom. From the figure we can see that the spectra are typical of M giants, as written in the last column of Table 1. As first hypothesis we classified them of luminosity class III.

The main features characterizing the spectra, with different intensities from one to another are the TiO bands at $\lambda\lambda 4626, 4761, 4954, 5448, 5862, 6714 \text{\AA}, 7060-7200 \text{\AA}, 7907 \text{\AA}, 8270-8330 \text{\AA}, 8500-8540 \text{\AA}$. In addition to these, other important absorptions are due to the MgI, b triplet at 5180\AA ; the blend of atomic lines (FeI, TiI, CrI)+MgH at 5206\AA ; the NaI doublet at 5890\AA , emerging from the TiO band though with different depth; the 6230\AA CaOH wide band; the blends of several atomic lines of FeI, TiI, CrI at 6362 and 6497\AA ; $H\alpha$ at 6562\AA .

The atmospheric absorption bands of O_2 at 6867 and 7594\AA and of H_2O at 7186\AA are indicated by vertical bars.

In KP2001-123 the 4761\AA TiO band is barely visible and the 6714\AA TiO band is weak, indicating an early M subtype. The luminosity class is either compatible with M1 III or M2 Ib.

In KP2001-64 and 228 these two bands are stronger; the stars are very similar and their spectrum appears of a later subtype. The luminosity class can be either II or III.

KP2001-44 is weak in the blue part of the spectrum, but starting from 4800 Å presents very well expressed TiO absorption bands, particularly the 6714 Å which is much stronger than in the other stars. The NaI doublet almost disappears, drowned in the strong TiO band. Overall this spectrum can be classified as belonging to a middle M6 subtype star.

KP2001-221 and KP2001-32 (V0531 Cep) have a very late spectrum, presented in Fig.1b. The latter shows H α and H β visible in emission as well as Ca-II IR triplet which is very well expressed (8498, 8542 and 8662 Å, indicated by bars in Fig.1b). In the Information Bulletin of Variable Stars [6] this object is indicated as a Mira - type variable with $V_{max} = 11.9$ and $V_{min} = 16.1$ magnitudes.

KP2001-77 is included in General Catalog of Galactic Carbon Stars No 5870, without spectral classification [7]. Our spectrum, shown in Fig.1c, is typical of N-type (C5 - C6 subclass) AGB Carbon star. The main features characterizing the spectrum are: the absorption bands of C₂ at $\lambda\lambda 4737, 5165, 5636, 6191$ Å, and the CN bands at $\lambda\lambda 5225, 5730, 5878, 6013, 6206, 6478, 6631, 6925, 7088, 7259, 7876$ Å.

3.2. Colors. We used the obtained spectral classification to measure the interstellar extinction affecting the magnitudes of the targets. To this purpose we used the infrared colors, applying the same diagrams as in the papers [8-12]. A detailed discussion of the intrinsic colors of late type giants and dwarfs can be found in the paper by Bessell & Brett [8].

The JHK_s magnitudes of our stars are available in literature only from 2MASS (direct online access at <http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/BabyGator>). Table 2 presents the original JHK_s magnitudes from 2MASS catalogue.

We want to stress that our targets are located at low galactic latitude; therefore the observed colors are strongly affected by interstellar reddening as evident from their positions in the $J-H$ vs $H-K_s$ diagram. In Fig.2 we reproduced the Figure A3 of paper [8], where we added our stars after having transformed the original

Table 2

2MASS MAGNITUDES OF OUR KP2001 TARGETS

KP2001 Number	J mag.	H mag.	K_s mag.
32	6.156 ± 0.032	5.027 ± 0.042	4.345 ± 0.029
44	8.742 ± 0.026	7.540 ± 0.069	7.056 ± 0.026
64	7.382 ± 0.029	6.085 ± 0.027	5.601 ± 0.020
77	8.534 ± 0.027	6.914 ± 0.044	6.080 ± 0.018
123	7.161 ± 0.024	5.927 ± 0.047	5.410 ± 0.026
221	4.961 ± 0.017	4.116 ± 0.250	3.612 ± 0.350
228	8.263 ± 0.027	7.056 ± 0.034	6.589 ± 0.027

seems not to be affected by interstellar extinction.

On the contrary KP2001-77 is very far from the location of typical carbon stars and a large correction is necessary to bring the star inside the area occupied by carbon stars; in Table 3 we give the maximum and minimum values of the colors compatible with those of N type stars (see also Fig.3 of Totten et al. [21]) and the derived parameters.

Table 3

INFRARED COLORS AND COLOR EXCESS OF OUR KP2001 TARGETS TRANSFORMED TO THE BESSEL & BRETT SYSTEM

KP2001 Number	$J - H$ mag.	$E(J - H)$ mag.	$H - K_s$ mag.	$E(H - K_s)$ mag.	$E(B - V)$ mag.	A_v mag.	A_x mag.
32	1.20 ± 0.05	0.18	0.66 ± 0.05	0.10	0.52	1.70	0.19
44	1.27 ± 0.07	0.31	0.46 ± 0.07	0.16	0.85	2.65	0.29
64	1.36 ± 0.04	0.46	0.46 ± 0.03	0.22	1.18	3.68	0.40
77	1.70 ± 0.05	0.75	0.81 ± 0.05	0.35	1.9	5.9	0.6
		0.62		0.31	1.65	5.1	0.3
123	1.30 ± 0.05	0.50	0.49 ± 0.05	0.22	1.21	3.77	0.41
221	0.91 ± 0.25		0.48 ± 0.43				
228	1.27 ± 0.04	0.37	0.44 ± 0.04	0.20	0.97	3.00	0.33

For KP2001-123 we reported the values obtained assuming the star being a supergiant; this correction also better agrees with the direction of the dereddening vector.

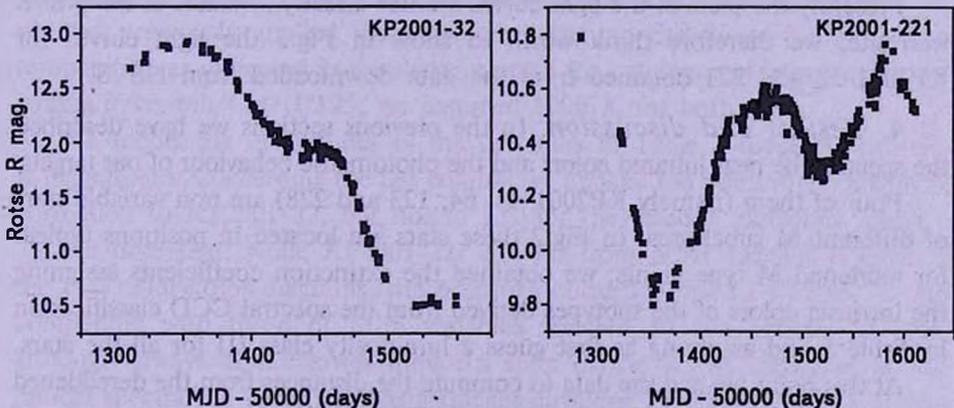


Fig.3. Light curves of KP2001-32 and 221 downloaded from NSVS database.

The $E(B - V)$ derived from the two infrared excess of all the stars agree quite well. In Table 3 we give the mean value for $E(B - V)$ and the derived extinctions. As expected these latter are quite high, given the low galactic latitude of our targets.

3.3. *Variability.* We considered the Northern Sky Variability Survey

(NSVS)[14] to investigate the variability for observed KP2001 stars. This survey monitored several fields during more than one year providing light curves for sources with visual magnitude from 8 to ~ 15.5 . All seven KP2001 stars have detections in that database. The photometric band of the ROTSE experiment is similar to the Johnson Red, for this reason we decided to obtain the R magnitudes to check the variability of our targets.

The light curves showed practically constant values for KP2001-44 ($R_{\text{Rotse}} = 13.2$), KP2001-64 ($R_{\text{Rotse}} = 11.9$), KP2001-123 ($R_{\text{Rotse}} = 11.5$) and KP2001-228 ($R_{\text{Rotse}} = 12.6$). From a comparison of NSVS data with our magnitudes listed in Table 1, it results that the red luminosities of these stars remained stable also after the end of the monitoring by ROTSE.

The Carbon star KP2001-77 shows a quasi periodical modulation of very small amplitude around $R_{\text{Rotse}} = 13.5$.

Finally KP2001-32 and KP2001-221 have shown strong and modulated luminosity variability. Actually these two stars are present in the catalogue of "Red variables in NSVS" [15] which gives information concerning the variability types of the monitored stars (the electronic form of the catalog is available at <http://visier.u-strasbg.fr/vis-bin/VizieR?-source=J/AJ/128/1265>). In this catalogue KP2001-32 (V0531 Cep) is reported as a Mira-type variable (amplitude 2.45, mean $R_{\text{Rotse}} \sim 11.8$, period ~ 401 days, computed by the automatic NSVS code). We note that in L.Dahlmark [6] the quoted period for V0531 Cep is 366 days.

KP2001-221 is classified as a Semi-Regular (SR) variable with amplitude 0.92, mean $R_{\text{Rotse}} \sim 10.448$ and period ~ 152 days.

Presently the plots of the light curves are not directly available at the NSVS web site; we therefore think worth to show in Fig.3 the light curves for KP2001-32 and 221 obtained from the data downloaded from NSVS.

4. Results and discussion. In the previous sections we have described the spectra, the near infrared colors and the photometric behaviour of our targets.

Four of them (namely KP2001-44, 64, 123 and 228) are non variable stars of different M subclasses. In Fig.2 these stars are located in positions typical for reddened M type giants; we obtained the extinction coefficients assigning the intrinsic colors of the subtypes derived from the spectral CCD classification in Table 1 and assuming as first guess a luminosity class III for all the stars.

At this point we had the data to compute the distances from the dereddened apparent visual magnitudes (taken from GSC2) and the absolute magnitudes of the assumed spectral types and luminosities ($M_v(1)$ column in Table 4). We found the unexpected result that the distances $D(1)$ listed in Table 4, derived with the classical formula $M = m + 5 - 5 \log D$, decrease with increasing experimental A_v , revealing a non perfect classification, essentially in the luminosity class. We therefore decided to iterate the calculations: we firstly computed approximate distances by applying the average relation between A_v and distance (see eg. Bradt

[23]), with $A_v = 1.2$ mag/kpc which is reasonably correct at low galactic latitudes in the Cepheus direction. We then derived the new expected absolute magnitudes M_v ($M_v(2)$, column 7 in Table 4) and improved spectral type and luminosity class (SP in the same Table). With the improved intrinsic positions in the diagram

Table 4

VISUAL MAGNITUDES, DISTANCES AND CLASSIFICATION OF
THE FOUR NON VARIABLE GIANTS

KP2001 Number	m_v (GSC2) mag	m_v der mag	M_v (1) mag	D (1) kpc	D (2) kpc	M_v (2) mag	SP Type
44	15.1	12.45	-0.2	3.4	2.65	+0.73	M6 III/IV
64	13.7	10.04	-0.6	1.3	3.68	-2.4	M2/M3 II
123	13.2	9.03	-0.5	0.8	3.77	-3.4	M1 II/Ib
228	14.3	11.3	-0.6	2.4	3.0	-0.7	M2/M3 III

we recalculated the extinction and finally obtained reasonable values for the distances $D(2)$ in Table 4.

KP2001-32 and 221 have a very late spectral type and are strongly variable. Both are located in the Miras region in the $J-H$ vs $H-K$ diagram of Fig.3 of paper [16], while they occupy quite different positions in the far infrared color-color diagrams ($K-[12]$) vs ($[12]-[25]$) and ($[25]-[60]$) vs. ($[12]-[25]$) (Fig.5 and 6 of the same paper).

Here [12], [25] and [60] are the IRAS magnitudes, calculated from the flux densities quoted in the catalogue following the prescriptions given in [17]; we had previously applied the color correction to the fluxes for the stellar temperature as indicated in the description of the catalogue at <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/Cat?II/125>; we assumed 1000 K for both stars.

We report the magnitudes of the two stars in Table 5 together with the K magnitudes. Concerning the last column we applied the interstellar extinction correction to KP2001-32, but not to 221 for the reasons explained above.

We note that, while KP2001-221 lies far from other variable objects in the two color-color diagrams, the positions corresponding to KP2001-32 are compatible with those of Mira variables selected by the authors of [16], although always at the lower limit. In spite of the strong similarity of the optical spectra the latter star has a thicker envelope than KP2001-221 as also indicated by the hydrogen Balmer emission lines.

With the data available for KP2001-32 we can estimate the absolute K -band magnitude M_K and the bolometric magnitude M_{bol} by adopting the Period-Luminosity relations valid for O-rich Mira type variables (equations 1 and 2 in [16] and references therein):

$$M(bol) = 2.80 - 3.00 \log P \quad (3)$$

Table 5

IRAS MAGNITUDES OF THE TWO KP2001 VARIABLES
STARS IN OUR SAMPLE

KP2001 Number	[12] μm	[25] μm	[60] μm	<i>K</i> mag
221	2.50	2.10	0.88	3.61
32	2.49	1.80	1.11	4.15

$$M(K) = 0.93 - 3.47 \log P \quad (4)$$

We can also determine the apparent bolometric (m_{bol}) magnitude for KP2001-32 by applying the bolometric correction $BC(K)$ to the $m(K)$ reddening corrected magnitude (see [19] for details):

$$m_{bol} = m_K + BC(K) \quad (5)$$

In equation (5) we adopted the value $BC(K) = 2.8$ obtained using the calibration $BC(K)$ vs. $(K - [12])$ index for O-rich Miras given in Figure A3 of the same paper [19].

Having the absolute and apparent magnitudes we can finally give an estimate of the distance to the star. When applying the equations above we must remember the two different periods quoted for this star, 366 and 401 days from two different sources; we therefore report in Table 6 the calculated parameters using both values, also to have an indication of the uncertainties.

We have finally computed a raw estimate of the mass loss - rate for KP2001-32. We derived the value reported in column 7 of Table 6 from the calibration based on the $K - [12]$ index (Fig.21 of [16]).

The dereddened colors of the carbon star KP2001-77 lie well inside the locus of N-type stars in Fig.2. To derive absolute magnitude and distance to the star we applied two different methods and used all the minimum and maximum values of the color excess and extinctions (see Table 3). We want to remember that this star showed only very small photometric variations during the ROTSE monitoring.

In the first case we used Fig.4 of the paper by Totten et al [21] to have an estimate of M_K ; we therefore reduced the 2MASS data to the SAAO system. In our case the differences SAAO - 2MASS are 0.06 in the K magnitude and

Table 6

ABSOLUTE MAGNITUDES, DISTANCES AND
MASS-LOSS OF KP2001-32

Period days	m_{bol} mag.	M_{bol} mag.	M_K mag.	D (kpc) from M_{bol}	D (kpc) from M_K	m - loss (M_{\odot}/yr)
401	6.95	-5.0	-8.10	25	28	$\sim 7.0 \times 10^{-4}$
366	6.95	-4.89	-7.96	23	26	$\sim 7.0 \times 10^{-4}$

0.11 in the color $J-K$; we obtained the corrected mean value $\langle J-K \rangle = 1.66 \pm 0.02$ mag, from which we derived $M_K \approx -7.8 \pm 0.2$ mag. Finally from the two extreme values of A_K and therefore of the dereddened K , we computed the distance to the star $D = 4.9 \pm 0.3$ kpc.

The second distance determination was obtained from the two extreme visual extinctions, assuming as above the extinction coefficient 1.2 mag/kpc. The mean value of the distance is $D = 4.6 \pm 0.3$ kpc. The resulting mean value of the absolute K magnitude is $M_K \approx -7.7 \pm 0.2$ mag.

The very good agreement between the optical and infrared magnitudes and between different distance estimates indicates that cold dusty shells surrounding the central star are absent or negligible. The IRAS far infrared fluxes of this star support this hypothesis.

In the future we plan a long term monitoring of KP2001-32 to determine the true value of the photometric period and to verify the existence of a unique periodicity.

For the Carbon star the very small amplitude oscillations with a period of about 140 days, seem to be real in spite of the big uncertainties in the Rotse-magnitudes; a long and accurate monitoring will be necessary to confirm the regularity of these variations.

We intend to apply the same analysis to all the 257 KP 2001 stars in the Cepheus region with the purpose to clarify their nature and compare the ratio of Carbon to Oxygen-rich giant stars in this region of the Milky Way.

Acknowledgments. This work is based on observations obtained with the Cassini telescope of the Bologna observatory.

The authors thank the staff for the logistic support and the technical assistance during the observations.

This research has made use of the SIMBAD database operated at CDS, Strasbourg, France.

The publication makes use of data products from 2MASS, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center, California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation.

¹ Università' di Roma "La Sapienza",
Italy, e-mail: Corinne.Rossi@roma1.infn.it

² Yerevan State University, Armenia, e-mail: astro@ysu.am

ХОЛОДНЫЕ ЗВЕЗДЫ БОГАТЫЕ КИСЛОРОДОМ И УГЛЕРОДОМ В ОБЛАСТИ ЦЕФЕЯ: КЛАССИФИКАЦИЯ ОТОБРАННЫХ ОБЪЕКТОВ ИЗ KP2001. I

К.РОССИ¹, С.ГАУДЕНЗИ¹, Г.В.ПЕТРОСЯН², Р.НЕШИ¹, С.СКЛАВИ¹

Приводятся CCD-спектры со средним разрешением и *R*-фотометрия для семи звезд из KP2001. Пересмотрена спектральная классификация звезд в диапазоне $\lambda\lambda 4000 - 8700\text{\AA}$. Наши фотометрические данные подтвердили поведение кривых яркости, взятых из базы данных NSVS (Northern Sky Variability Survey). Для KP2001-32, представленная в NSVS как переменная типа Мира, мы оценили абсолютную болометрическую величину M_b и величину M_K в полосе *K*, а также расстояние, используя соотношение период - светимость. Оценили также степень потери массы, используя отношение калибровки между степенью потери массы и индекса *K* - [12]. На основе цветовых диаграмм в инфракрасных лучах мы подтвердили фотометрическую классификацию KP2001-221 как полуправильную переменную, основанную на базе данных NSVS. Для углеродной звезды KP2001-77, N-типа, мы оценили расстояние и абсолютную величину M_K используя различные методы калибровки. Для остальных четырех объектов мы получили абсолютные величины и расстояния, используя CCD-спектры и опубликованные *JHK*_s величины. На основе полученных результатов обсуждена природа этих объектов.

Ключевые слова: *звезды:спектральная классификация:переменность:
абсолютные величины:расстояния*

REFERENCES

1. *M.A.Kazaryan, G.V.Petrosyan, Astrofizika, 44, 413, 2001.*
2. *M.A.Kazaryan, G.V.Petrosyan, Astrofizika, 46, 35, 2001.*
3. *J.P.Kirkpatrick, T.J.Henry, D.W.McCarthy, Astrophys. J. Suppl. Ser., 77, 417, 1991.*
4. *W.J.Luyten, New Luyten Catalogue of stars with proper motions larger than two thirds of an arcsecond(NLTT), Minneapolis University of Minesota, 1979.*
5. *M.A.Fluks, B.Plez et al., Astron. Ap. Suppl. Ser., 105, 311, 1994.*
6. *L.Dahlmark, IAU Inform. Bull. Var. Stars, 14458, 1, 1997.*
7. *A.Alksnis, A.Balklavs, V.Dzervitis et al., Baltic. Astronomy, 10, 1, 2001.*
8. *M.S.Bessel, J.M.Brett, Publ. Astron. Soc. Pacif., 100, 1134, 1988.*

9. *R.M.Sharples, P.A.Whitelock, M.W.Feast*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 272, 139, 1995.
10. *K.L.Cruz, I.Neill Reid et al.*, Astron. J., 126, 2421, 2003.
11. *I.Neill Reid, A.J.Burgasser, K.J.Cruz et al.*, Astron. J., 121, 1710, 2001.
12. *F.J.Zickgraf, J.Krautter, S.Reffert et al.*, Astron. Ap., 433, 1512, 2005.
13. *B.Laskar, M.G.Lattanzi, B.L.McLear et al.*, Astron. J., 136, 735, 2008.
14. *P.R.Wozniak, W.T.Vestrand, C.W.Akerlof*, Astron. J., 127, 2436, 2004.
15. *P.R.Wozniak, S.J.Williams, W.T.Westrand et al.*, Astron. J., 128, 2965, 2004.
16. *P.Whitelock, J.Menziacs, M.Feast et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 267, 711, 1994.
17. *H.J.Walker, M.Cohen*, Astron. J., 95, 1801, 1988.
18. *M.W.Feast, P.A.Whitelock*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 317, 460, 2000.
19. *T. Le Bertre, M.Matsuura, J.M.Winters et al.*, Astron. Ap., 376, 997, 2001.
20. *T. Le Bertre, J.M.Winters*, Astron. Ap., 334, 173, 1998.
21. *E.J.Totten, M.J.Irwin, P.A.Whitelock*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 314, 630, 2000.
22. *J.M.Carpenter*, Astron. J., 121, 2851, 2001.
23. *H.Bradt*, "Astronomy methods", Cambridge University press, 2005.

КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ КРИВОЙ
БЛЕСКА GRB 080319BВ.А.ДРАНЕВИЧ¹, П.Б.ДМИТРИЕВ¹, Ю.Н.ГНЕДИН²

Поступила 24 апреля 2009

Модифицированным методом спектрального анализа исследована временная структура излучения гамма-всплеска GRB 080319B, зарегистрированного в трех космических экспериментах: Swift/BAT, Wind/KONUS, Integral/SPI ACS. Диапазон энергии гамма-квантов, регистрируемых в этих экспериментах, перекрывает область 15-10000 кэВ. Временное разрешение составляет - 64 мс для первых двух и 50 мс для последнего эксперимента. Обнаружены квазипериодические осцилляции с периодами от 0.6 с до 6 с. Осцилляции с периодами 1.28, 0.89 и 0.64 с с точностью до временного разрешения экспериментов являются соответственно 2, 3 и 4 гармониками осцилляции с периодом 2.56 с, а колебания с периодом 0.96 с третьей гармоникой колебания с периодом 2.94 с. Рассмотрено поведение квазипериодических компонентов в зависимости от фазы события. Анализируются возможные физические механизмы, ответственные за появление квазипериодических осцилляций в кривых блеска гамма-всплесков.

Ключевые слова: *гамма-всплески; кривые блеска - объект: GRB 080319B*

1. *Введение.* Изучение временной структуры гамма-всплесков при помощи спектрального анализа [1,2] привело к нахождению общих закономерностей, которые свойственны всем "длинным" гамма-всплескам. В частности, было показано, что, несмотря на некоторые индивидуальные особенности, усредненный для многих событий спектр мощности кривой блеска подчиняется степенному закону с показателем степени $-5/3$ при изменении частоты более чем на два порядка. Также было отмечено, что это значение наклона совпадает с Колмогоровским спектром флуктуации скоростей в турбулентной среде. Отсюда был сделан вывод о том, что область излучения сосредоточена в полностью турбулентном релятивистском "джете", выходящем из центрального источника [2], а сам всплеск можно рассматривать как случайную реализацию единого стохастического процесса.

Однако спектральный анализ кривых блеска некоторых конкретных гамма-всплесков привел к получению новых интересных результатов. Среди немногочисленных работ, опубликованных по этой теме, можно отметить одну из самых ранних [3], в которой для мощного "длинного" всплеска GRB 830801 с помощью фурье-анализа был выявлен квазипериод величиной 5.9 с. В кривой блеска "длинного" гамма-всплеска GRB 060614 были обнаружены колебания с квазипериодом 7 с [4]. В рентгеновских "хвостах" коротких гамма-всплесков также были обнаружены квазипериодические колебания с

периодами 13.8 с для GRB 970110 [5] и 6.4 с для GRB 930905 [6]. Отдельно стоит упомянуть об обнаружении квазипериодических осцилляций (7.2 мин) на кривой послесвечения гамма-всплеска GRB 050922C в оптическом диапазоне [7]. Анализируя наблюдения GRB 060614, авторы [4] пришли к выводу, что гамма-всплеск возник вследствие приливного разрушения звезды в поле тяготения черной дыры промежуточной массы. Такие объекты представляют особый интерес для астрофизики и космологии. Поэтому исследование кривых блеска гамма-всплесков на наличие осциллирующих процессов в настоящее время приобретает особую актуальность.

2. Экспериментальные данные и метод исследования. Гамма-всплеск GRB 080319B был зарегистрирован прибором "BAT" на борту спутника "SWIFT" 19 марта 2008г. в 06:12:49.25 UT [8]). Измеренное космологическое красное смещение составило 0.937 [9]. Всплеск был также одновременно зарегистрирован аппаратурой "Konus" на спутнике "WIND" и спектрометром "SPI ACS" на спутнике "INTEGRAL".

Гамма-телескоп "BAT" на борту спутника "SWIFT" регистрирует излучение с энергией гамма-квантов от 15 до 350 кэВ с временным разрешением 64 мс. Данные эксперимента хранятся в архиве: <ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/swift/data/>, который регулярно пополняется примерно через неделю после регистрации очередного события. Данные с аппаратуры "Konus", смонтированной на борту спутника "WIND", имеют такое же временное разрешение, охватывают энергетический диапазон 50-200 кэВ и находятся в архиве <http://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn/konus/grbs.html>. Данные с прибора "SPI ACS" со спутника "INTEGRAL" охватывают энергетический диапазон 100-10000 кэВ, имеют временное разрешение 50 мс и хранятся по адресу <http://isdcarc.unige.ch/arc/FTP/ibas/spiacs/>.

Благодаря удачному расположению приборов и исключительной интенсивности всплеска, кривая блеска была записана с очень хорошим соотношением сигнал/шум. Всплеск представляет один широкий импульс, на который наложена серия узких пиков. Можно четко выделить три стадии (рис.1а): стадию нарастания 1, стадию спада после главного максимума 2 и стадию "неустойчивости" 3, после которой происходит резкий спад события, причем на стадии "неустойчивости" наблюдается серия сильных импульсов. Общая длительность всплеска составляет 147 с [10] при длительности активной импульсной фазы ~62 с.

Рассчитанный спектр мощности кривой блеска для четырех энергетических каналов прибора "BAT" (15-25, 25-50, 50-100 и 100-350 кэВ) хорошо описывается степенным законом, причем показатель степени меняется в зависимости от энергетического канала от -1.48 до -1.81, что согласуется с результатами работы Белобородова и др. [2]. Поэтому, чтобы извлечь информацию о высокочастотных компонентах спектра, кривую блеска необходимо предварительно очистить от мощных низкочастотных компонент.

Для детального изучения временной структуры кривой блеска гамма-всплеска GRB 080319B был использован модифицированный метод спектрального анализа. Модификация метода заключалась в следующем. Выборочная оценка нормированной спектральной плотности [11] для исходных временных рядов вычислялась в зависимости не от частоты, а от пробного периода, что обуславливается самой постановкой задачи о выявлении скрытой периодичности в исходных данных [12]. Помимо этого, исходные временные ряды подвергались предварительной высокочастотной фильтрации [13] с наперед заданной частотой "среза" фильтра на половине мощности сигнала, которой во временной области соответствует величина "разделительного" периода T_{ϕ} . Затем для каждого отфильтрованного со своим конкретным значением параметра T_{ϕ} высокочастотного компонента снова вычислялась оценка нормированной спектральной плотности от периода и все эти оценки, вычисленные для различных значений параметра T_{ϕ} , накладывались друг на друга на одном и том же поле графика, образуя "комбинированную" спектральную периодограмму" (КСП).

Для фильтрации сигнала использовался модифицированный фильтр Блэкмана-Тьюки [13]. Значения разделительного периода составляли: $T_{\phi} = 7\Delta_t$, $19\Delta_t$, $31\Delta_t$, $53\Delta_t$, $79\Delta_t$, $113\Delta_t$, и $173\Delta_t$, где Δ_t - временное разрешение сигнала. Эти значения параметра T_{ϕ} использовались для обработки данных всех трех экспериментов.

Такая модификация общепринятого метода спектрального анализа позволяет исследовать стабильность положения выявленного периода на периодограмме, т.е. независимость обнаруженного значения скрытого периода от параметров исходного временного ряда и параметров фильтра, которые могут влиять на результат применяемого математического метода обработки. Вследствие фильтрации во временной области в дисперсию отфильтрованной высокочастотной составляющей сигнала вносят вклад только слабые короткопериодические компоненты, а за счет нормировки спектральной мощности, вклад от этих компонентов в комбинированную периодограмму становится соизмеримым с вкладом от более длительных и мощных составляющих сигнала.

Достоверность максимальных значений пиков на КСП для кривых блеска определяется величиной значимости более $4-7\sigma$, по сравнению со случайным шумом с нормальным распределением. Достоверность расположения пиков определяется величиной шага по оси пробных периодов при вычислениях. В нашем случае, для КСП это величина временного разрешения исходных временных рядов: для первых двух экспериментов - 64 мс, для третьего - 50 мс.

Ранее этот метод успешно применялся для изучения временной структуры солнечных вспышек в рентгеновском диапазоне длин волн [14,15].

3. *Обсуждение результатов обработки наблюдений.* На рис.1а представлены результаты обработки кривой блеска GRB 080319В, зарегистрированной в эксперименте Swift/BAT в диапазоне энергии гамма-квантов 15-350 кэВ. На рис.1б изображена КСП, построенная для фонового участка кривой блеска длительностью 81.7 с до события, на рис.1с - для участка самого события длительностью 62.2 с и на рис.1д - для фонового участка после события длительностью 80.2 с.

Из рисунка хорошо видно, что значения нормированной спектральной плотности излучения во время всплеска возрастают на порядок по сравнению

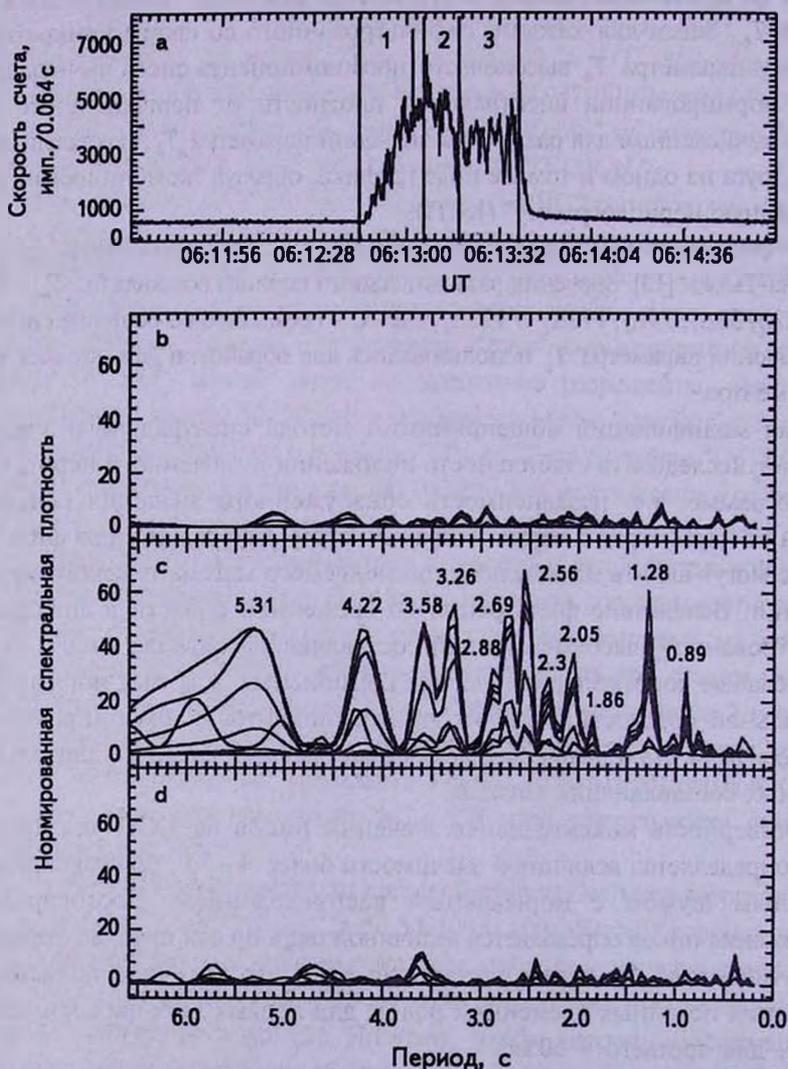


Рис.1. а) Кривая блеска GRB 080319В, зарегистрированная в эксперименте Swift/BAT 19 марта 2008г. и КСП ее различных участков: б) фонового до события длительностью 81.7 с, с) самого события длительностью 62.2 с и д) фонового после события длительностью 80.2 с.

со спектральной плотностью до и после активной фазы всплеска. Более того, распределение энергии колебаний по частотам (периодам) не является шумовым. На периодограмме всплеска (рис.1с) присутствуют как отдельные пики (0.89, 1.28, 4.22 и 5.31 с), так и пики, расщепленные на два (3.26, 3.58 с) или на три (1.86, 2.05, 2.3 с и 2.56, 2.69, 2.88 с) спутника.

Проведенное численное моделирование показало, что такое расщепление возможно при изменении значения периода соответствующей осцилляции на протяжении всего события. Другая причина расщепления пиков может быть вызвана дифференциальным вращением поверхности излучающего объекта, как, например, в случае асимметрии вращения северного и южного полушарий Солнца.

Первое из этих двух предположений может быть легко проверено на основе имеющихся экспериментальных данных. Для этого кривая блеска самого события GRB 080319В была разбита на три участка, помеченные цифрами 1, 2 и 3 на рис.1а, и для каждого из них была построена своя КСП (рис.2). Из этого рисунка хорошо видно, что на КСП, построенных для трех выделенных участков события, разрешение периодов от 2.5 с и более резко падает по сравнению с КСП, построенной для всего всплеска. Это и не удивительно, так как длина выборки (62.2с) сокращается в 3-5 раз: 21.2, 13.6 и 19.2с соответственно для каждой из выделенных частей всплеска. На рис.2а-2с четко прослеживается характер поведения квазипериодов величиной менее 3с на протяжении всего события. На стадии роста (1) доминируют две гармоники 0.96 с и 2.94 с по сравнению с более слабой третьей - 1.34 с (рис.2а). Затем на стадии частичного спада кривой блеска (2) гармоники 1.34 с и 2.94 с пропадают (хотя можно считать, что гармоника 1.34с, определяемая с точностью до 64мс, на этой стадии события проявляется как 1.28 с), а гармоника 0.96 с "расщепляется" на две: 0.89 с (которая с точностью до 64 мс совпадает с 0.96 с) и 1.09 с (рис.2б), из которых первая почти вдвое больше второй и присутствует на КСП всего события (рис.1с). На этой же стадии события появляются гармоники 0.64 с, 1.28 с (которую, как уже упоминалось, можно рассматривать как гармонику 1.34 с предыдущей стадии), 1.92 с и, в какой-то мере, 2.56 с (рис.2б), которые на третьей стадии (3) не сохраняются (рис.2с), за исключением гармоники 1.28 с, которая, как и гармоника 0.89 с, присутствует на КСП всего события (рис.1с). Далее, на третьей стадии события - стадии "неустойчивости" (3), можно отметить появление значительной гармоники 2.11 с (рис.2с), которая с точностью до 64мс присутствует на КСП всего события, скорее всего, как 2.05 с (рис.1с), и, в какой-то мере, гармоники 2.75 с.

Итак, основной триплет колебаний 2.56, 2.69 и 2.88 с на КСП всего события (рис.1с) с точностью до временного разрешения построения периодограммы совпадает с гармониками 2.56, 2.75 и 2.94 с, присутствующими по отдельности на разных стадиях события, а гармоники 1.28 и 0.89 с КСП

всего события присутствуют на всех стадиях события с точностью до 64 мс.

КСП всплеска, измеренного экспериментами Wind/KONUS и Integral/SPI ACS, представлены на рис.3 и рис.4, соответственно. Несмотря на различную

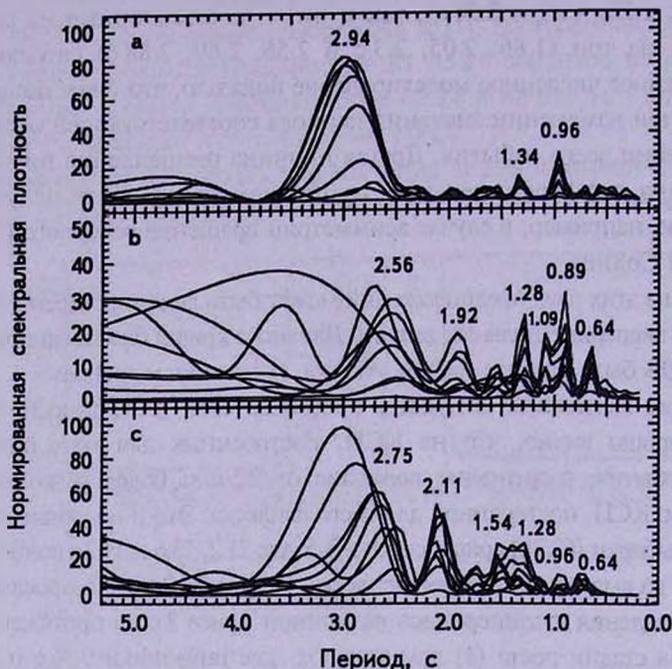


Рис.2. КСП трех стадий развития гамма-всплеска GRB 080319B, зарегистрированного в эксперименте Swift/BAT. а) участка 1, б) участка 2 и в) участка 3 кривой блеска рис.1а.

интенсивность временного хода яркостных кривых и разное временное разрешение, КСП в целом сохраняют свою форму. Положение пиков на КСП совпадает с точностью до величины временного разрешения построения КСП, заданного равным временному разрешению исходных данных. Изменяется лишь амплитуда пиков, и соответственно, форма дуплетов и триплетов.

Кривая блеска GRB 080319B, измеренная приборами "KONUS" и "SPI ACS", также была разбита на три участка, как и в случае прибора "BAT", и для каждого участка была построена своя КСП. Суммарный результат значений выявленных квазипериодов в данных всех трех приборов для трех выделенных фаз гамма-всплеска приведен в табл.1, где, если периоды образуют дуплетную или триплетную структуру, то они помещены на одной строке.

Легко заметить, что для всех рядов наблюдений всех трех экспериментов на соответствующих КСП существуют пики, значения квазипериодов которых составляют гармонический ряд. Например, осцилляции с периодами 1.28, 0.89 и 0.64 с могут с точностью до временного разрешения экспериментов являться соответственно 2, 3 и 4 гармониками осцилляции с периодом 2.56 с, а

колебания с периодом 0.96 с - третьей гармоникой колебания с периодом 2.94 с (рис.2). Такая ситуация возможна в нескольких случаях. Например, когда форма осцилляции сильно отличается от синусоидальной. В этом случае

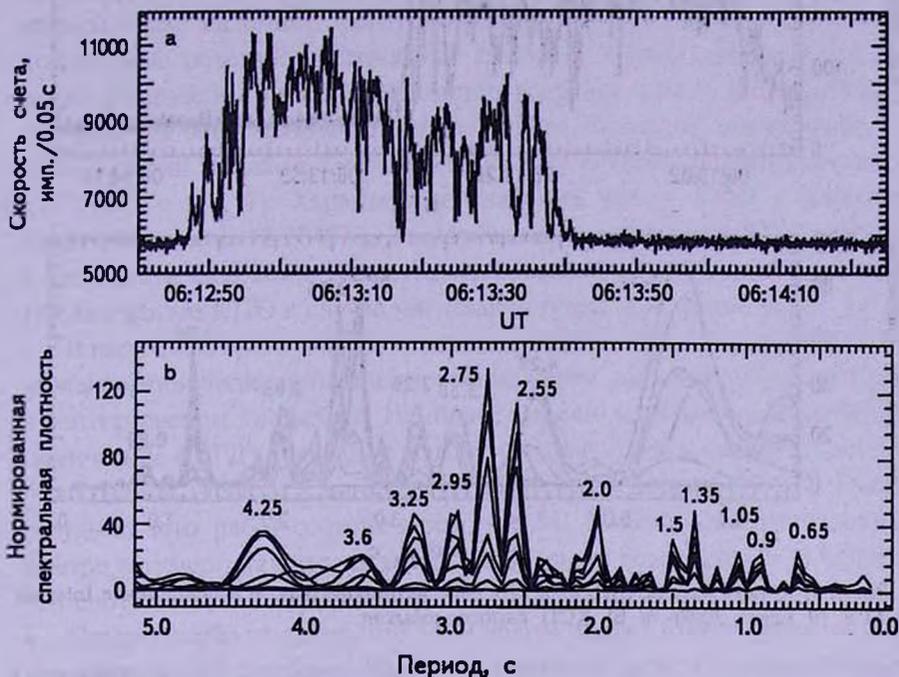


Рис.3. а) Кривая блеска GRB 080319B, зарегистрированная в эксперименте Wind/KONUS 19 марта 2008г. и б) КСП самого события.

периодическая функция преобразованием Фурье разлагается на основную гармонику и ее обертоны. Либо когда излучающий источник имеет собственную резонансную частоту колебаний, и, соответственно, излучение модулируется по амплитуде, как на основной резонансной частоте, так и на ее гармониках. Один из вариантов такого поведения - прецессионное вращение излучающего источника, кратное основному периоду вращения.

Обращает на себя внимание относительно быстрая "перекачка" энергии колебаний между основными частотами. Это может свидетельствовать о сильной связи между физическими процессами, ответственными за разные типы колебаний. Наконец, необходимо отметить, что излучение гамма-квантов в широком диапазоне энергий 15-10000 кэВ модулируется одними и теми же частотами.

Таким образом, очевидно, что положение пиков на кривой блеска GRB 080319B не определяется случайными процессами. Положение максимумов на периодограмме фиксировано, со временем изменяется лишь их амплитуда. Наблюдаемый небольшой дрейф периодов колебаний можно связать с влиянием

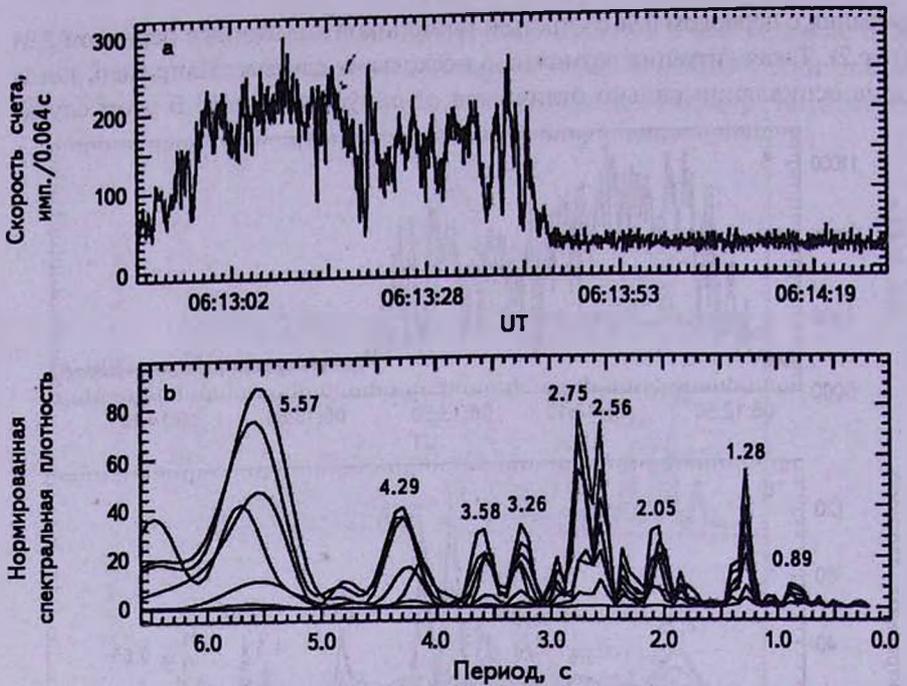


Рис.4. а) Кривая блеска GRB 080319В, зарегистрированная в эксперименте Integral/SPI ACS 19 марта 2008г. и б) КСП самого события.

Таблица 1

СУММАРНЫЙ РЕЗУЛЬТАТ ЗНАЧЕНИЙ ВЫЯВЛЕННЫХ
КВАЗИПЕРИОДОВ

Эксперимент	Значения выявленных квазипериодов, с		
	Стадия (1)	Стадия (2)	Стадия (3)
Swift/BAT		0.64	0.64
	0.96	0.89, 1.09	0.96
	1.34	1.28	1.28, 1.54
		1.92	2.11
	2.94	2.56	2.75
Wind/KONUS		0.64	0.77
	0.89	0.89, 1.09	0.96
	1.28	1.28	1.28, 1.41, 1.54
	1.92	1.92	2.11
			2.56
Integral/SPI ACS	0.65	0.65	0.7
	0.8		
	0.95	0.9	0.9
		1.05	
	1.25	1.3	1.25, 1.4
		1.75	2.1
		2.6	

шумовой компоненты или с изменением физических параметров источника.

4. *Анализ физических механизмов квазипериодических осцилляций.* Квазипериодические осцилляции (КПО) являются характерным явлением рентгеновских двойных систем, содержащих компактные объекты (нейтронные звезды и черные дыры). КПО были также обнаружены в хвостах гигантских вспышек мягких гамма-репитеров, которые по современным представлениям являются магнетарами, т.е. нейтронными звездами с исключительно огромными магнитными полями $\sim 10^{14}$ - 10^{15} Гс [16,17]. Характерные значения частот КПО у магнетаров лежат в интервале 18-1840 Гц. Теоретически считается, что КПО возникают в результате аккреции вещества, выброшенного в процессе вспышки. Исследованию КПО в случае магнетаров посвящена серия работ [18,6,5].

В настоящее время довольно значительный материал накоплен в области исследования квазипериодических осцилляций активных областей Солнца в рентгеновском диапазоне. Наиболее хорошо изучены магнитогидродинамические (МГД) колебания магнитных плазменных трубок, выходящих из активной области Солнца в хромосферу и корону [19-24]. Главный результат этих работ состоит в том, что МГД моды колебаний довольно быстро затухают, так что их характерное время составляет 2-10 периодов, что соответствует ситуации с кривой блеска GRB 080319В.

Следует особо отметить, что МГД волны играют важную роль во многих астрофизических явлениях. Часто при описании ряда таких явлений можно ограничиться линейным приближением, когда амплитуды таких волн достаточно малы. Однако в сильно динамичной и неоднородной плазме (именно такая ситуация и реализуется по современным представлениям в источниках гамма-всплесков) существенную роль играет взаимодействие между различными МГД модами, которое может усиливать амплитуды отдельных мод за счет подавления других.

Периоды основных магнитоакустических колебаний (быстрая (kink) и медленная моды) могут быть представлены в виде [25]:

$$P_{fast} = 2 \times 10^{-5} \frac{R_6 n_{28}^{1/2}}{B_{14}}, \text{ с}, \quad (1)$$

$$P_{slow} = 0.015 \frac{R_6}{k T_{10}^{1/2}}, \text{ с}, \quad (2)$$

где $R_6 = R/10^6$ см - характерный размер области осцилляций, $n_{28} = n/10^{28}$ см $^{-3}$ - концентрация плазмы в этой области, $B_{14} = B/10^{14}$ Гс - напряженность магнитного поля, $T_{10} = kT/10$ кэВ - температура плазмы в этой области.

Для протонейтронной звезды с радиусом $R = 10^7$ см и плотностью магнитосферы $n = 10^{24}$ см $^{-3}$ величина $P_{fast} \sim (2 \cdot 10^{12}/B)s$, что хорошо соответствует главному наблюдаемому пику. Наличие других пиков (рис.1-4) связано, по-

видимому, с нелинейным взаимодействием различных мод колебаний в магнитосфере протонейтронной звезды, как возможного компактного остатка взрыва сверхновой, и требует отдельного детального исследования.

Другой интересный результат в рамках рассматриваемой ситуации следует из сравнения двух доминирующих гармоник на стадии роста: $P_1 = 2.94$ с и $P_2 = 0.96$ с. Если их интерпретировать как фундаментальную (с периодом P_1) и первую (с периодом P_2) гармоники кинк-моды, то отличие отношения $P_1/2P_2$ от единицы позволяет получить информацию о структуре области магнитосферы протонейтронной звезды и, в частности, о характерной шкале L распределения плотности плазмы в ней [24]. Следуя их работе (формулы (16), (19) и (23)), можно сделать интересный вывод, что данные наблюдений квазипериодических колебаний GRB 080319B можно согласовать только в случае более-менее однородного $L > R$ распределения магнитосферной плазмы.

В случае аккреции на черную дыру, как возможный остаток взрыва, сопровождавшегося гамма-всплеском, можно попытаться интерпретировать наблюдавшиеся квази-периодические колебания, как, например, глобальные гидродинамические моды колебаний в пограничном слое вязкого аккреционного диска. В этом случае частота главной моды колебаний определяется как [26]:

$$v = \alpha \left(\frac{H}{R} \right)^2 \Omega_k, \quad (3)$$

где α - коэффициент вязкости аккреционного диска [27], H - толщина аккреционного диска, R - его радиус и Ω_k - частота кеплеровского вращения вокруг черной дыры. Формула (3) позволяет оценить массу возможной черной дыры, если считать, что колебания происходят вблизи последней устойчивой орбиты. Оценка, основанная на величине частоты наблюдавшегося главного пика, дает, что масса черной дыры равна, примерно, 100 массам Солнца. Это означает, что гамма-всплеск возник в результате взрыва очень массивной звезды, что, в принципе, не исключается современными моделями гамма-всплесков. Наблюдаемые многочисленные гармоники можно интерпретировать как результат нелинейного взаимодействия между различными модами вблизи границы устойчивости, а также вследствие отличия орбитального движения пробной частицы в диске от кеплеровского. На наш взгляд такая модель содержит в настоящее время больше свободных параметров по сравнению с первой (образование протонейтронной звезды), хотя, конечно, исключить ее полностью нельзя.

В заключение, укажем еще на одну возможную интерпретацию наблюдавшихся квазипериодических колебаний, которая использовалась при анализе осцилляций в карликовых новых звездах, а также для нейтронных звезд в тесных двойных системах [28,29].

Речь идет о возможной интерпретации наблюдавшихся квазипериодических

колебаний как колебаний токовых слоев, образовавшихся в плазме около компактного объекта после взрыва. Теория колебаний токовых слоев довольно детально разработана в ряде работ (см., например, [30]). В принципе основные гармоники колебаний токовых слоев хорошо вписываются в наблюдающуюся для GRB 080319В картину. Однако существенным элементом такой картины должны быть довольно яркие кратковременные вспышки радио-, рентгеновского и гамма-излучения, которые должны наблюдаться одновременно именно в тот же самый период, что и квазипериодические колебания, выявляемые в гамма-излучении.

Последнее обстоятельство обусловлено тем фактом, что процесс образования и разрушения токового слоя сопровождается процессом ускорения электронов плазмы и, следовательно, вспышками нетеплового излучения. Требуется более детальный анализ данных наблюдений космического гамма-всплеска GRB 080319В для подтверждения или опровержения данной модели.

5. Заключение. В данной работе выполнено исследование временной структуры излучения космического гамма-всплеска GRB 080319В. В результате анализа обнаружены квазипериодические осцилляции с периодами от 0.6 с до 6 с. Установлено, что частоты некоторых колебаний составляют гармонический ряд, что свидетельствует о несинусоидальности основных колебаний и, следовательно, о значительной нелинейности процессов. Анализ возможных физических механизмов выявленных квазипериодических колебаний позволяет сделать вывод, что наиболее вероятным механизмом генерации колебаний являются магнитоакустические неустойчивости, генерируемые в плазменной оболочке, окружающей протонейтронную звезду. Однако не исключено, что источником гамма-всплеска является формирующаяся черная дыра. В таком случае ее масса составляет не менее 100 масс Солнца.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект № 07-02-00535а), программ Президиума и ОФН РАН, а также при поддержке Президентской программы "Ведущие научные школы" (НШ-6110.2008.2).

¹ Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: Paul.D@mail.ioffe.ru

² Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: gnedin@gao.spb.ru

THE QUASI-PERIODICAL OSCILLATIONS OF GRB 080319B LIGHT CURVE

V.A.DRANEVICH¹, P.B.DMITRIYEV¹, Yu.N.GNEDIN²

The γ -ray burst GRB 080319B light curve observed by the Swift/BAT, the Wind/KONUS and the Integral/SPI ACS space missions has been investigated using a modified method of spectral analysis. The energy range of the γ -photons registered during these experiments is from 15 up to 10000 keV. The time resolution of the Swift/BAT and the Wind/KONUS experiments is 64 ms and it is 50 ms for the last one. The quasi-periodical oscillations with periods from 0.6 to 6 s were revealed in light curve structure. The quasi-periods of 1.28, 0.89 and 0.64 s can be interpreted (accurate to the experimental time resolution) as, respectively, the second, the third and the fourth harmonics of the 2.56 s oscillation and the quasi-period of 0.96 s can be the third harmonic of the 2.94 s oscillation. The possible physical mechanisms responsible for the occurrence of the quasi-periodical oscillations in the light curve structure of the γ -ray bursts are analyzed.

Key words: γ -ray burst:light curves - individual:GRB 080319B

ЛИТЕРАТУРА

1. A.M.Beloborodov, B.E.Stern, R.Svensson, *Astrophys. J. (Lett.)*, **508**, L25, 1998.
2. A.M.Beloborodov, B.E.Stern, R.Svensson, arXiv: astro-ph/0001401, 2000.
3. А.В.Кузнецов, Р.А.Сюняев, О.В.Терехов и др., *Письма в Астрон. ж.*, **13**, 1055, 1987.
4. Y.Lu., Y.F.Huang, S.N.Zhang, *Astrophys. J.*, **684**, 1330, 2008.
5. A.Crider, arXiv: astro-ph/0601019, 2006.
6. A.Pzanenko, V.Lochnikov, R.Preece, *Proc. of the XLth Rencontres de Moriond, Series: Moriond Particle Physics Meetengs* eds. by Jacques Dumarchez, Jean Tran Thanh Van, **253**, 2006.
7. B.E.Zhilyaev, M.V.Andreev, A.V.Sergeev, V.B.Petkov, arXiv: astro-ph/0711.0038, 2007.
8. J.I.Racusin, S.V.Karпов, M.Sokolowski et. al., *Nature*, **455**, pp183-188, 2008, а также arXiv: astro-ph/0805.1557, 2008.
9. P.M.Vreeswijk, A.Smette, D.Malesani et. al., <http://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn3/7459.gcn3>, 2008.
10. J.S.Bloom, D.A.Perley, W.Li et. al., arXiv: astro-ph/0803.3215, 2008.
11. Т.Дженкинс, Д.Ваттс, *Спектральный анализ и его приложения*, М.,

Мир, вып.2, с.8, 1972.

12. М.Г.Серебренников, А.А.Первозванский, Выявление скрытых периодичностей, М., Наука, с.9, 1965.
13. A.S.Alavi, G.M.Jenkins, Appl. Statist., 14, 70, 1965.
14. П.Б.Дмитриев, И.В.Кудрявцев, В.П.Лазутков и др., Астрон. Вестник, 40, 160, 2006.
15. П.Б.Дмитриев, И.В.Кудрявцев, В.П.Лазутков и др., Изв. РАН. сер. Физ., 70, 1453, 2006.
16. C.Thomson, R.C.Duncan, Astrophys. J., 473, 322, 1996.
17. C.Thomson, R.C.Duncan, Astrophys. J., 561, 980, 2001.
18. A.N.Timokhin, D.Eichler, Yu.Lyubarsky, astro-ph/0706.3698, 2007.
19. T.V.Zaqarashvili, B.Roberts, Phys. Rev. E, 66, 020461, 2002.
20. T.V.Zaqarashvili, B.Roberts, arXiv: astro-ph/0602535, 2006.
21. Y.Kato, M.R.Hayashi, R.Matsumoto, arXiv: astro-ph/0308437, 2003.
22. D.Kuridze, T.V.Zaqarashvili, B.Roberts, Proc. 11 European Solar Phys. Meeting, ESA SP-596, 2005.
23. A.Costa, R.Gonzales, arXiv:astro-ph/0807.1722, 2008.
24. M.P.McEwan, A.J.Diaz, B.Roberts, Astron. Astrophys., 481, 819, 2008.
25. B.Ma, X.-D.Li, P.F.Chen, arXiv:astro-ph/0807.0683, 2008.
26. M.H.Erkut, D.Psaltis, M.Ali Alpar, arXiv: astro-ph/0807.0730, 2008.
27. N.I.Shakura, R.A.Sunyaev, Astron. Astrophys., 24, 3, 1973.
28. Ю.Н.Гнедин, Ю.А.Наговицын, Т.М.Нацалишвили, Астрон. ж., 76, 532, 1999.
29. Ю.Н.Гнедин, С.О.Куйков, Письма в Астрон. ж., 27, №8, 1, 2001.
30. J.Sakai, A.Colin, E.Priest, Sol. Phys., 114, 253, 1987.

ВЛИЯНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ В НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ НА ПОЛЯРИЗАЦИЮ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ

А.В.ДЕМЕНТЬЕВ

Поступила 6 июля 2009

Принята к печати 17 сентября 2009

Рассматривается многократное резонансное рассеяние излучения в спектральной линии при наличии поглощения в непрерывном спектре. Принимается, что рассеивающая атмосфера полубесконечная, магнитное поле, а также излучение в непрерывном спектре на частотах линии в ней отсутствуют. При неполяризованных первичных источниках излучения, равномерно распределенных в атмосфере, и фойгтовском профиле коэффициента поглощения получены поляризационные характеристики выходящего излучения. Расчеты проведены на основе итеративного решения матричного интегрального уравнения Амбарцумяна-Чандрасекара.

Ключевые слова: *поляризация:резонансное рассеяние:фойгтовский профиль*

1. *Введение.* Хорошо известно, что в ряде случаев интенсивность излучения, выходящего из рассеивающей среды, может быть определена без расчета поля излучения внутри самой среды. Методы, позволяющие это сделать, были впервые разработаны и применены В.А.Амбарцумяном. Например, таким методом является принцип инвариантности, в основе которого лежит рассмотрение характеристик среды как цельного объекта [1].

Подобные методы допускают обобщение и на задачи, связанные с переносом поляризованного излучения. Тем самым имеется возможность находить все параметры Стокса выходящего из среды излучения непосредственно, без прямого интегрирования уравнения переноса, векторного в данном случае. Примером служит теория \hat{I} -матриц, при помощи которой могут быть решены некоторые задачи переноса поляризованного излучения в полубесконечных атмосферах. Эта теория была развита в работе [2] для монохроматического рэлеевского рассеяния, затем применена в [3] для резонансного рассеяния, а также в [4] - для резонансного рассеяния в слабом магнитном поле. В случае резонансного рассеяния данная теория использует предположение полного перераспределения по частотам, а коэффициент поглощения в линии может быть произвольным. Расчет вектора Стокса выходящего излучения в теории \hat{I} -матриц сводится к решению матричного нелинейного интегрального уравнения, обобщающего известное уравнение Амбарцумяна-Чандрасекара.

В настоящей работе аппарат \hat{I} -матриц применен для изучения резонансного рассеяния в случае, когда имеется поглощение в континууме. Именно, рассмотрена следующая задача. В полубесконечной плоскопараллельной атмосфере без магнитного поля происходит образование поляризованных спектральных линий за счет многократного резонансного рассеяния. Считается, что на частотах линии в атмосфере происходит поглощение в континууме, а излучения в континууме нет. При этом профиль коэффициента поглощения в линии ϕ , вероятность выживания фотона при рассеянии λ , а также β - отношение коэффициента поглощения в непрерывном спектре к коэффициенту поглощения, среднему по линии, от координат не зависят. Кроме того, предполагается, что снаружи на атмосферу излучение не падает. Задача состоит в нахождении вектора Стокса выходящего из атмосферы излучения.

Необходимые для решения данной задачи формулы получаются в общей теории \hat{I} -матриц одинаковым образом как при $\beta = 0$, так и при $\beta \neq 0$. Подробный вывод и обстоятельное обсуждение этих формул для резонансного рассеяния без учета поглощения в континууме даны в работах [3] и [5]. Поэтому здесь мы фактически лишь запишем нужные формулы для рассматриваемого нами случая $\beta \neq 0$. Затем мы приведем результаты численных расчетов при фойгтовском коэффициенте поглощения, считая, что источники первичного излучения не поляризованы и распределены в атмосфере равномерно.

Заметим, что ситуация, когда в континууме на частотах линии есть только поглощение, а излучения нет, возникает, например, при рассмотрении диффузии $L\alpha$ -квантов в газовой туманности, в которой имеется пыль. Пыль поглощает излучение на частотах линии $L\alpha$, а переизлучает энергию в ИК-области спектра.

2. Векторное уравнение переноса поляризованного излучения.

В рассматриваемой задаче поле излучения осесимметричное, вследствие чего его можно описать двумя величинами, например, параметрами Стокса I и Q . В силу этого обстоятельства, все встречающиеся ниже векторы имеют размерность 2, а матрицы - 2×2 . Вектор Стокса, описывающий поле излучения в атмосфере, будем обозначать через $i_S = (I, Q)^T$, где T - транспонирование. При этом i_S зависит от обычной усредненной по линии оптической глубины в атмосфере τ , частоты излучения x , отсчитанной от центра линии и измеренной в доплеровских ширинах, и от косинуса угла между направлением распространения излучения и внешней нормалью к границе атмосферы μ . Таким образом, $i_S = i_S(\tau, x, \mu)$.

Поле излучения в атмосфере может быть найдено путем решения следующего векторного уравнения переноса (см. [6] и [3]):

$$\mu \frac{\partial i_S(\tau, x, \mu)}{\partial \tau} = [\phi(x) + \beta] i_S(\tau, x, \mu) - \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \int_{-1}^1 d\mu' \hat{R}(x, \mu; x', \mu') i_S(\tau, x', \mu') - \phi(x) s_I(\tau) \quad (1)$$

с граничными условиями

$$i_S(0, x, \mu) = 0, \quad \mu < 0; \quad i_S(\tau, x, \mu) e^{-\tau/\mu} \xrightarrow{\tau \rightarrow \infty} 0, \quad \mu > 0. \quad (2)$$

В уравнении (1) матрица $\hat{R}(x, \mu; x', \mu')$ описывает перераспределение излучения при рассеянии по частотам, углам и состояниям поляризации. Аргументы со штрихами относятся к падающему излучению, а без штрихов - к рассеянному. Источники первичного излучения в линии задаются векторной функцией $s_I(\tau)$, которая считается известной. Предположение полного перераспределения по частотам дает возможность разделить частотные переменные в матрице $\hat{R}(x, \mu; x', \mu')$, так что

$$\hat{R}(x, \mu; x', \mu') = \phi(x)\phi(x')\hat{P}(\mu, \mu'). \quad (3)$$

В свою очередь, фазовую матрицу резонансного рассеяния $\hat{P}(\mu, \mu')$, которая в нашем случае не зависит от азимута, можно факторизовать таким образом, что оказываются разделенными также и угловые переменные (см., например, [2])

$$\hat{P}(\mu, \mu') = \hat{A}(\mu)\hat{A}^T(\mu'), \quad (4)$$

где

$$\hat{A}(\mu) = \begin{pmatrix} 1 & \sqrt{\frac{W}{8}}(1 - 3\mu^2) \\ 0 & \sqrt{\frac{W}{8}}3(1 - \mu^2) \end{pmatrix} \quad (5)$$

и W - параметр деполяризации, определяемый квантовыми числами уровней, при переходах между которыми возникает рассматриваемая линия ($0 \leq W \leq 1$).

Матрица $\hat{A}(\mu)$ имеет верхнетреугольный вид, поэтому для неполяризованных первичных источников, когда $s_I(\tau) = (s_I'(\tau), 0)^T$, можно записать

$$s_I(\tau) = \hat{A}(\mu)s_I(\tau) \quad (6)$$

Далее, представим искомый вектор Стокса в следующем виде:

$$i_S(\tau, x, \mu) = \frac{\phi(x)}{\phi(x) + \beta} \hat{A}(\mu) i(\tau, x, \mu). \quad (7)$$

Подставим (6) и (7) в уравнение (1), умножим обе части равенства слева на $\hat{A}^{-1}(\mu)$ и сократим на $\phi(x)$. В итоге получим, что вектор $i(\tau, x, \mu)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\mu}{\phi(x)+\beta} \frac{\partial i(\tau, x, \mu)}{\partial \tau} = i(\tau, x, \mu) - s(\tau) \quad (8)$$

с граничными условиями вида (2). Здесь

$$s(\tau) = s_0(\tau) + \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \frac{\phi^2(x')}{\phi(x')+\beta} \int_{-1}^1 d\mu' \hat{\psi}(\mu') i(\tau, x', \mu'), \quad (9)$$

$$s_0(\tau) = s_I(\tau), \quad (10)$$

а через $\hat{\psi}(\mu)$ обозначена матрица

$$\hat{\psi}(\mu) = \frac{\lambda}{2} \hat{A}^T(\mu) \hat{A}(\mu). \quad (11)$$

Из уравнения (8) следует, что $i(\tau, x, \mu)$ зависит от x и μ не по отдельности, а от их комбинации

$$z = \frac{\mu}{\phi(x)+\beta}, \quad (12)$$

так что вместо (8) имеем уравнение

$$z \frac{\partial i(\tau, z)}{\partial \tau} = i(\tau, z) - s(\tau) \quad (13)$$

с граничными условиями

$$i(0, z) = 0, \quad z < 0; \quad i(\tau, z) e^{-z/\tau} \xrightarrow{\tau \rightarrow \infty} 0, \quad z > 0. \quad (14)$$

Таким образом, задача свелась к нахождению векторной функции только двух переменных, а не трех, как было ранее. Ясно, что это упрощение есть следствие разделения переменных (3) и (4).

Сделаем замену переменной $z' \equiv \mu' / (\phi(x') + \beta)$ во внутреннем интеграле в (9) и поменяем порядок интегрирования по x' и z' (см. [7], п. 5.1 и [3]). Тогда вместо (9) будем иметь

$$s(\tau) = s_0(\tau) + \int_{-1/\beta}^{1/\beta} dz' \hat{G}(z') i(\tau, z'). \quad (15)$$

Здесь

$$\hat{G}(z) = 2 \int_{x(z)}^{\infty} dx \phi^2(x) \hat{\psi}[z(\phi(x)+\beta)], \quad (16)$$

где функция $x(z)$ определяется равенствами

$$\begin{aligned} x(z) &= 0, & |z| &\leq 1/[\phi(0)+\beta] \\ \phi(x(z)) &= 1/|z| - \beta, & 1/\beta > |z| > 1/[\phi(0)+\beta] \end{aligned} \quad (17)$$

Матрица $\hat{G}(z)$ является четной и симметричной, т.е.

$$\hat{G}(-z) = \hat{G}(z), \quad \hat{G}^T(z) = \hat{G}(z). \quad (18)$$

Пусть теперь первичные источники поляризованы, т.е. $s_I(\tau) = (s_I'(\tau), s_Q'(\tau))^T$, так что $s_Q'(\tau)$ не является тождественным нулем. Тогда в общем случае

(6) не имеет места. Для того, чтобы и при таких источниках в полной мере воспользоваться разделением переменных (3) и (4), представим исходный вектор Стокса в виде следующей суммы:

$$i_s(\tau, x, \mu) = \frac{\phi(x)}{\phi(x) + \beta} \left[i_d(\tau, x, \mu) + \hat{A}(\mu) i_*(\tau, x, \mu) \right], \quad (19)$$

где первое слагаемое соответствует излучению, пришедшему непосредственно от первичных источников, а второе - излучению, испытавшему хотя бы одно рассеяние. При этом после подстановки (19) в уравнение (1) в итоге оказывается, что векторы i_d и i_* удовлетворяют соответственно уравнениям

$$z \frac{\partial i_d(\tau, z)}{\partial \tau} = i_d(\tau, z) - s_l(\tau) \quad (20)$$

и

$$z \frac{\partial i_*(\tau, z)}{\partial \tau} = i_*(\tau, z) - s(\tau) \quad (21)$$

с граничными условиями вида (14). Здесь, в отличие от случая неполяризованных первичных источников,

$$s(\tau) = s_*(\tau) + \int_{-1/\beta}^{1/\beta} dz' \hat{G}(z') i_*(\tau, z') \quad (22)$$

и

$$s_*(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \frac{\phi^2(x')}{\phi(x') + \beta} \int_{-1}^1 d\mu' \hat{A}^T(\mu') i_d(\tau, z(x', \mu')). \quad (23)$$

Отметим, что вектор i_d можно считать известным, поскольку решение дифференциального уравнения (20) при заданной функции $s_l(\tau)$ находится элементарно.

3. *Матричное уравнение переноса излучения и обобщенное уравнение Амбарцумяна-Чандрасекара.* Следуя [3], введем матрицу Стокса, которая по определению является решением матричного уравнения переноса

$$z \frac{\partial \hat{I}(\tau, z)}{\partial \tau} = \hat{I}(\tau, z) - \hat{S}(\tau) \quad (24)$$

с граничными условиями

$$\hat{I}(0, z) = \hat{0}, \quad z < 0; \quad \hat{I}(\tau, z) e^{-z/\tau} \xrightarrow{\tau \rightarrow \infty} \hat{0}, \quad z > 0. \quad (25)$$

Здесь матричная функция источников $\hat{S}(\tau)$ имеет следующий вид:

$$\hat{S}(\tau) = \hat{S}_*(\tau) + \int_{-1/\beta}^{1/\beta} dz' \hat{G}(z') \hat{I}(\tau, z'), \quad (26)$$

при этом

$$\hat{S}_*(\tau) = \text{diag}(s_1^*(\tau), s_2^*(\tau)), \quad (27)$$

где $s_1^*(\tau)$ и $s_0^*(\tau)$ являются компонентами векторной функции $s_*(\tau)$, определяемой первичными источниками в соответствии с (10) или (23). Матрица $\hat{G}(z')$ в (26) та же, что и ранее, т.е. задается формулами (16)-(17).

Введем обозначения

$$e_I = (1, 0)^T, \quad e = (1, 1)^T. \quad (28)$$

Тогда, сравнивая (13) и (24), находим, что

$$i(\tau, z) = \hat{I}(\tau, z)e_I, \quad (29)$$

при этом $s(\tau) = \hat{S}(\tau)e_I$. Сравнение же (21) и (24) дает, что

$$i_*(\tau, z) = \hat{I}(\tau, z)e \quad (30)$$

и $s(\tau) = \hat{S}(\tau)e$.

Рассмотрим матрицу

$$\hat{\varepsilon} = \hat{E} - 2\hat{G}_0, \quad (31)$$

где

$$\hat{G}_0 = \int_0^{1/\beta} dz' \hat{G}(z') = \frac{1}{2} \text{diag}(\tilde{\lambda}, 0.7W\tilde{\lambda}). \quad (32)$$

Здесь

$$\tilde{\lambda} = \lambda[1 - \beta\delta(\beta)], \quad (33)$$

а

$$\delta(\beta) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \frac{\phi(x')}{\phi(x') + \beta}. \quad (34)$$

Для того чтобы найти матрицу \hat{G}_0 , мы взяли двойной интеграл по z' и x' (см. определение $\hat{G}(z)$, формулы (16) и (17)). Это легко сделать, если от этих переменных вернуться к μ' и x' , поменяв также порядок интегрирования. Таким образом,

$$\hat{\varepsilon} = \text{diag}(1 - \tilde{\lambda}, 1 - 0.7W\tilde{\lambda}). \quad (35)$$

Далее мы будем рассматривать так называемую стандартную задачу (по терминологии [3]), когда

$$\hat{S}_*(\tau) = \hat{S}_* = \hat{\varepsilon}^{-1/2} = \text{diag}(\sqrt{1 - \tilde{\lambda}}, \sqrt{1 - 0.7W\tilde{\lambda}}). \quad (36)$$

Матрица Стокса выходящего излучения (т.е. при $\tau = 0$) в стандартной задаче обозначается через $\hat{I}(z)$. Как показано в [3], эта \hat{I} -матрица удовлетворяет нелинейному интегральному уравнению Амбарцумяна-Чандрасекара, обобщенному на матричный случай. Если учитывается поглощение в континууме, то это уравнение записывается следующим образом:

$$\hat{I}^{-1}(z) = \hat{\varepsilon}^{1/2} + \int_0^{1/\beta} \frac{z' dz'}{z+z'} \hat{I}^T(z') \hat{G}(z'). \quad (37)$$

В случае, когда первичные источники распределены равномерно, не поляризованы и таковы, что

$$s_l(\tau) = s_l = \left(\sqrt{1 - \tilde{\lambda}}, 0 \right)^T, \quad (38)$$

искомый вектор Стокса выходящего из атмосферы излучения непосредственно выражается через \hat{I} -матрицу при помощи (7) и (29). Можно показать, что вектор Стокса выходящего излучения также выражается через \hat{I} -матрицу при любых равномерно распределенных первичных источниках как неполяризованного, так и поляризованного излучения. То же самое верно и в случае, когда первичные источники распределены экспоненциально.

4. *Вычисление матрицы $\hat{I}(z)$: методика.* Опишем основные моменты схемы, по которой производились вычисления. Расчеты проводились для фойгтовского профиля

$$\phi(x) = \frac{a}{\pi^{3/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} dy \frac{e^{-y^2}}{(x-y)^2 + a^2}. \quad (39)$$

Фойгтовский параметр a равен отношению естественной ширины линии к доплеровской. Функция Фойгта (39) вычислялась при помощи алгоритма, предложенного Гаутчи [8]. Этот алгоритм применим при произвольных значениях x и a , является достаточно быстрым и обеспечивает хорошую точность. При этом точность вычисления функции Фойгта, заявленная автором алгоритма - 10 знаков после запятой. Она достигается для большинства интересующих нас значений x и a . В основе алгоритма Гаутчи лежит представление в виде непрерывной (цепной) дроби комплексной функции ошибок, вещественной частью которой является функция Фойгта [9].

Для расчета элементов матрицы $\hat{G}(z)$ удобно ввести новую переменную

$$t = \frac{z}{1 - \beta z}, \quad z = \frac{t}{1 + \beta t}. \quad (40)$$

При этом равенства (17) принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} x(t) &= 0, & t &\leq 1/\phi(0) \\ \phi(x(t)) &= 1/t, & t &> 1/\phi(0). \end{aligned} \quad (41)$$

Будем записывать $\hat{G}(z(t))$ как $\hat{G}(t)$, хотя вид функциональной зависимости от z и от t вообще говоря разный. Замена (40) позволяет составить универсальную программу для вычисления матрицы \hat{G} как при $\beta \neq 0$, так и при $\beta = 0$. В последнем случае $t = z$. Кроме того, такая замена дает возможность получить асимптотики элементов матрицы \hat{G} при $z \rightarrow 1/\beta$ (при этом $t \rightarrow \infty$). Асимптотические формулы для элементов матрицы \hat{G}

и их вывод даны в *Приложении*.

Остановимся на использовании этих асимптотик. Значения элементов матрицы $\hat{G}(t)$ в общем случае выражаются через интегралы от функций $\phi^k(x')$ ($k=2, \dots, 6$) с нижним пределом интегрирования $x(t)$. Соответственно и асимптотики элементов матрицы \hat{G} при $t \rightarrow \infty$ выражаются через асимптотики этих интегралов при $x(t) \rightarrow \infty$. Для вычисления интегралов, стоящих в правой части (37), нам требуются значения матрицы \hat{G} при больших t , а в этом случае сами эти значения очень малы. Чтобы не допустить потери точности в процессе машинных вычислений, мы вычисляли нормированные интегралы

$$\int_{x(t)}^{\infty} \phi^k(x') / J_k^{1/k} dx', \quad (42)$$

где J_k - приближенное значение интеграла от $\phi^k(x')$, в качестве которого мы брали главный член асимптотики этого интеграла.

Ясно, что асимптотики применимы только в соответствующей области значений $x \gg x_{as}$, где x_{as} определяет границу асимптотической области. Поэтому при $x(t) < 5x_{as}$ исходный отрезок интегрирования $[x(t), \infty]$ мы разделяли на два $[x(t), 5x_{as}]$ и $[5x_{as}, \infty]$. Нормировку (42) мы применяли на отрезке $[5x_{as}, \infty]$. Кроме того, на этом отрезке в интеграле мы делали замену переменной $u' = 1/x'$. Такая замена, как оказалось, приводит к уменьшению числа узлов и, соответственно, времени счета, требуемых для достижения заданной точности вычислений. Заметим, что при фойгтовском параметре $a = 0.01$ значение $1/\phi(x_{as}) \equiv t_{as} \approx 1200$.

Точность вычисления элементов матрицы $\hat{G}(t)$ можно оценивать сравнением значений элементов этой матрицы, полученных численным интегрированием, с приближенными значениями элементов $\hat{G}(t)$, найденными по асимптотическим формулам. Ясно, что больше верных значащих цифр даст та асимптотическая формула, в которой взято больше членов (но таких, которые при заданном $t > t_{as}$ еще являются убывающими). Например, в случае $a = 0.01$ и $\beta = 0$ использование первых трех членов в асимптотике элемента G_{11} (см. формулу (A15) в *Приложении*) при $z = 10^5$ дает значение этого элемента, отличающееся в восьмом знаке от значения, найденного численным интегрированием. В то же время использование четырех членов в этой формуле дает отличие в десятом знаке, что в данном случае позволяет на два порядка улучшить оценку точности численного интегрирования.

Интегралы, входящие в выражение для $\hat{G}(t)$, определяемое формулой (16) с учетом замены (40), а также формулой (41), вычислялись по составной квадратурной формуле Симпсона с использованием экстраполяции Ричардсона (эта экстраполяция описана, например, в [10]). Таким же путем вычислялись и интегралы, стоящие в правой части (37).

В этих интегралах, стоящих в (37), в подынтегральное выражение входят неизвестные функции - элементы матрицы $\hat{I}^T(z')$. Данное обстоятельство затрудняет выбор узлов квадратурной формулы, необходимых для вычисления интегралов с заданной точностью. Мы выбирали эти узлы следующим образом.

Во-первых, в указанных интегралах производилась замена переменной (40), и весь промежуток интегрирования разделялся на два: $[0; 1/\psi(0)]$ и $[1/\psi(0); \infty]$ - это разделение связано с нарушением гладкости функции $\hat{G}(t)$ в точке $t = 1/\psi(0)$, см. (41).

Во-вторых, использовалась формула (32), дающая значение интегралов \hat{G}_0 . Именно, путем последовательного увеличения числа узлов на отрезке интегрирования в два раза определялось минимальное количество узлов, необходимое для вычисления данных интегралов с требуемой точностью. При этом на отрезке $[1/\psi(0); \infty]$ в интегралах производилась замена переменной $u' \equiv (t')^{-1/2}$. Эта замена позволяет существенно уменьшить число узлов, необходимое для достижения заданной точности. Точность вычислений по квадратурной формуле оценивалась непосредственным сравнением со значениями, даваемыми правой частью (32). Заметим, что величину $\delta(\beta)$, определяемую интегралом (34), можно достаточно просто вычислить с хорошей точностью, см., например, [11]. Мы не будем останавливаться на нашем способе вычисления $\delta(\beta)$, который отличается от способа, используемого в [11].

Далее, по найденным узлам, позволяющим вычислить интегралы \hat{G}_0 с необходимой точностью, вычислялись затем интегралы, стоящие в правой части (37). Имеются серьезные основания предполагать, что точность вычисления этих интегралов будет примерно такой же, как и точность вычисления интегралов \hat{G}_0 . Отметим, что все результаты расчетов, приведенные ниже, получены в случае, когда точность вычисления интегралов \hat{G}_0 была не хуже, чем 10^{-6} .

Значения матрицы \hat{I} в узлах находились из уравнения (37) итерациями типа Гаусса-Зейделя, которые реализовывались следующим образом. Единичной матрицей задавалось начальное приближение матрицы \hat{I} во всех узлах. Узлы упорядочены так, что $z_1 < z_2 < \dots < z_{n-1} < z_n$. Первая итерация начиналась вычислением значения \hat{I} в наименьшем по величине узле.

Следующий шаг итерационного решения - вычисление $\hat{I}(z_2)$. При этом используется найденное значение $\hat{I}(z_1)$, а значения \hat{I} в остальных узлах берутся те же, заданные начальным приближением. Для вычисления $\hat{I}(z_3)$ используются уже и $\hat{I}(z_1)$, и $\hat{I}(z_2)$, и т.д. Первая итерация считается завершенной после вычисления $\hat{I}(z_n)$. Итерации прекращались, когда для всех элементов I_{jk} ($j, k = 1, 2$) двух последовательных итераций N и $N+1$ матрицы \hat{I} и для всех узлов выполнялось условие

$$|I_{jk}^{N+1} - I_{jk}^N| < \delta_0 |I_{jk}^N|, \quad (43)$$

где δ_0 - заданная точность вычислений (использовалось значение $\delta_0 = 10^{-9}$).

Также мы использовали описанные в работах [5] и [12] итерации, построенные иначе. Однако итерации типа Гаусса-Зейделя оказались сходящимися быстрее всего. На это же указано и авторами [12], находившими фактически \hat{I} -матрицу для ралеевского рассеяния (матрица $\hat{G}(\mu)$ в обозначениях этих авторов).

Число итераций, которое необходимо осуществить для выполнения условия (43), растет, когда $\beta \rightarrow 0$ и $\lambda \rightarrow 1$. Если $\lambda = 1$ и $-6 \leq \log a \leq -1$, то при $\beta = 0.1$ требуется около 15 итераций, а при $\beta = 0$ - около 70 итераций. В случае $\lambda = 1$ и $\log a = 0$ необходимо провести 95 итераций.

Можно указать следующий тест для контроля точности вычислений. Известно, что матрица $\hat{I}(0)$ является матрицей вращения, поэтому ее элементы удовлетворяют следующим соотношениям (см. [5]):

$$I_{11}^2(0) + I_{21}^2(0) = 1, \quad I_{12}^2(0) + I_{22}^2(0) = 1, \quad I_{12}(0) + I_{21}(0) = 0. \quad (44)$$

При той точности, с которой проводились наши вычисления, в правых частях равенств (44) получалось соответственно $1 + 3\delta$, $1 + 5\delta$, 2δ , где $\delta = 10^{-6}$.

Отметим, что описанная выше схема дает возможность вычисления матрицы $\hat{I}(z)$ как при $\beta \neq 0$, так и при $\beta = 0$.

5. *Вычисление матрицы $\hat{I}(z)$: результаты.* Все расчеты мы проводили при $W=1$, что соответствует дипольному рассеянию. Результаты численного решения уравнения (37) использовались для расчета степени поляризации выходящего излучения в случае равномерно распределенных неполяризованных первичных источников вида (38). Степень поляризации выражается через параметры Стокса следующим образом:

$$p(x, \mu) = -\frac{Q(x, \mu)}{I(x, \mu)}. \quad (45)$$

Используя (7) и (29), выпишем параметры Стокса для рассматриваемого случая в явном виде

$$I(x, \mu) = \frac{\phi(x)}{\phi(x) + \beta} \left[I_{11} \left(\frac{\mu}{\phi(x) + \beta} \right) + \sqrt{\frac{1}{8}} (1 - 3\mu^2) I_{21} \left(\frac{\mu}{\phi(x) + \beta} \right) \right], \quad (46)$$

$$Q(x, \mu) = \frac{\phi(x)}{\phi(x) + \beta} \sqrt{\frac{1}{8}} 3(1 - \mu^2) I_{21} \left(\frac{\mu}{\phi(x) + \beta} \right). \quad (47)$$

Здесь I_{11} и I_{21} - элементы \hat{I} -матрицы. При этом если $\mu = 0$, то

$$p_0 = p(\mu = 0) = -\frac{3 I_{21}(0)}{\sqrt{8} I_{11}(0) + I_{21}(0)}. \quad (48)$$

Значение p_0 дает степень поляризации на краю диска звезды с

рассеивающей атмосферой. На рис.1 для двух значений фойгтовского параметра a представлены поверхности, характеризующие поведение

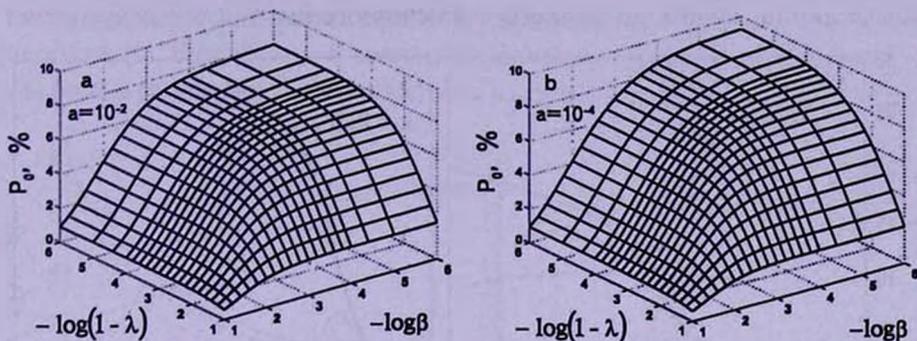


Рис.1. Предельная степень поляризации p_0 на краю диска звезды: а) фойгтовский параметр $a = 10^{-2}$; б) $a = 10^{-4}$.

функции двух параметров $p_0(\lambda, \beta)$. Оказывается, что основное изменение значений $p_0(\lambda, \beta)$ происходит при $\log \beta \geq -3.5$ и при $\log(1-\lambda) \geq -3$.

В случае, когда поглощение в континууме отсутствует ($\beta = 0$), а $1-\lambda \ll 1$, для предельной поляризации нами получена эмпирическая формула вида

$$p_0(\lambda, a) = p_0(0, a) - C_1(a)\sqrt{1-\lambda} - C_2(a)\sqrt{1-\lambda}, \quad (49)$$

где $C_1(a)$ и $C_2(a)$ - коэффициенты, зависящие от параметра a , значения которых представлены в табл.1. При $\log(1-\lambda) \leq -4$ эта формула дает величину $p_0(\lambda, a)$ с ошибкой в четвертом знаке после запятой.

Таблица 1

КОЭФФИЦИЕНТЫ ЭМПИРИЧЕСКИХ ФОРМУЛ

$\log a$	$p_0(0, a), \%$	$C_1(a)$	$C_2(a)$	$T(a)$
-4	9.3195	21.00	850	2.05
-3	9.0399	20.92	261	3.25
-2	8.2201	20.77	38.8	5.74
-1	6.5725	20.50	-18.5	10.10
0	5.5029	20.34	-29.6	17.75

Для случая консервативного рассеяния ($\lambda = 1$) и малого поглощения в континууме ($\beta \ll 1$) эмпирическая формула вида

$$p_0(\beta, a) = p_0(0, a) - T(a)\beta^{1/4} \quad (50)$$

дает величину $p_0(\beta, a)$ с ошибкой в третьем знаке после запятой при $\log \beta \leq -6$. Здесь $T(a)$ - коэффициент, зависящий от параметра a . Его значения также представлены в табл.1.

На рис.2 представлены профили линий в интенсивности при нескольких

значениях β для излучения, выходящего по направлениям с $\mu = 0.11$ и $\mu = 0.51$. Видно, что с ростом β уменьшается величина максимума в крыле линии, вплоть до полного его исчезновения.

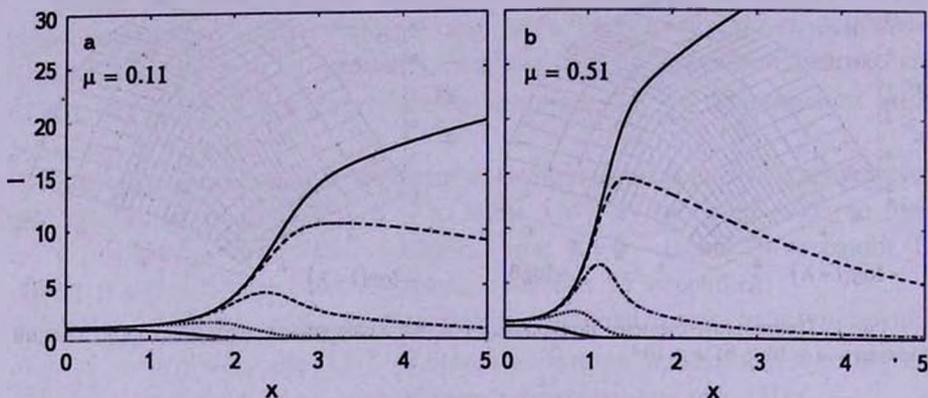


Рис.2. Интенсивность I излучения в резонансной линии, выходящего из атмосферы под разными углами: а) Под углом с $\mu = 0.11$; б) $\mu = 0.51$. Тонкие сплошные линии соответствуют $\beta = 0$, штриховые - $\beta = 10^{-3}$, штрих-пунктирные - $\beta = 10^{-2}$, пунктирные - $\beta = 10^{-1}$, жирные сплошные - $\beta = 10^{-1}$. Все графики построены для случая $a = 10^{-2}$ и $\lambda = 1$.

Рис.3 показывает изменение степени поляризации в пределах линии при тех же значениях β и для тех же двух направлений. Увеличение β приводит к изменению знака поляризации, так что при достаточно больших β возможна ситуация, когда поляризация отрицательна по всей линии, даже в ее центре, т.е. при $x=0$.

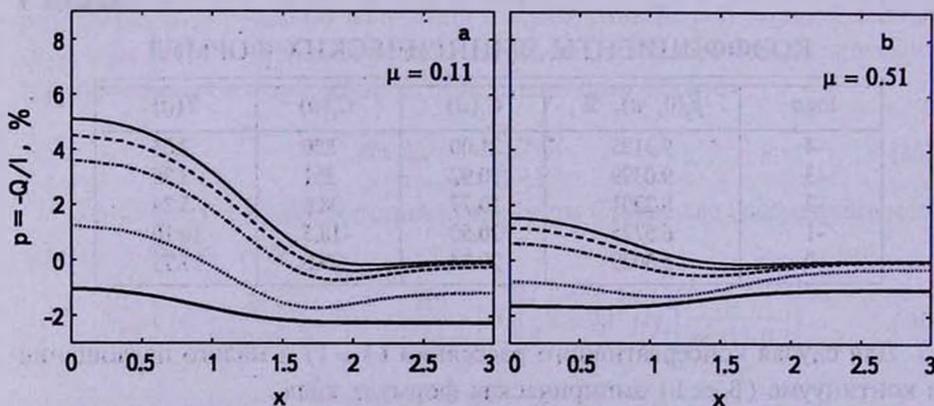


Рис.3. Степень поляризации $p = -Q/I$ излучения в резонансной линии, выходящего из атмосферы под разными углами: а) $\mu = 0.11$; б) $\mu = 0.51$. Линии на графиках имеют тот же смысл, что и на рис.2. Все графики построены для случая $a = 10^{-2}$ и $\lambda = 1$.

Зависимость поляризации от направления выходящего излучения при разных β для частот $x=0$ и $x=2$ представлена на рис.4. С ростом μ при

достаточно больших β также происходит изменение знака поляризации.

Отметим, что в [13-15] поляризация в линиях в задачах со схожей постановкой рассчитывалась путем непосредственного решения уравнения переноса (1). В случае $\beta = 0$ имеется возможность сравнить наши расчеты с той частью результатов, которые получены в указанных работах для фойгтовского

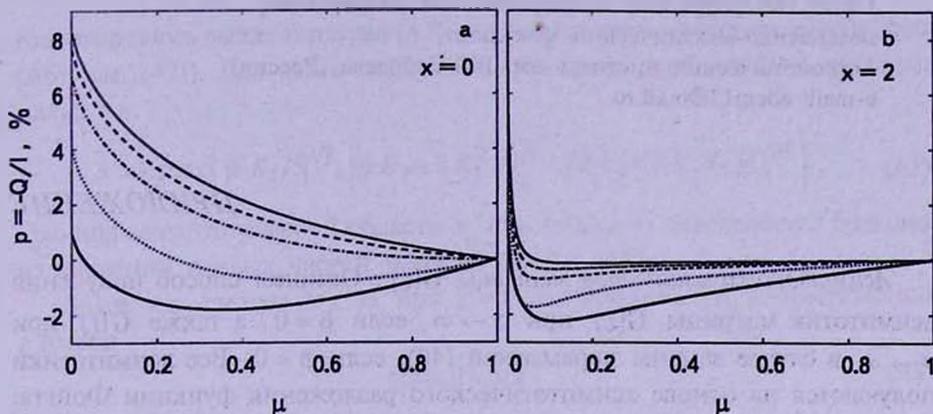


Рис.4. Степень поляризации $p = -Q/I$ излучения в резонансной линии, выходящего из атмосферы на разных частотах: а) $x = 0$; б) $x = 2$. Линии на графиках имеют тот же смысл, что и на рис.2. Все графики построены для случая $a = 10^{-2}$ и $\lambda = 1$.

профиля в предположении полного перераспределения по частотам. Результаты расчетов поляризации в [13-15] представлены в виде графиков. В пределах той точности, с которой построены эти графики, сравнение показывает согласие наших результатов с результатами, которые приводят авторы работ [13-15].

Расчеты в рамках теории \hat{I} -матриц, но по другой методике для фойгтовского профиля при $\beta = 0$ проводились в [16]. С результатами этих расчетов результаты, полученные в настоящей работе, также хорошо согласуются.

6. Заключение. Суммируем основные результаты, полученные в статье.

а) Общая теория \hat{I} -матриц, развитая в работах [3] и [5], применена в случае ненулевого поглощения в непрерывном спектре ($\beta \neq 0$) на частотах линии.

б) Разработан эффективный алгоритм численного решения матричного интегрального уравнения Амбарцумяна-Чандрасекара для случая равномерно распределенных неполяризованных первичных источников излучения и фойгтовского коэффициента поглощения.

в) Получены численные результаты, позволяющие понять характер зависимости интенсивности и поляризации выходящего излучения от β .

г) В случае $\lambda = 1$, $\beta \ll 1$ и в случае $1 - \lambda \ll 1$, $\beta = 0$ для поляризации на краю диска звезды получены эмпирические формулы высокой точности (формулы (49) и (50) соответственно).

Автор благодарен В.В.Иванову за ряд существенных замечаний и полезных предложений при подготовке текста статьи. Работа выполнена при поддержке гранта НШ-1318.2008.2 для ведущих научных школ России и программы АВЦП № 2.1.1/594.

Санкт-Петербургский государственный университет,
математико-механический факультет,
Астрономический институт им. В.В.Соболева, Россия,
e-mail: adem13@mail.ru

ПРИЛОЖЕНИЕ

Асимптотики элементов матрицы $\hat{G}(z)$. Опишем способ получения асимптотик матрицы $\hat{G}(z)$ при $z \rightarrow \infty$, если $\beta = 0$, а также $\hat{G}(t)$ при $t \rightarrow \infty$ в случае замены переменной (40), если $\beta \neq 0$. Все асимптотики получаются на основе асимптотического разложения функции Фойгта. Рассмотрим сначала случай $\beta = 0$.

Для фойгтовского профиля (39) при больших x известно следующее асимптотическое разложение (см., например, п. 2.7 в [7]):

$$\phi(x) \sim \frac{a}{\pi x^2} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{K_j(a)}{x^{2j}}, \quad (A1)$$

где

$$K_j(a) = (2j+1)! \sum_{i=0}^j (-1)^i \frac{a^{2i}}{(2i+1)!(j-i)!2^{2(j-i)}}. \quad (A2)$$

Заметим, что в [7] в формулу для $K_j(a)$ в знаменатель дроби вкралась опечатка - $(2i+1)!!$ вместо $(2i+1)!$.

Чтобы иметь возможность лучше оценивать точность вычисления матрицы $\hat{G}(z)$, в асимптотическом разложении одного ее элемента, именно $G_{11}(z)$, мы нашли первые четыре слагаемых, для чего требуется использовать четыре слагаемых в разложении (A1)

$$\phi(x) \sim \frac{a}{\pi x^2} \left[1 + \frac{K_1}{x^2} + \frac{K_2}{x^4} + \frac{K_3}{x^6} + O\left(\frac{1}{x^8}\right) \right]. \quad (A3)$$

Аргумент a у K_j здесь и далее опускаем. Для остальных элементов матрицы $\hat{G}(z)$ мы ограничились двумя слагаемыми. Очевидно, что (A3) имеет смысл в том случае, когда

$$x \gg \max\{|K_1|^{1/2}; |K_2|^{1/4}; |K_3|^{1/6}\}. \quad (A4)$$

Из определения матрицы \hat{G} , даваемого выражением (16), имеем

$$G_{11}(z) = \lambda \int_{x(z)}^{\infty} dx' \phi^2(x'). \quad (A5)$$

Подставляя сюда (A3) и интегрируя, получаем

$$G_{11}(x(z)) \sim \frac{\lambda a^2}{3\pi x^3} \left[1 + \frac{6K_1}{5} \frac{1}{x^2} + \frac{6K_2 + 3K_1^2}{7} \frac{1}{x^4} + \frac{2K_3 + 2K_1K_2}{3} \frac{1}{x^6} + O\left(\frac{1}{x^8}\right) \right]. \quad (A6)$$

Как отмечалось выше, интеграл (A5) оценивался первым членом асимптотики (A6) (см. (42)). Для этого остальные слагаемые должны быть заведомо малы, т.е.

$$x \gg \max \left\{ |6K_1/5|^{1/2}; \left| (6K_2 + 3K_1^2)/7 \right|^{1/4}; \left| (2K_3 + 2K_1K_2)/3 \right|^{1/6} \right\}. \quad (A7)$$

Граница асимптотической области x_m (см. раздел 4) определяется большим из значений правых частей условий (A4) и (A7).

Далее, как следует из (17), при $\beta = 0$ для больших x и, соответственно, z имеем

$$\phi(x(z)) = 1/z. \quad (A8)$$

Привлекая (A3), получаем, что

$$\frac{1}{x^2} \sim \frac{\pi}{az} + O\left(\frac{1}{z^2}\right). \quad (A9)$$

Вновь используя (A3) и (A8), находим

$$x^2 \sim \frac{az}{\pi} \left[1 + \frac{K_1}{x^2} + \frac{K_2}{x^4} + \frac{K_3}{x^6} + O\left(\frac{1}{x^8}\right) \right]. \quad (A10)$$

Подставив сюда $1/x^2$ из (A9), получим

$$x^2 \sim \frac{az}{\pi} + K_1 + O\left(\frac{1}{z}\right). \quad (A11)$$

Тогда

$$\frac{1}{x^2} \sim \frac{\pi}{az} - K_1 \left(\frac{\pi}{az}\right)^2 + O\left(\frac{1}{z^3}\right). \quad (A12)$$

Подставив это выражение в (A10), получим следующее слагаемое в разложении x^2 по степеням z . Затем снова уточняем $1/x^2$, подставляем в (A10) и т.д.

Ограничиваясь первыми четырьмя слагаемыми, после подстановки в явном виде коэффициентов $K_{1,2,3}$ находим, что

$$x^2 \sim \frac{az}{\pi} \left[1 + \left(\frac{3}{2} - a^2\right) \frac{\pi}{az} + \left(\frac{3}{2} - 2a^2\right) \left(\frac{\pi}{az}\right)^2 + (3 - 6a^2) \left(\frac{\pi}{az}\right)^3 + O\left(\left(\frac{\pi}{az}\right)^4\right) \right]. \quad (A13)$$

Извлекая отсюда квадратный корень, имеем

$$x \sim \sqrt{\frac{az}{\pi}} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{3}{2} - a^2 \right) \frac{\pi}{az} + \frac{1}{8} \left(\frac{15}{4} - 5a^2 - a^4 \right) \left(\frac{\pi}{az} \right)^2 + \right. \\ \left. + \frac{1}{16} \left(\frac{147}{8} - \frac{147}{4} a^2 - \frac{7}{2} a^4 - a^6 \right) \left(\frac{\pi}{az} \right)^3 + O \left(\left(\frac{\pi}{az} \right)^4 \right) \right]. \quad (\text{A14})$$

Подставляя (A14) в (A6), получаем, наконец, искомую асимптотику

$$G_{11}(z) \sim \frac{\lambda}{3} \sqrt{\frac{a}{\pi}} \frac{1}{z^{3/2}} \left[1 - \frac{3}{10} \left(\frac{3}{2} - a^2 \right) \frac{\pi}{az} - \frac{9}{56} \left(\frac{15}{4} - 5a^2 - a^4 \right) \left(\frac{\pi}{az} \right)^2 - \right. \\ \left. - \frac{5}{48} \left(\frac{147}{8} - \frac{147}{4} a^2 - \frac{7}{2} a^4 - a^6 \right) \left(\frac{\pi}{az} \right)^3 + O \left(\left(\frac{\pi}{az} \right)^4 \right) \right], \quad z \rightarrow \infty. \quad (\text{A15})$$

Выражение для элемента $G_{12}(z)$ содержит интеграл от $\phi^4(x)$, а для $G_{22}(z)$ - интегралы от $\phi^4(x)$ и от $\phi^6(x)$. Подставив в эти интегралы разложение (A3), получим зависимости $G_{12}(x(z))$ и $G_{22}(x(z))$, имеющие место при $x \rightarrow \infty$. При этом появятся условия, аналогичные (A7), которые совместно с (A4) определяют границы асимптотических областей. Используя затем (A14), получим асимптотики элементов $G_{12}(z)$ и $G_{22}(z)$

$$G_{12}(z) \sim -\frac{\lambda}{21} \sqrt{\frac{W}{2}} \sqrt{\frac{a}{\pi}} \frac{1}{z^{3/2}} \left[1 - \frac{7}{10} \left(\frac{3}{2} - a^2 \right) \frac{\pi}{az} + O \left(\left(\frac{\pi}{az} \right)^2 \right) \right], \quad z \rightarrow \infty, \quad (\text{A16})$$

$$G_{22}(z) \sim \frac{89\lambda}{462} W \sqrt{\frac{a}{\pi}} \frac{1}{z^{3/2}} \left[1 - \frac{539}{2314} \left(\frac{3}{2} - a^2 \right) \frac{\pi}{az} + O \left(\left(\frac{\pi}{az} \right)^2 \right) \right], \quad z \rightarrow \infty. \quad (\text{A17})$$

Аналогичным образом можно получить асимптотики и в случае замены переменной (40) при $\beta \neq 0$. Поскольку при такой замене $\phi(x) = 1/t$, то для x сохраняется разложение (A14) с заменой z на t .

Так как z входит в выражения для элементов $G_{12}(t)$ и $G_{22}(t)$, то необходимо учесть, что $z \rightarrow 1/\beta$ при $t \rightarrow \infty$. При этом, как следует из (40),

$$z \sim \frac{1}{\beta} \left[1 - \frac{1}{\beta t} + O \left(\frac{1}{t^2} \right) \right], \quad (\text{A18})$$

что дает дополнительное условие на границу асимптотической области

$$t \gg 1/\beta. \quad (\text{A19})$$

Из выражения (11) для матрицы $\hat{\Psi}$ следует, что $\Psi_{11}(z\phi(x)) = \Psi_{11}(z[\phi(x) + \beta]) = 1$. Поэтому, заменив в (A15) z на t , сразу получим асимптотику для $G_{11}(t)$. Для асимптотик остальных элементов имеем следующие выражения:

$$G_{12}(t) \sim -\frac{\lambda}{3} \sqrt{\frac{W}{2}} \sqrt{\frac{a}{\pi}} \frac{1}{t^{3/2}} \left[1 - \frac{3}{10} \left(\frac{3}{2} - a^2 \right) \frac{\pi}{at} - \frac{6}{5\beta t} + O \left(\left(\frac{\pi}{at} \right)^2 \right) \right], \quad t \rightarrow \infty, \quad (\text{A20})$$

$$G_{22}(t) \sim \frac{\lambda}{6} W \sqrt{\frac{a}{\pi}} \frac{1}{t^{3/2}} \left[1 - \frac{3}{10} \left(\frac{3}{2} - a^2 \right) \frac{\pi}{at} - \frac{12}{5\beta t} + O\left(\left(\frac{\pi}{at} \right)^2 \right) \right], \quad t \rightarrow \infty. \quad (\text{A21})$$

Заметим, что при $\beta = 0$ эти асимптотики не переходят автоматически в (A16) и (A17) в силу условия (A19).

THE EFFECT OF CONTINUOUS ABSORPTION ON THE POLARIZATION OF RESONANCE LINES

A.V.Dementyev

Multiple resonance scattering of radiation in a spectral line in a nonmagnetic semi-infinite atmosphere with continuous absorption is considered. The continuous emission in the line frequencies is neglected. Polarization characteristics of the emergent radiation are obtained for the atmosphere with uniformly distributed unpolarized primary sources of radiation in the case of a Voigt absorption profile. These results are found by iterative solution of the Ambartsumian-Chandrasekhar matrix integral equation.

Key words: *polarization:resonance scattering:Voigt profile*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Научные труды, т.1, Изд-во АН Арм. ССР, Ереван, 1960.
2. V.V.Ivanov, *Astron. Astrophys.*, 303, 609, 1995.
3. V.V.Ivanov, S.I.Grachev, V.M.Loskutov, *Astron. Astrophys.*, 318, 315, 1997.
4. С.И.Грачев, *Астрофизика*, 44, 455, 2001.
5. V.V.Ivanov, S.I.Grachev, V.M.Loskutov, *Astron. Astrophys.*, 321, 968, 1997.
6. M.Faurobert-Scholl, H.Frisch, *Astron. Astrophys.*, 219, 338, 1989.
7. В.В.Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, М., Наука, 1969.
8. W.Gautschi, *ACM*, 12, 635, 1969.
9. W.Gautschi, *SIAM J. Numer. Anal.*, 7, 187, 1970.
10. А.А.Самарский, А.В.Гулин, Численные методы, М., Наука, 1989.
11. D.G.Hummer, *M. N.*, 138, 73, 1968.
12. W.A. de Rooij, P.B.Bosma, J.P.C. van Hooff, *Astron. Astrophys.*, 226, 347, 1989.
13. S.Dumont, A.Omont, J.C.Pecker, D.Rees, *Astron. Astrophys.*, 54, 675, 1977.
14. D.Rees, G.Saliba, *Astron. Astrophys.*, 115, 1, 1982.
15. M.Faurobert, *Astron. Astrophys.*, 194, 268, 1988.
16. А.В.Деметьев, Письма в Астрон. ж., 34, 633, 2008.

АККРЕЦИОННАЯ АКТИВНОСТЬ МОЛОДЫХ
ДВОЙНЫХ СИСТЕМ С МАЛОМАССИВНЫМИ
ВТОРИЧНЫМИ КОМПОНЕНТАМИ

Т.В.ДЕМИДОВА

Поступила 29 августа 2009

Принята к печати 16 сентября

Исследуется аккреционная активность молодых двойных систем с маломассивными ($q = M_2 / M_1 \leq 0.1$) вторичными компонентами. Источником аккрецирующего вещества является общий диск, окружающий двойную систему и компланарный ее орбите. На основе газодинамических моделей таких систем рассчитаны значения темпа аккреции на компоненты и исследована их зависимость от фазы орбитального периода. Показано, что, несмотря на малую массу, вторичный компонент аккрецирует вещество в более высоком темпе по сравнению с главным компонентом. Этот вывод можно рассматривать как продолжение известных результатов Артимоновича и Любова на случай молодых двойных систем с неравными по массе компаньонами. Обсуждаются возможные астрофизические приложения теории.

Ключевые слова: *звезды:двойные:аккреционная активность*

1. *Введение.* Процесс аккреции вещества на молодую звезду из остатков протозвездного облака является одним из фундаментальных факторов, определяющих многие свойства спектральной и фотометрической активности молодых звезд на ранних стадиях их эволюции. Это верно также и применительно к тесным двойным системам, окруженным остатками вещества, из которого они образовались. Численное моделирование газодинамических процессов в таких системах методом SPH (Smooth Particle Hydrodynamics) показало [1], что в системах с неравными по массе компаньонами главным аккретором является менее массивный из них. При этом в моделях с эксцентрическими орбитами темп аккреции на компоненты системы зависит от фазы орбитального периода, достигая максимума вблизи периастра. Этот результат был подтвержден в работе Рожички и Лафлина [2], применившими конечно-разностный метод решения задачи, и что особенно важно, его подтвердили наблюдения тесных двойных систем с эксцентрическими орбитами [3-6].

Бэйт и Боннел [7] решили с помощью метода SPH несколько более общую задачу, когда на молодую двойную систему аккрецирует вещество с некоторым фиксированным значением удельного углового момента j_0 . Расчеты были выполнены для случая круговой орбиты в интервале отношений масс компонентов: $q = 0.1 - 0.8$. Было показано, что при

$j_0 \leq 0.5 j_k$, где i_k - удельный угловой момент на расстоянии большой полуоси от центра масс системы, главный компонент аккрецирует в более высоком темпе. При $j_0 \geq j_k$, наоборот, главным аккретором является вторичный компонент. При этом зависимость темпа аккреции от фазы орбитального периода не рассматривалась.

В перечисленных выше работах [1,2,7] рассматривались изотермические модели, в которых аккрецирующее вещество имело одинаковую температуру, а следовательно, и вязкость. Анализ неизотермических моделей был выполнен Гюнтером и Клеем [8] для случая двойных систем с круговыми орбитами и близкими по массе компаньонами. С этой целью уравнения газовой динамики решались численными методами совместно с уравнением теплового баланса. Расчеты этих авторов также подтвердили пульсирующий характер аккреции в системах с эксцентрическими орбитами.

В статье Артимоновича и Любова [1] минимальное отношение масс компонентов было ограничено значением $q = 0.43$. Бэйт и Боннел [7] рассмотрели модели с отношением масс компонентов q до 0.1, ограничившись круговыми орбитами. Цель настоящей статьи состоит в том, чтобы исследовать поведение темпа аккреции с фазой орбитального периода в двойных системах с маломассивными компаньонами в общем случае эксцентрических орбит.

2. Метод расчетов. В статье Сотниковой и Гринина [9] подробно описан метод расчета газодинамических течений и волн плотности в молодой двойной системе, выполненный с помощью алгоритма SPH. Эти расчеты позволяют определить темп аккреции на главный и вторичный компоненты системы. Источником аккрецирующего вещества является общий диск, окружающий двойную систему. Предполагается, что диск изотермичен и компланарен плоскости орбиты. Для определения темпа аккреции пробных частиц используется та же методика, что и в статье Артимоновича и Любова [1]: частицы, попадающие в окрестность главного и вторичного компонентов радиусом 0.3 радиуса соответствующей полости Роша, считаются захваченными компонентами. Главная трудность таких расчетов в задаче с маломассивными вторичными компонентами заключается в том, что количество частиц, аккрецирующих за единичный интервал фазы орбитального периода (он принимался равным 1/64 периода) мало. Поэтому для уменьшения влияния случайных флуктуаций при вычислении фазовых зависимостей темпа аккреции на компоненты системы \dot{M}_1 и \dot{M}_2 выполнялась свертка текущих значений \dot{M}_1 и \dot{M}_2 с орбитальным периодом для интервала времени равного 50-ти оборотам системы.

3. Результаты. Представленные ниже результаты получены на основе газодинамических моделей, рассчитанных методом SPH в статье [10]. Описанным выше методом были рассчитаны зависимости темпа аккреции от фазы орбитального периода. Параметры моделей приведены в табл.1.

Здесь e - эксцентриситет орбиты, c - скорость звука в диске в единицах скорости орбитального движения вторичного компонента при $e=0$. Начальное количество пробных частиц в общем диске равно 60000, длина сглаживания $h=0.1a$, где a - большая полуось орбиты двойной системы. Орбитальный период P принят равным 5 годам. Масса главного компонента равна $2M_{\odot}$.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЕЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ

Модель	e	q	c
1	0.5	0.1	0.05
2	0.5	0.03	0.05
3	0.5	0.01	0.05
4	0.3	0.1	0.05
5	0.5	0.1	0.02

На рис.1-4 представлены фазовые зависимости темпа аккреции на компоненты системы. По оси ординат указано количество пробных частиц, захваченных компонентами. Из графиков видно, что доминирующее состояние вторичного компонента, как главного аккретора, сохраняется

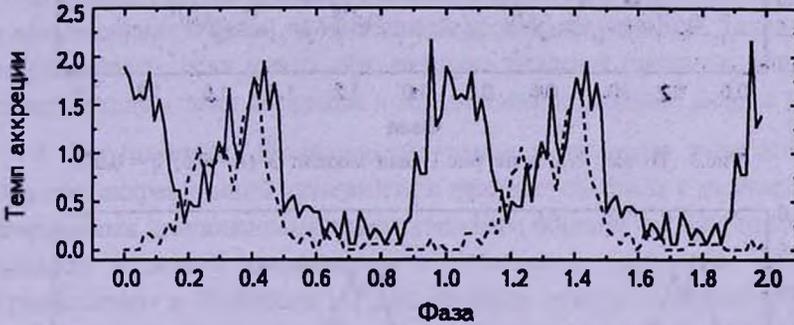


Рис.1. Фазовая зависимость темпа аккреции для модели 1 ($e=0.5$; $q=0.1$). Пунктирной линией показан темп аккреции на главный компонент системы, сплошной - на вторичный. По оси ординат указан темп аккреции пробных частиц в единицу времени, равную $1/64$ орбитального периода.

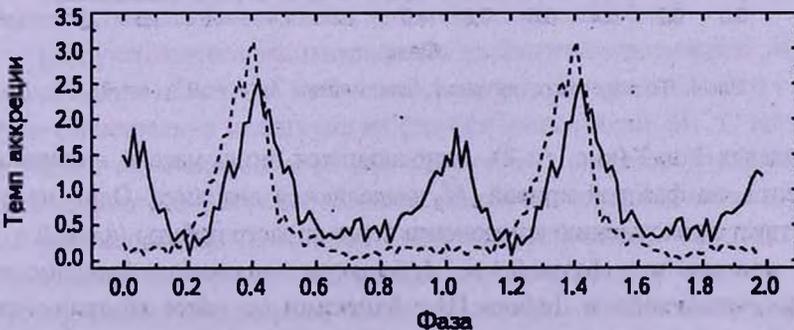


Рис.2. То же, что и на рис.1, для модели 3 ($e=0.5$; $q=0.01$).

вплоть до самых малых отношений масс компонентов ($q = 0.01$). Объясняется это тем, что маломассивный компаньон движется по своей орбите недалеко от внутренней границы общего диска, тогда, как главный компонент находится в центре полости свободной от вещества. Вещество в эту область частично привносит маломассивный компонент, пополняющий свой аккреционный диск в апоастре орбиты. В периастре орбиты вследствие приливных возмущений он отдает часть вещества из собственного аккреционного диска главному компоненту. Сравнение с результатами, полученными для двойных систем с неравными, но близкими по массе компаньонами [1,2] показывает, что при малых значениях q темп аккреции на главный компонент системы по-прежнему максимален вблизи периастра системы, тогда как фазовая зависимость темпа аккреции на маломассивный компонент имеет более сложный характер.

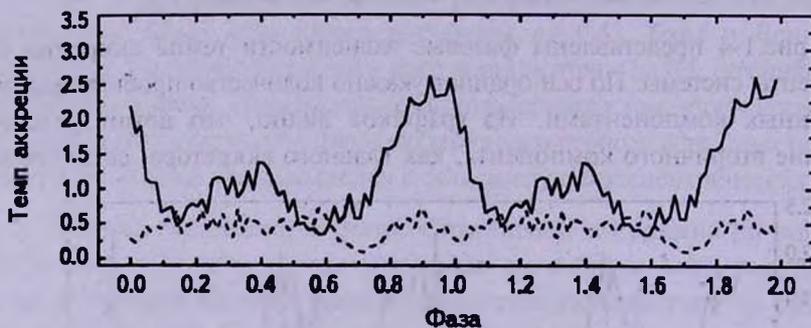


Рис.3. То же, что и на рис.1, для модели 3 ($e = 0.5$; $q = 0.01$).

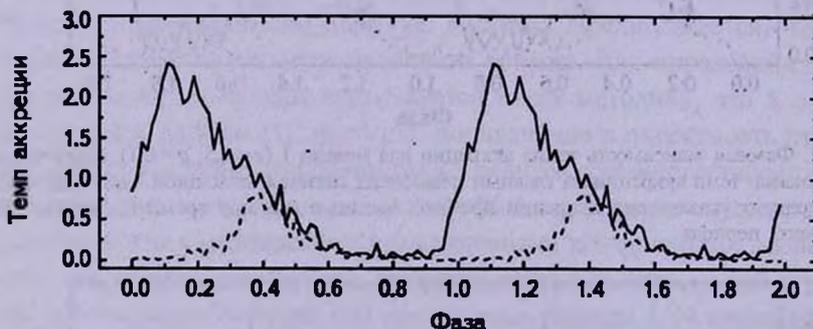


Рис.4. То же, что и на рис.1, для модели 4 ($e = 0.3$; $q = 0.1$).

В моделях 1 и 2 (рис.1 и 2), отличающихся лишь массой вторичного компонента, на фазовой кривой M_2 выделяются два пика. Один из них соответствует прохождению компонента через апоастр орбиты (фазы 0 и 1), второй — соответствует фазам 0.4 и 1.4, близким к периастру. Заметим, что в моделях Артимовича и Любова [1] с близкими по массе компаньонами первый из указанных выше максимумов на фазовой зависимости M_2 лишь

едва намечается. Второй максимум совпадает с максимумом на фазовой зависимости темпа аккреции на главный компонент системы. При этом высота второго пика в модели 2 ($q=0.03$) больше, чем в модели 1 ($q=0.1$).

В модели 3 (рис.3) с минимальным из рассмотренных нами значений массы вторичного компонента ($q=0.01$) темп аккреции на вторичный компонент значительно превышает темп аккреции на главный компонент системы. Фазовая зависимость \dot{M}_2 также имеет два пика, как и в описанных выше моделях. Первый пик слабее второго. Фазовая кривая темпа аккреции на главный компонент не содержит выделенных максимумов.

Таким образом, с уменьшением массы вторичного компонента двойной системы увеличивается амплитуда колебаний темпа аккреции на маломассивный компонент, первый пик на фазовой зависимости \dot{M}_2 становится слабее, одновременно слабеет темп аккреции на главный компонент.

В модели 4 (рис.4), отличающейся от модели 1 лишь эксцентриситетом орбиты, фазовые зависимости темпа аккреции на компоненты системы имеют по одному максимуму, положение которых слегка смещено по фазе примерно на 0.2 периода. Амплитуда колебаний темпа аккреции на вторичный компонент больше, чем на главный.

В модели 5 (с наименьшей вязкостью) темп аккреции становится малым и его изменения с фазой не превышают уровень флуктуаций. Такой результат не удивителен, если учесть, что вязкость является основным параметром, определяющим темп аккреции в моделях аккреционных дисков [11].

4. Заключение. Приведенные выше результаты показывают, что характер аккреционной активности в двойных системах с маломассивными вторичными компонентами чувствительным образом зависит от параметров моделей и может качественно отличаться от решений, полученных Артимовичем и Любовым [1] для двойных систем с близкими по массе компаньонами. В моделях с большим эксцентриситетом ($e=0.5$) на фазовой зависимости \dot{M}_2 имеются два максимума - вблизи апоастро и вблизи периастро орбиты. При этом амплитуда второго максимума, приближенно совпадающего по фазе с максимумом темпа аккреции на главный компонент, растет с уменьшением массы вторичного компонента.

При уменьшении эксцентриситета на фазовой зависимости \dot{M}_2 остается только один максимум - вблизи периастро, который немного смещен по фазе относительно максимума на фазовой зависимости \dot{M}_1 . С уменьшением вязкости темп аккреции на оба компонента системы уменьшается. Для всех рассмотренных выше моделей общим является то, что темп аккреции на маломассивный компонент заметно превосходит темп аккреции на главный. Этот результат показывает, что заключение Артимовича и Любова [1] о доминирующей роли менее массивного компаньона, как главного аккретора в двойной системе, сохраняет силу и при $M_2 \ll M_1$.

Как отмечалось во *Введении*, изменения аккреционной активности молодых звезд могут сказываться на разнообразных характеристиках звезд. Так, у холодных молодых звезд типа Т Тельца большой вклад в излучение (особенно в ультрафиолетовой области спектра) дают горячие аккреционные пятна, светимость которых пропорциональна темпу аккреции на звезду. Темп истечения вещества в виде джетов и дискового ветра также пропорционален темпу аккреции, и его периодические изменения могут приводить к формированию периодических структур в джетах (которые, действительно, наблюдаются у ряда молодых звезд). У звезд, околозвездные диски которых наклонены под небольшим углом к лучу зрения (звезды типа UX Op), большой вклад в околозвездную экстинкцию может давать запыленный дисковый ветер [12], мощность которого также напрямую связана с темпом аккреции. В таких случаях вариации темпа аккреции на звезду могут приводить к изменениям околозвездной экстинкции (а следовательно, и блеска звезды) [13]. Полученные в данной статье результаты показывают, что перечисленные выше типы активности могут быть инициированы маломассивным компаньоном (например, коричневым карликом), масса которого в десятки раз меньше массы главного компонента.

Автор искренне благодарна Н.Я.Сотниковой за предоставление результатов газодинамических расчетов, использованных в данной статье, и В.П.Гринину за обсуждение полученных результатов и полезные советы. Автор благодарит также анонимного рецензента за сделанные замечания. Работа выполнена по программе Президиума РАН "Происхождение и эволюция звезд и галактик" при поддержке гранта НШ 1318.2008.2.

С. Петербургский государственный университет, Астрономический институт им. В.В.Соболева,
Главная астрономическая обсерватория РАН (Пулково),
Россия, e-mail: proximal@list.ru

ACCRETION ACTIVITY OF YOUNG BINARIES WITH LOW-MASS SECONDARY COMPONENTS

T.V.DEMIDOVA

Accretion activity of young binaries with the low-mass ($q = M_2 / M_1 \leq 0.1$) secondary components is investigated. The source of accreting matter is a circumbinary disc that is coplanar to the binary orbit. Hydrodynamical models of such systems were used to determine accretion rates onto the components

and their dependence on the orbital phase. It is shown that most of the accretion occurs onto the low mass companion. This conclusion may be considered as an extension of the well-known results of Artymowicz and Lubow for young binary systems with components of unequal masses. Possible astrophysical applications are discussed.

Key words: *stars:binaries:accretion activity*

ЛИТЕРАТУРА

1. *P.Artymowicz, S.H.Lubow, Astrophys. J., 421, 651, 1994.*
2. *M.Rozyczka, G.Laughlin, ASPC, 121, 792, 1997.*
3. *R.D.Mathieu, K.Stassun, G. Basri et al., Astron. J., 113, 1841, 1997.*
4. *G.Basri, C.M.Johns-Krull, R.D.Mathieu et al., Astron. J., 114, 781, 1997.*
5. *E.L.Martin, A.Magazzu, X.Delfosse, R.D.Mathieu et al., Astron. Astrophys., 429, 939, 2005.*
6. *E.L.N.Jensen, S.Dhital, K.G.Stassun et al., Astron. J., 134, 241, 2007.*
7. *M.R.Bate, I.A.Bonnell, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 285, 1997.*
8. *R.Gunther, W.Kley, Astron. Astrophys., 387, 550, 2002.*
9. *Н.Я.Сотникова, В.П.Гринин, Письма в Астрон. ж., 33, 667, 2007.*
10. *Т.В.Демидова, В.П.Гринин, Н.Я.Сотникова, готовится к печати, 2009.*
11. *N.I.Shakura, R.A.Sunyaev, Astron. Astrophys., 24, 337, 1973.*
12. *Л.В.Тамбовцева, В.П.Гринин, Письма в Астрон. ж., 34, 259, 2008.*
13. *В.П.Гринин, А.А.Архаров, О.Ю.Барсунова, С.Г.Сергеев, Л.В.Тамбовцева, Письма в Астрон. ж., 35, 129, 2009.*

СТАЦИОНАРНЫЕ СТРУКТУРЫ ТИПА ДВОЙНОГО
СЛОЯ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

В.А.АНТОНОВ, А.С.БАРАНОВ, В.В.ПАШКЕВИЧ

Поступила 18 мая 2009

Принята к печати 16 сентября

Построена одномерная теоретическая самосогласованная модель двойного слоя в термодинамически неравновесной астрофизической плазме. Стационарность поддерживается за счет асимметрии потоков с обеих сторон. Определена область возможных значений параметров.

Ключевые слова: *межзвездная среда; ионизация; двойной слой; неоднородность*

1. *Введение.* Структурообразование в межзвездной среде, как и в газовых облаках вокруг звезд некоторых типов (сходных с η Car), играет важную роль для эволюции самих межзвездных облаков и для возникновения звезд или вообще компактных объектов. Существенное значение, по всем признакам, следует приписывать гравитационной неустойчивости. Однако соответствующие теоретические исследования [1-5] не всегда удовлетворительно согласуются с наблюдаемой картиной структурообразования, в частности, характерный размер структур может быть и явно меньше джинсовской длины. Естественно поэтому внимание к иным механизмам возникновения неоднородностей, основанным на электромагнитных процессах. В этом отношении следует выделить работу [6]. Она относится к плазме с примесью пыли, но, с другой стороны, ограничена моделями с плоскостью симметрии (или с вращательной симметрией), так что конфигурация поля соответствует простому электрическому слою (магнитное поле не учитывается). Однако в принципе это не обязательно: можно себе представить и асимметричные конфигурации, тем более что именно симметрия вынуждает в [6] вводить некоторые ограничения на параметры модели, не совсем даже обоснованные с астрофизической точки зрения. Исходя из этих соображений, в данной статье мы пробуем строить, пока без пыли, в определенном смысле модель противоположного строения, представляющую собой в сущности двойной электрический слой. Как и в [6], у нас конфигурация не совсем автономна и требует притока заряда извне, но при этом условии она стационарна.

2. *Построение модели.* Модель строим как одномерную без магнитного поля. Наличие магнитного поля усложнило бы модель, но, по видимому, не вносит принципиальных изменений. Задаем кривую электри-

ческого потенциала φ как нечетной монотонной функции от координаты x (см. рис.1). Таким образом, выделяется только весьма узкий класс возможных состояний. Подобная редукция к схемам с меньшей размерностью, впрочем, часто встречается в различных электродинамических и электростатических расчетах (см., например, [7]).

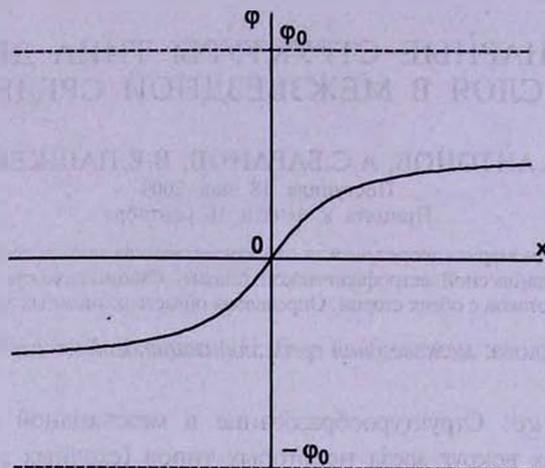


Рис.1. Пространственная зависимость электростатического потенциала.

Ищем стационарное состояние. Под стационарным мы понимаем состояние, в котором нет в гидродинамическом смысле протекающих через каждое сечение потоков массы и заряда. Таким образом, оставляем в стороне довольно обширную литературу, которая исходит из технических применений (скачки в вакуумных приборах) и по аналогии распространяется на астрофизические приложения [8]. Мы, напротив, строим модель без таких потоков, что достигается ниже выбором фазовой плотности как симметричной функции скорости u .

Кроме того, мы должны удовлетворить условию постоянства всех характеристик во времени. Общий принцип гласит [9], что в стационарной модели фазовая плотность $f(x, u)$ должна быть функцией интегралов движения, в нашем одномерном случае - единственного интеграла энергии (отдельно для ионов разного сорта). В технических приложениях совершенно аналогичное допущение делается при моделировании электронных пучков большой мощности [10]. Формально подобное же утверждение лежит в основе многих расчетов в звездной динамике [11]. Однако в реалистичной модели должна соблюдаться ее внутренняя согласованность, только тогда можно говорить о достаточном комплексе условий. Поэтому построение модели завершается специальным выбором встречающихся в ней функций, чтобы удовлетворялось уравнение Пуассона.

Для некоторого упрощения полагаем, что, наряду с электронами существует только один сорт ионов - протоны. Уравнение движения электрона в одномерном случае записывается в виде

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = e \frac{d\varphi}{dx}, \quad (1)$$

где m - масса электрона, e - абсолютная величина его заряда. Аналогично для протона, массу которого обозначаем через M , имеет силу уравнение движения

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} = -e \frac{d\varphi}{dx}. \quad (2)$$

Величину интеграла движения конкретной частицы будем в этих двух случаях соответственно обозначать как eH и $e\bar{H}$ (множитель e вводится просто для более удобного сокращения коэффициентов). Тогда координата x и скорость $dx/dt = u$ одной и той же частицы связываются обычными в механике соотношениями [12]

$$\frac{mu^2}{2} - e\varphi(x) = eH, \quad (3)$$

$$\frac{Mu^2}{2} + e\varphi(x) = e\bar{H}. \quad (4)$$

Обратно, скорости выражаются через потенциал в данной точке и через присущее данной частице значение интеграла энергии

$$u = \pm \sqrt{\frac{2e}{m}(\varphi + H)} \quad (5)$$

для электрона и

$$u = \pm \sqrt{\frac{2e}{M}(\bar{H} - \varphi)} \quad (6)$$

для протона. Изобразим зависимость (5) графически (см. рис.2).

Поясним, что каждая парабола на рис.2 отвечает какому-либо определенному значению H .

Некоторые пунктирные параболы помещены просто для иллюстрации. Парабола, проходящая через начало координат (линия с точками), отмечает $H=0$. Остальные, изображенные сплошной линией, отмечают максимальное и минимальное значение скорости в некоторых допустимых "полосах". Заметим, что ввиду предположенной монотонности $\varphi(x)$ фазовая диаграмма (x, u) топологически эквивалентна только что представленной диаграмме (φ, u) с той лишь разницей, что для x допустимы все значения, а изменение φ ограничено асимптотически достигаемыми границами $\pm\varphi_0$. На диаграмме (x, u) , естественно, линии равных H уже не будут параболами.

Далее обозначаем как H_i то значение интеграла энергии, которое асимптотически при $x \rightarrow +\infty$ соответствует скорости $\pm u_i$ ($i=1, 2, 3$).

Согласно (3), следовательно,

$$H_i = \frac{m}{2e} u_i^2 - \varphi_0, \quad u_i = \sqrt{\frac{2e}{m} (\varphi + H_i)} \quad (1 \leq i \leq 3). \quad (7)$$

При этом $H_2 > H_1 > \varphi_0$, $0 > H_3 > -\varphi_0$. Сразу подчеркнем одно физическое различие. Электроны, принадлежащие внешним полосам $-u_2 < u < -u_1$ или $u_1 < u < u_2$, движутся все время в какую-либо одну сторону: соответственно влево или вправо; это - "пролетные" частицы.

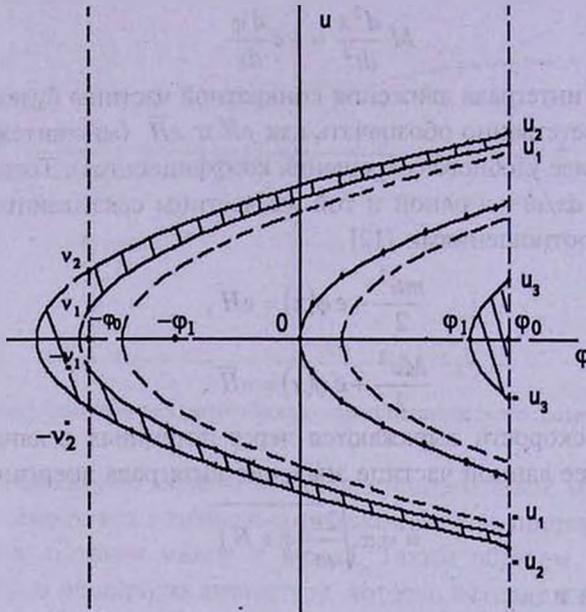


Рис.2. Фазовая диаграмма модели.

Напротив, электроны средней полосы $|u| < u_3$ "захвачены" в том смысле, что каждый из них однажды меняет направление своего движения на противоположное. Точки поворота у разных частиц не совпадают, а располагаются в виде полуоси $x > \xi$, где ξ определяется соотношением $\varphi(\xi) = \varphi_1$ (φ_1 - граница средней полосы на рис.2).

Электронам внешних полос на другом, левом конце оси x на рис.2 также свойственны асимптотически постоянные скорости, но другие: $\pm v_1$ (наименьшая) и $\pm v_2$ (наибольшая по модулю). Аналогично (7) имеем

$$H_i = \frac{m}{2e} v_i^2 + \varphi_0, \quad v_i = \sqrt{\frac{2e}{m} (H_i - \varphi)} \quad (i = 1, 2). \quad (8)$$

Мы стремимся построить аналитически возможно более простую модель. Соответственно, в дальнейшем будем предполагать, что во всех заполненных областях плоскости (x, u) фазовая плотность принимает одно и то же постоянное значение f . (Фазовая плотность определяется как для одномерного

движения; распределение по двум другим компонентам скорости можно, например, все время считать равномерным в пределах некоторого круга.) Тогда, в частности, получаем значения электронной плотности при $x = \pm\infty$

$$v(-\infty) = 2f(v_2 - v_1), \quad (9)$$

$$v(+\infty) = 2f(u_2 - u_1 + u_3). \quad (10)$$

Потребуем равенства обоих выражений (9) и (10)

$$v_2 - v_1 = u_2 - u_1 + u_3. \quad (11)$$

Заметим, что за счет только внешних полос возникает вклад в электронную плотность

$$v_e(x) = 2f \sqrt{\frac{2e}{m}} (\sqrt{\varphi(x) + H_2} - \sqrt{\varphi(x) + H_1}). \quad (12)$$

Эта величина совпадает с полной электронной плотностью $v(x)$ при $x < \varphi_1$, а (9) есть предельный случай (12). Функция в правой части (12) монотонно убывает по φ (доказывается элементарным дифференцированием) и, значит, также по x . Поэтому, в частности, всегда

$$u_2 - u_1 < v_2 - v_1. \quad (13)$$

Согласно (13), при выбранных φ_0, v_1, v_2 ($v_2 > v_1$) для u_3 автоматически получается положительное значение. Его, однако, мы должны ограничить сверху. Именно, потребуем $\varphi_1 > 0$. Иначе говоря, вся средняя полоса должна лежать внутри вспомогательной параболы, отмеченной линией с точками. Формально указанное условие записывается как

$$u_3 < \sqrt{\frac{2e\varphi_0}{m}}. \quad (14)$$

В сочетании с (13) это показывает, что всем поставленным требованиям, с заданными φ_0, v_1, v_2 , можно удовлетворить, подобрав при этом подходящее значение u_3 , если

$$v_2 - v_1 - (u_2 - u_1) < \sqrt{\frac{2e\varphi_0}{m}}. \quad (15)$$

Тройки значений, удовлетворяющих (15), во всяком случае, существуют, так как при $v_2 \rightarrow v_1$ и, соответственно, $u_2 \rightarrow u_1$, с фиксированными φ_0 и v_1 , левая часть (15) стремится к нулю.

Одним из важных свойств модели электронной составляющей при вышеуказанных ограничениях является монотонность $v(x)$ вблизи начала координат. Действительно, в интервале $-\varphi_1 < \varphi < \varphi_1$, где вклад в $v(x)$ дает только внешние полосы согласно (12), как мы уже упоминали, действует правило монотонности

$$\frac{dv}{dx} < 0 \quad (-\varphi_1 < \varphi < \varphi_1). \quad (16)$$

Обратимся теперь к распределению протонов. Если изобразить на

чертеже линии $\bar{H} = \text{const}$, то при выборе совпадающих $H = \bar{H}$, кривая (4) отличается от (3), во-первых, изменением вертикального масштаба с коэффициентом $\sqrt{m/M}$; во-вторых, переворачиванием кривых (3) предыдущего рисунка слева направо. Из этих двух фактов ясно, что если взять фазовую плотность для протонов

$$\bar{f} = \sqrt{\frac{M}{m}} f \quad (17)$$

внутри полос на новой диаграмме с вышеуказанными особенностями масштаба и ориентации, то и в целом протонная плотность \bar{v} будет отражением электронной

$$\bar{v}(x) = v(-x). \quad (18)$$

Как следствие из (18) для плотности заряда, выражаемой обычным образом

$$\varepsilon(x) = e(\bar{v}(x) - v(x)) \quad (19)$$

получается правило симметрии

$$\varepsilon(-x) = -\varepsilon(x) \quad (20)$$

и, в частности, $\varepsilon(0) = 0$, причем с учетом (16)

$$\frac{d\varepsilon}{dx} > 0 \quad (-\varphi_1 < \varphi < \varphi_1). \quad (21)$$

Таким образом, $\varepsilon(x) > 0$ вблизи начала координат справа и, соответственно, $\varepsilon(x) < 0$ слева. На бесконечности в силу (11) у нас $v(\infty) = v(-\infty)$ и то же для функции $\bar{v}(x)$, так что

$$\varepsilon(\pm\infty) = 0 \quad (22)$$

(асимптотически). Характер стремления ε к 0 вблизи $\varphi = \pm\varphi_0$ предсказать труднее. Мы хотим соблюдения неравенства $\varepsilon > 0$ во всем интервале $0 < \varphi < \varphi_0$. Но если это даже не получится для каких-либо назначенных φ_0, ν_1, ν_2 , удовлетворяющих остальным условиям, т.е. $\varphi(x)$ знакопеременна при $0 < \varphi < \varphi_0$, то, следовательно, с ростом φ она впервые обращается в нуль при каком-то $\varphi = \varphi' < \varphi_0$. Тогда, однако, всем необходимым условиям, хотя и с другими предельными скоростями, удовлетворяет такая система параметров, в которой роль φ_0 исполняет указанная величина φ' . Та же самая система парабол сохранится, и будет теперь выполнено условие

$$\varepsilon(x) > 0 \quad (0 < \varphi < \varphi_0). \quad (23)$$

Для внутренней согласованности модели мы обязаны еще связать плотность заряда с потенциалом посредством уравнения Пуассона в одномерном варианте

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -4\pi e. \quad (24)$$

Для выражения ε мы, согласно (19), комбинируем формулу (12) с ее зеркальным отражением и получаем

$$\varepsilon = 2fe \sqrt{\frac{2e}{m}} (\sqrt{H_2 - \varphi} - \sqrt{H_1 - \varphi} - \sqrt{H_2 + \varphi} + \sqrt{H_1 + \varphi}) \quad (25)$$

в области $|\varphi| < \varphi_1$, а в оставшейся добавляем вклад от средней полосы

$$\varepsilon = 2fe \sqrt{\frac{2e}{m}} (\sqrt{H_2 - \varphi} - \sqrt{H_1 - \varphi} - \sqrt{H_2 + \varphi} + \sqrt{H_1 + \varphi} - \sqrt{H_3 + \varphi}). \quad (26)$$

Уравнение (24) чисто формально можно интерпретировать как описывающее движение некоторой частицы в "яме" с потенциалом [12]

$$\Phi(\varphi) = 4\pi \int_0^\varphi \varepsilon d\varphi. \quad (27)$$

Нетрудно видеть, что эта "яма" симметрична (поскольку (25) и (26) дают нечетную зависимость $\varepsilon(\varphi)$) и имеет единственное "дно" при $\varphi = 0$. Из различных решений (27) нас устраивает то, при котором условная частица как раз достигает крайнего значения $\varphi = \varphi_0$. Согласно общим правилам, тогда

$$x = \int \frac{d\varphi}{\sqrt{2[\Phi(\varphi_0) - \Phi(\varphi)]}}. \quad (28)$$

В силу (22) имеем $\Phi'(\pm\varphi_0) = 0$ и под знаком радикала в (28) стоит разность с главным членом $\sim (\varphi \mp \varphi_0)^2$, так что формула (28) дает приближение $\varphi(x)$ при $x \rightarrow \pm\infty$ по экспоненте к предельным значениям $\pm\varphi_0$. Согласно (28), функция $\varphi(x)$ монотонна и нечетна, что и требовалось. При этом автоматически соблюдаются граничные условия для уравнения Пуассона, ввиду того, что при больших $|x|$ все положительные и отрицательные заряды располагаются практически по одну сторону от пробной точки, почему и уравнивают друг друга. Итак, мы доказали существование стационарной модели двойного слоя как открытой системы.

3. Количественное уточнение. Уточним, как определять область параметров, в которой выполнены необходимые условия. Очевидно, их выполнение не нарушается при преобразовании подобия, когда H_1 , H_2 , H_3 и φ_0 умножаются на один и тот же положительный коэффициент. Ниже мы перейдем к безразмерным параметрам (см. (32)) и построим допустимую для них область. Ее вид затруднительно было бы находить просто из соображений размерности, и нужны более тонкие оценки. Сперва поясняем, как получается необходимое неравенство (33), затем анализируем его, но при этом выясняется, что другое необходимое неравенство (34) должно быть более сильным (значения параметров попадают в область правее обеих кривых на рис.3).

Итак, граничное условие $\varepsilon(\varphi_0) = 0$, согласно (25) и (26), выражается как

$$\sqrt{H_2 - \varphi_0} - \sqrt{H_1 - \varphi_0} - \sqrt{H_2 + \varphi_0} + \sqrt{H_1 + \varphi_0} = \sqrt{H_3 + \varphi_0} \quad (H_2 > H_1 > \varphi_0, H_3 < 0). \quad (29)$$

С другой стороны, требуется выполнение (23), что в крайней точке $\varphi = \varphi_0$ дает

$$\frac{d}{d\varphi} (\sqrt{H_2 - \varphi} - \sqrt{H_1 - \varphi} - \sqrt{H_2 + \varphi} + \sqrt{H_1 + \varphi} - \sqrt{H_3 + \varphi}) \leq 0, \quad (\varphi = \varphi_0)$$

или

$$\frac{1}{\sqrt{H_1 - \varphi_0}} - \frac{1}{\sqrt{H_2 - \varphi_0}} + \frac{1}{\sqrt{H_1 + \varphi_0}} - \frac{1}{\sqrt{H_2 + \varphi_0}} \leq \frac{1}{\sqrt{H_3 + \varphi_0}}. \quad (30)$$

Левая часть (29) всегда положительна, это ясно из ее представления в виде

$$(H_2 - H_1) \left(\frac{1}{\sqrt{H_2 - \varphi_0} + \sqrt{H_1 - \varphi_0}} - \frac{1}{\sqrt{H_2 + \varphi_0} + \sqrt{H_1 + \varphi_0}} \right) > 0.$$

Условие $H_3 < 0$ накладывает на левую часть (29) ограничение

$$\sqrt{H_2 - \varphi_0} - \sqrt{H_1 - \varphi_0} - \sqrt{H_2 + \varphi_0} + \sqrt{H_1 + \varphi_0} < \sqrt{\varphi_0}, \quad (31)$$

что при переходе к безразмерным величинам, аналогично тому, как это сделано в [6]

$$\frac{H_1}{\varphi_0} = x, \quad \frac{H_2}{\varphi_0} = y \quad (1 < x < y) \quad (32)$$

эквивалентно

$$\sqrt{y-1} - \sqrt{y+1} - \sqrt{x-1} + \sqrt{x+1} < 1. \quad (33)$$

Условие (33) заведомо выполняется при $y=x$. Левая часть (33) обладает положительной производной по y и отрицательной по x , поэтому замена (33) на соответствующее равенство дает возрастающую зависимость $y = s(x)$, а на графике (x, y) (см. рис.3) неравенство (33) выполнено в точках правее кривой $y = s(x)$. Данная кривая начинается в точке

$$x = 1, \quad y = \frac{15 + 6\sqrt{2}}{4} = 5.87\dots$$

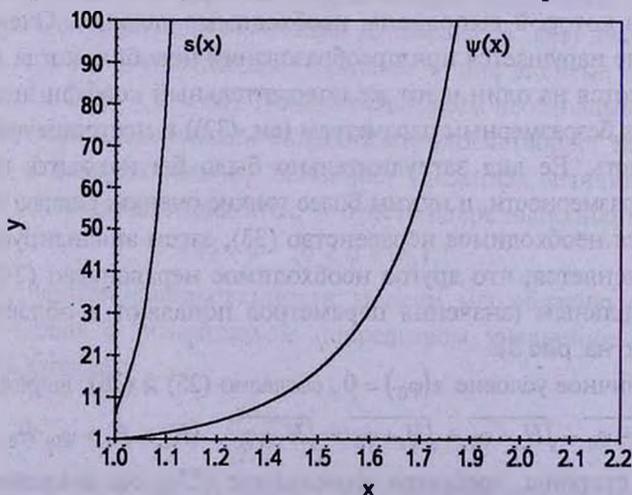
При возрастании же y до бесконечности находим вертикальную асимптоту

Рис.3. Допустимая область (справа от обеих кривых) безразмерных энергетических параметров.

$$x = \frac{5}{4} = 1.25.$$

Таким образом, кривая $s(x)$ проходит от $(1, 5.87 \dots)$ до $(1.25, \infty)$.

Представляем себе H_1, H_2, φ_0 заданными, тогда в случае выполнения (31) по ним однозначно определяется величина H_3 . Это возможно не всегда, а только при совместном выполнении (29) и (30), что сводится к проверке неравенства

$$\left(\sqrt{H_2 - \varphi_0} - \sqrt{H_1 - \varphi_0} - \sqrt{H_2 + \varphi_0} + \sqrt{H_1 + \varphi_0} \right) \times \left(\frac{1}{\sqrt{H_1 - \varphi_0}} - \frac{1}{\sqrt{H_2 - \varphi_0}} + \frac{1}{\sqrt{H_1 + \varphi_0}} - \frac{1}{\sqrt{H_2 + \varphi_0}} \right) \leq 1$$

или в безразмерной форме

$$\left(\sqrt{y-1} - \sqrt{x-1} - \sqrt{y+1} + \sqrt{x+1} \right) \times \left(\frac{1}{\sqrt{x-1}} - \frac{1}{\sqrt{y-1}} + \frac{1}{\sqrt{x+1}} - \frac{1}{\sqrt{y+1}} \right) \leq 1. \quad (34)$$

Если вместо (34) рассматривать соответствующее равенство, получается некоторая кривая $y = \psi(x)$. Легко устанавливается, что левая часть (34), как и ее производная по y , все время положительны, а производная по x отрицательна. Отсюда следует, что $\psi(x)$ - возрастающая функция и что (34) удовлетворяется точками правее кривой $y = \psi(x)$. Эта кривая начинается от точки $(1, 1)$, имея вблизи нее асимптотику

$$\frac{y-1}{x-1} \sim \left(\frac{3+\sqrt{5}}{2} \right)^2,$$

а при бесконечном y абсцисса получается как корень уравнения

$$\left(\sqrt{x+1} - \sqrt{x-1} \right) \left(\frac{1}{\sqrt{x-1}} + \frac{1}{\sqrt{x+1}} \right) = 1$$

равный $\sqrt{5} = 2.23 \dots$

Заметим, что обе кривые $y = s(x)$ и $y = \psi(x)$ не пересекаются. В противном случае было бы одновременно

$$\begin{aligned} \sqrt{y-1} - \sqrt{x-1} - \sqrt{y+1} + \sqrt{x+1} &= 1, \\ \frac{1}{\sqrt{x-1}} - \frac{1}{\sqrt{y-1}} + \frac{1}{\sqrt{x+1}} - \frac{1}{\sqrt{y+1}} &= 1. \end{aligned}$$

Вычитая первое равенство из второго, получаем

$$x \left(\frac{1}{\sqrt{x-1}} - \frac{1}{\sqrt{x+1}} \right) = y \left(\frac{1}{\sqrt{y-1}} - \frac{1}{\sqrt{y+1}} \right)$$

или после некоторых алгебраических преобразований

$$h(x) = h(y), \quad h(x) = \sqrt{1 - \frac{1}{x^2}} (\sqrt{x-1} + \sqrt{x+1}),$$

что невозможно при $y \neq x$, так как $h(x)$ - монотонно возрастающая функция своего аргумента. Итак, кривая $y = s(x)$ не пересекается с $y = \psi(x)$; поэтому для определения допустимой области безразмерных параметров (x, y) всегда существенна только вторая из этих кривых - эта область находится правее кривой $y = \psi(x)$, а точки левее ее физического смысла не имеют. Кроме того, напомним, что выбор точек на рис.3 ограничен условием $y > x$ (из-за различия масштабов у нас - это весьма пологая наклонная прямая).

4. *Заключение.* Величина скачка потенциала $2\phi_0$, как очевидно из предыдущих расчетов, по порядку величины с точностью до зарядового множителя совпадает со средней кинетической энергией одной частицы $e\phi \sim mu^2$.

В то же время фазовая плотность выражается через плотность населения частиц $f \sim v/u$.

Из (25) и (26) получается тогда оценка $\epsilon \sim ve$, а характерную толщину слоя l находим из уравнения (24), именно,

$$l \sim \sqrt{\frac{\phi}{\epsilon}} \sim \sqrt{\frac{mu^2}{ve^2}}, \quad (35)$$

т.е. эта характерная толщина - порядка дебаевского радиуса.

График потенциала $\phi(x)$ в слое в каждом конкретном примере можно трактовать как объединение сравнительно компактного ядра шириной $\sim l$ и протяженных слабых крыльев. В случае надобности зависимость $\phi(x)$ можно рассчитать согласно (28), однако увеличивать таким образом объем статьи не совсем желательно, поскольку пришлось бы учитывать видоизменения модели с $f \neq \text{const}$. Для выбора между всеми этими вариантами у нас пока нет достаточных оснований. Во всяком случае, отсутствие противоречий получается только для моделей, резко отличающихся от термодинамически равновесного благодаря наличию пучков, резко очерченных в пространстве скоростей.

Представляемая модель, конечно, не является единственно возможной - нам был важен сам принцип построения. В частности, предположение о постоянстве фазовой плотности вводилось только для удобства аналитических расчетов, но ясно по соображениям непрерывности, что сходные самосогласованные модели должны существовать и при плавном спадании фазовой плотности до нуля на границах пучков. Естественное, казалось бы, стремление к равновесию в смысле "сглаживания" двойного слоя здесь не проявляется, поскольку компенсируется той неравновесностью, которая содержится в приходящей извне плазме.

Применение подобных моделей, по нашему мнению, вполне возможно при анализе различных структур в газовой составляющей Галактики. В дальнейшем мы планируем некоторый оптимальный выбор модели подобных разрывов на основе сочетания различных идей.

Известны также многочисленные работы, посвященные нелинейным поправкам к ленгмюровским волнам [10,13-17].

Однако это - все же иная тематика в сравнении с настоящей работой: характерным отличием служит, как и в исследованиях с протекающим током [8], присутствие в лентмюровских волнах потоков вещества и заряда через выделенный слой, в то время как у нас подобные потоки взаимно уравновешиваются.

Так же, как у нас, поставлена задача в статье [18], в которой, по замыслу, упомянутые потоки должны отсутствовать. Однако эта работа совершенно ошибочна, поскольку при дифференцировании разрывной фазовой плотности игнорируется вклад, пропорциональный функции Дирака, от "ступеньки". Весь опыт расчетов с резко ограниченным пучком [10,15] показывает, что такое игнорирование противоречит сути дела. Из конкретных результатов цитируемой работы представляет интерес пространственный инвариант одномерного, как у нас, случая

$$P - \frac{E^2}{8\pi} = \text{const} \quad (36)$$

(P - полное давление, E - напряженность электрического поля). Однако, вопреки мнению этих авторов, формула (36) сама по себе ничего не доказывает и не опровергает. У нас, кстати, как и следовало ожидать, она выполняется. Также и в новейшей публикации [19] остаются неисправленными некоторые ошибки.

Обсудим кратко еще вопрос о применимости наших выкладок к реальной астрофизической плазме. Фактически в ней наблюдаются не только электрические, но и магнитные поля. Однако магнитное поле, если оно даже поперечное по отношению к движению частиц, мало искривляет их траектории: для принятых средних значений плотности плазмы и напряженности магнитных полей [20] радиус гирации исчисляется десятками километров, тогда как характерный масштаб нашей модели, согласно (35), совпадающий практически с дебаевским радиусом, составляет только сотни метров. Такое соотношение достаточно типично для окрестностей обычных звезд (но не для пульсаров) и для межзвездной среды.

Другое дело, что наблюдения разрывов плотности межзвездной среды дают для характерной толщины разрывов оценки, по крайней мере, сотни тысяч километров. Для описания же поведения межзвездной среды на больших расстояниях потребуется, очевидно, усложнять модель с учетом магнитных полей, турбулентности и запыленности.

Подчеркнем еще раз обстоятельство, не раз упоминаемое и в цитируемой литературе: изучаемые нами разрывы радикально отличаются от ударных волн. Конечно, роль ударных волн мы не отрицаем, но с ними связаны модели иного рода.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, Грант РФФИ 07-02-00061.

STEADY-STATE STRUCTURES OF THE TYPE OF A DOUBLE LAYER IN THE INTERSTELLAR MEDIUM

V.A.ANTONOV, A.S.BARANOV, V.V.PASHKEVICH

A one-dimensional theoretically self-consistent model of a double layer in the thermodynamically not in equilibrium astrophysical plasma has been constructed. The stationary state is supported at the expense of asymmetry of fluxes from both sides. The domain of possible values of parameters has been determined.

Key words: *interstellar medium:ionization:double layer:heterogeneity*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Л.Поляченко, А.М.Фридман, Равновесие и устойчивость гравитирующих систем, М., Наука, 1976.
2. В.А.Антонов, А.С.Баранов, *Астрофизика*, 47, 149, 2004.
3. В.А.Антонов, А.С.Баранов, Б.П.Кондратьев, *Известия Академии наук. Механика жидкости и газа*, N1, 65, 2005.
4. А.С.Баранов, *Астрофизика*, 50, 453, 2007.
5. В.А.Антонов, А.С.Баранов, *Астрофизика*, 51, 523, 2008.
6. В.Н.Цытович, *Физика плазмы*, 31, 157, 2005.
7. В.В.Дерягин, В.Н.Чураев, В.М.Муллер, *Поверхностные силы*, М., Наука, 1985.
8. P.Carlgvist, *Cosmic electrodynamics*, 3, 377, 1972.
9. Р.Балеску, *Равновесная и неравновесная механика*, М., Мир, 1978.
10. А.А.Иванов, *Физика сильно ионизованной плазмы*, М., Атомиздат, 1977.
11. К.Ф.Огородников, *Динамика звездных систем*, М., Физматгиз, 1958.
12. В.И.Арнольд, *Математические методы классической механики*, М., Наука, 1972.
13. L.B.Bernstein, J.M.Greene, M.D.Kruskal, *Phys. Review*, 108, 546, 1957.
14. Л.А.Арцимович, Р.З.Сагдеев, *Физика плазмы для физиков*, М., Атомиздат, 1979.
15. А.Б.Михайловский, *Теория плазменных неустойчивостей*, т.1. Неустойчивости однородной плазмы. М., Атомиздат, 1975.
16. А.Ф.Александров, Л.С.Богданкевич, А.А.Рухадзе, *Основы электродинамики плазмы*, М., Высшая школа, 1978.
17. Л.С.Кузменков, А.А.Соколов, О.О.Трубачев, *Известия высших учебных заведений. Физика*, N12, 17, 1983.
18. И.М.Алешин, О.О.Трубачев, *Журнал теор. и мат. физики*, 138, 157, 2004.
19. И.М.Алешин, Г.Н.Застенкер, О.М.Рязанцева, О.О.Трубачев, *Космические исследования*, 45, 195, 2007.
20. М.-В.Kallenrode, *Space Physics. An Introduction to Plasmas and Particles in the Heliosphere and Magnetospheres*, Springer, Berlin, 2003.

О НЕУСТОЙЧИВОСТЯХ НЕСТАЦИОНАРНОЙ МОДЕЛИ САМОГРАВИТИРУЮЩЕГО ДИСКА II. ИЗГИБНЫЕ МОДЫ ВЕРТИКАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ

С.Н.НУРИТДИНОВ^{1,2}, К.Т.МИРТАДЖИЕВА^{2,1}, ИКБАЛ АХМАД³,
Ж.К.РУЗИБАЕВ^{1,2}

Поступила 29 июля 2009

Принята к печати 16 сентября 2009

Рассмотрена проблема гравитационных неустойчивостей нелинейно-неравновесных дисковых моделей с изотропной и анизотропной диаграммами скоростей относительно к изгибным модам вертикальных колебаний. В общем виде получены нестационарные аналоги дисперсионных уравнений вертикальных колебаний этих моделей. Подробно изучены основные крупномасштабные моды колебаний, соответствующие, прежде всего, наиболее распространенному виду изгиба в форме интеграла, а также, куполообразному, U-образному и прецессионному типам изгибов. Для каждой из этих мод вертикальных колебаний построены критические диаграммы зависимости начального вириального отношения от параметра вращения нестационарной модели. Выполнен сравнительный анализ инкрементов неустойчивостей указанных мод колебаний для определения зависимости их характерных времен проявления от основных физических параметров рассматриваемых двух моделей.

Ключевые слова: *модели:самогравитирующие диски*

1. *Введение.* Продолжим наше исследование [1] гравитационных неустойчивостей малых возмущений на фоне нелинейно неравновесной модели самогравитирующего диска с целью оценки роли степени исходной нестационарности этой модели в поведении конкретных мод колебаний. В предыдущей работе [1] нами были изучены проблемы неустойчивостей наиболее интересных типов горизонтальных колебаний [2-4], развивающиеся в плоскости нелинейно пульсирующей модели бесстолкновительного диска, являющейся нестационарным обобщением известной равновесной изотропной модели Бисноватого-Когана и Зельдовича [5]. Ниже в рамках данной, обобщенной нами нелинейно нестационарной модели и одной ее усредненной версии с анизотропной диаграммой скоростей изучим вопросы гравитационной неустойчивости другого класса возмущений, имеющих место почти всегда вдоль направления, перпендикулярного к плоскости диска, и потому называемым изгибными модами возмущения (см., например, [3,6-8] и ссылки там), которые до сих пор рассматривались многими авторами лишь в рамках стационарных моделей. В обсуждении полученных нами результатов мы укажем также роль нелинейной нестационарности моделей в эволюции рассмотренных нами различных мод колебаний, их сравнения, возможные

приложения и существенные различия от соответствующих стационарных конфигураций.

2. *Основные соотношения и уравнения.* Согласно первой части [1] данной работы, в исходном состоянии мы рассматриваем следующую нелинейно-нестационарную фазовую модель бесстолкновительного самогравитирующего диска

$$\Psi(r, v_r, v_\perp, t) = \frac{\sigma_0}{2\pi\Pi\sqrt{1-\Omega^2}} \left[\frac{1-\Omega^2}{\Pi^2} \left(1 - \frac{r^2}{\Pi^2} \right) - (v_r - v_a)^2 - (v_\perp - v_b)^2 \right]^{-1/2} \chi(R-r), \quad (1)$$

который совершает радиальные пульсации по закону $R(t) = R_0 \Pi(t)$, где

$$\Pi(t) = \frac{1 + \lambda \cos \psi}{1 - \lambda^2}, \quad t = \frac{\psi + \lambda \sin \psi}{(1 - \lambda^2)^{3/2}}, \quad (2)$$

причем амплитуда радиальных колебаний $\lambda = 1 - (2T/U)_0$ выражается через значения вириального отношения в момент времени $t=0$, т.е. $0 \leq \lambda \leq 1$. В (1) принята нормировка $\pi^2 G \sigma_0 = 2 R_0$ ($R_0 = 1$), а Ω - безразмерный параметр [5], характеризующий величину твердотельного вращения, χ - функция Хевисайда. Остальные обозначения подробно указаны в [1]. Далее нам понадобится также выражение для поверхностной плотности в исходном состоянии

$$\sigma(\bar{r}; t) = \frac{\sigma_0}{\Pi^2(t)} \sqrt{1 - \frac{r^2}{\Pi^2(t)}}, \quad (3)$$

вытекающее из (1). Период радиальной пульсации модели равен $P(\lambda) = 2\pi \cdot (1 - \lambda^2)^{-3/2}$.

Отметим, что нелинейно нестационарная модель (1) так же, как ее равновесное состояние [5], имеет изотропную диаграмму скоростей. Поскольку это носит несколько идеализированную картину, напрашивается рассмотрение в исходном состоянии также хотя бы одной анизотропной модели с радиальной нестационарностью. С этой целью для начала целесообразно воспользоваться известным способом усреднения по параметру Ω :

$$\Psi_a = \frac{\int_{-1}^{+1} \rho(\Omega) \cdot \Psi d\Omega}{\int_{-1}^{+1} \rho(\Omega) d\Omega}. \quad (4)$$

Ранее один из авторов данной статьи построил в [9] вращающуюся анизотропную модель, рассматривая весовую функцию в (4) в виде

$$\rho(\Omega') = \frac{2}{\pi} \sqrt{1 - \Omega'^2} (1 + \Omega\Omega'). \quad (5)$$

Тогда из (4) с учетом (1)-(3) и (5) имеем [9]:

$$\Psi_a = \frac{\sigma_0}{\pi} \left[1 + \Omega \cdot (x v_y - y v_x) \right] \cdot \chi(B), \quad (6)$$

где роль параметра вращения играет опять величина Ω , а $B = (1 - r^2/\Pi^2)(1 - \Pi^2 v_\perp^2) - \Pi^2(v_r - v_a)^2$, причем $v_a = -\lambda\sqrt{1 - \lambda^2}(r \sin\psi/\Pi^2)$. Способ (4) удобен тем, что, имея нестационарный аналог дисперсионного уравнения (НАДУ) для изотропной модели (1), легко можно получить такое уравнение также и для анизотропной модели (6) без повторного выполнения необходимых расчетов. Для этого достаточно применить процедуру (4) к НАДУ изотропной модели, выводу которого посвящен следующий параграф.

3. *Вывод НАДУ изгибных возмущений для модели (1).* С этой целью воспользуемся теорией малых изгибных колебаний тонкого диска, развитой впервые Хантером и Тумре [6]. Согласно им, если плоскость диска подвергнута деформации и вертикальное смещение его элемента в точке $\kappa(x, y)$ в момент времени t равно $H(\bar{r}, t)$, тогда уравнение движения частицы имеет вид:

$$Z^2 H(\bar{r}, t) = F_\perp - \frac{1}{\sigma} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(P_{xx} \frac{\partial H}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(P_{yy} \frac{\partial H}{\partial y} \right) \right]. \quad (7)$$

Здесь оператор

$$Z = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{v}_x \cdot \frac{\partial}{\partial x} + \bar{v}_y \cdot \frac{\partial}{\partial y},$$

где \bar{v}_x и \bar{v}_y - компоненты скорости центра, а сила

$$F_\perp = G \cdot \iint \frac{\sigma(\bar{r}', t) \cdot [H(\bar{r}', t) - H(\bar{r}, t)]}{|\bar{r} - \bar{r}'|^3} dx' dy' \quad (8)$$

есть поперечная составляющая гравитационной силы, действующей на рассматриваемый элемент диска вследствие изгибного возмущения. P_{xx} и P_{yy} - компоненты тензора "давления", причем для изотропной модели (1) $P_{xx} = P_{yy}$.

В соответствии с теорией [6], величина вертикальных возмущений в общем случае задается в виде

$$H(\bar{r}, t) = D(\psi) \frac{1}{\xi} P_N^m(\xi) e^{im\varphi}, \quad (9)$$

где $\xi = (1 - r^2/R^2)^{1/2}$, $D(\psi)$ - искомая функция от времени t , характеризующая амплитуду вертикальных колебаний, φ - азимутальный угол, $P_N^m(\xi)$ - присоединенный полином Лежандра, N - основной индекс возмущения, m - азимутальное волновое число, причем в отличие от горизонтальных мод, разность $N - m$ теперь должна быть всегда нечетной.

Согласно (1), легко находим компоненты скорости центра

$$\bar{v}_x = -\frac{1}{\Pi^2} \left[\frac{\lambda \sin \psi}{(1-\lambda^2)^{1/2}} \cdot x + \Omega y \right], \quad \bar{v}_y = -\frac{1}{\Pi^2} \left[\frac{\lambda \sin \psi}{(1-\lambda^2)^{1/2}} \cdot y - \Omega x \right]. \quad (10)$$

Используя этот результат, сначала вычислим левую часть уравнения (7). С учетом (9) имеем

$$Z^2 H = \left[\frac{D'(\psi)}{\Pi^2} + \frac{\lambda \sin \psi + 2im\Omega}{\sqrt{1-\lambda^2}\Pi^3} D'(\psi) + \frac{2im\Omega\lambda \sin \psi - m^2\Omega^2\sqrt{1-\lambda^2}}{(1-\lambda^2)^{3/2}\Pi^4} D(\psi) \right] \frac{H(1-\lambda^2)}{D(\psi)}, \quad (11)$$

где штрих над функцией $D(\psi)$ означает дифференцирование по ψ .

Перейдем к расчету правой части (7). Зная (10), легко вычислить компоненты тензора "давления" для модели (1)

$$P_{xx} = P_{yy} = \iint (v_y - \bar{v}_y)^2 \Psi d v_x d v_y = \frac{\sigma_0(1-\Omega^2)}{3\Pi^4} \cdot \xi^3. \quad (12)$$

Следовательно, выражение в квадратной скобке в правой части (7) равно

$$\frac{\sigma_0(1-\Omega^2)}{3\Pi^4} \cdot \left[\frac{r^2}{\Pi^4} \cdot \frac{d^2 P_N^m}{d\xi^2} + \frac{2}{\Pi^2} \left(P_N^m - \xi \cdot \frac{dP_N^m}{d\xi} \right) - \frac{m^2}{r^2} \xi^2 \cdot P_N^m \right] \cdot D(\psi) \cdot e^{im\varphi}, \quad (13)$$

что, согласно известному уравнению для функции $P_N^m(\xi)$, сильно упрощается и принимает вид

$$\frac{\sigma_0(1-\Omega^2)}{3\Pi^6} \cdot [m^2 - N(N+1) + 2] \cdot D(\psi) \cdot P_N^m(\xi) \cdot e^{im\varphi}. \quad (13')$$

Наконец, вычислим поперечную силу F_{\perp}

$$F_{\perp} = -\frac{3\pi GM}{2R^3\xi} \cdot (\gamma_{mN} - 1) \cdot D(\psi) P_N^m(\xi) e^{im\varphi} = \frac{2}{\Pi^3} (1 - \gamma_{mN}) \cdot H, \quad (14)$$

где M - масса диска, а

$$\gamma_{mN} = \frac{(N+m)!!(N-m)!!}{(N+m-1)!!(N-m-1)!!}.$$

Подставляя (11), (13') и (14) в (7) и сокращая обе части на функцию H , мы получим следующее искомое НАДУ изгибных возмущений для изотропной нестационарной модели (1):

$$(1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 D}{d\psi^2} + \left(\lambda \sin \psi + 2im\Omega\sqrt{1-\lambda^2} \right) \frac{dD}{d\psi} + 2 \left[\gamma_{mN} - 1 + \frac{m\Omega\sqrt{1-\lambda^2}}{1 + \lambda \cos \psi} \right] \times \\ \times \left(i\lambda \sin \psi - \frac{m\Omega}{2}\sqrt{1-\lambda^2} \right) - \frac{(1-\Omega^2)(1-\lambda^2)(N^2 - m^2 + N - 2)}{6(1 + \lambda \cos \psi)} \Big] D(\psi) = 0. \quad (15)$$

Для вывода из (15) обычного дисперсионного соотношения соответствующей

стационарной модели надо подставить в (15) $\lambda = 0$ и $D(\psi) \sim \exp(i\omega\psi)$. Тогда уравнение сильно упрощается и принимает вид

$$\frac{1}{2}(\omega + m\Omega)^2 = \gamma_{mN} - 1 - \frac{1 - \Omega^2}{6} \cdot (N^2 - m^2 + N - 2), \quad (16)$$

что совпадает с результатом [8].

Теперь с помощью НАДУ (15) мы можем исследовать поведение любого возможного типа искривления на фоне нелинейной модели (1).

4. Анализ НАДУ для отдельных мод колебаний на фоне изотропной модели. Среди различных изгибных мод колебаний наиболее интересной и чаще всего наблюдаемой в дисках спиральных галактик является асимметричная мода колебаний, неустойчивость которой приводит к изгибу, напоминающему в полном объеме "ковбойскую шляпу" (или в проекции символ интеграла). Анализ поведения функции $H(r)$ в (9) показывает, что мода колебаний ($m = 1; N = 4$), ($m = 5; N = 6$) и ($m = 7; N = 8$) приводит именно к данному асимметричному изгибу диска галактик (рис.1).

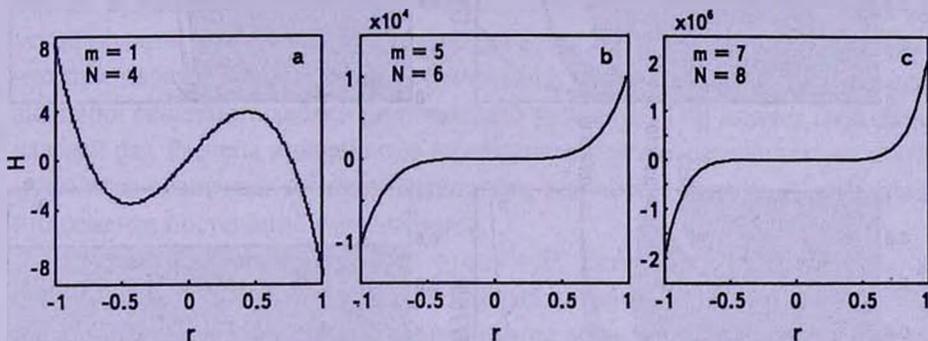


Рис.1. Графики функции $H(r)$ для трех мод а) $m = 1; N = 4$; б) $m = 5; N = 6$; в) $m = 7; N = 8$.

Как видно из рис.1, наблюдаемый в дисках галактик асимметричный изгиб более адекватно описывается модами $m = 5; N = 6$ и $m = 7; N = 8$, чем, как считалось ранее, модой $m = 1; N = 4$. Поэтому мы считаем, что здесь достаточно привести результаты расчета для моды $m = 5; N = 6$.

Асимметричная мода ($m = 5; N = 6$). Согласно (16), неустойчивость данной моды для стационарной модели наступает, если параметр вращения системы $\Omega < 0.563194$. А для нестационарной модели (1) поведение данного типа возмущения (5;6), в соответствии с (15), описывается при помощи следующего НАДУ:

$$\begin{aligned} & (1 + \lambda \cos\psi) \frac{d^2 D}{d\psi^2} + \left(\lambda \sin\psi + 10 i \Omega \sqrt{1 - \lambda^2} \right) \frac{dD}{d\psi} + \\ & + \left[\frac{437}{128} + \frac{10\Omega\sqrt{1 - \lambda^2}}{1 + \lambda \cos\psi} \left(i \lambda \sin\psi - \frac{5}{2} \Omega \sqrt{1 - \lambda^2} \right) - \frac{5(1 - \Omega^2)(1 - \lambda^2)}{(1 + \lambda \cos\psi)} \right] \cdot D(\psi) = 0. \end{aligned} \quad (17)$$

Таким образом, мы имеем дифференциальное уравнение лишь с двумя произвольными параметрами. Оно решалось нами численно методом периодических решений [10] при значениях параметров λ и Ω от 0 до 1.

С помощью полученных результатов построена критическая диаграмма начального вириального отношения $(2T/U)_0$ от параметра вращения системы Ω (рис.2а). Как видно из диаграммы, нелинейно пульсирующий диск при малых и умеренных значениях Ω может стать устойчивым относительно данного типа возмущения лишь в узких "каналах"

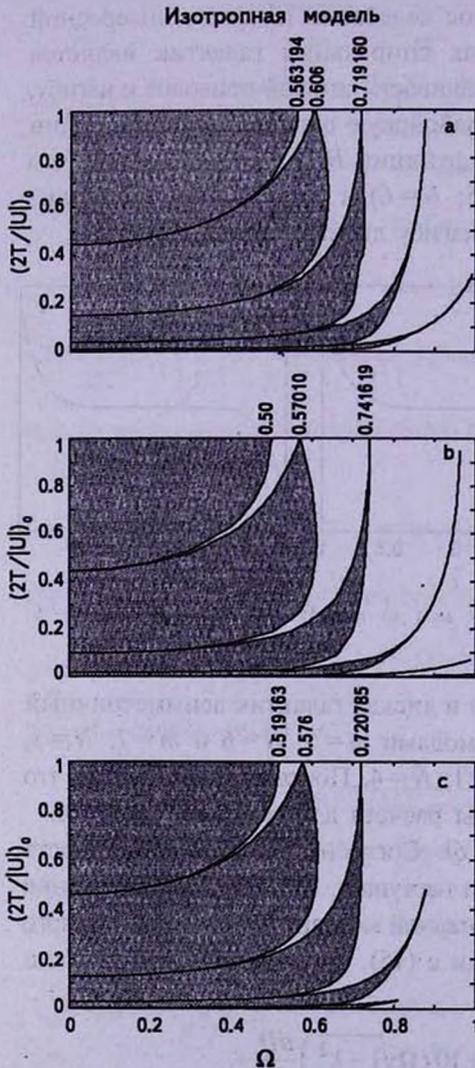


Рис.2. Критические зависимости $(2T/U)_0$ от параметра вращения изотропной модели для трех мод а) $m=5$; $N=6$, б) $m=0$; $N=3$, в) $m=4$; $N=5$.

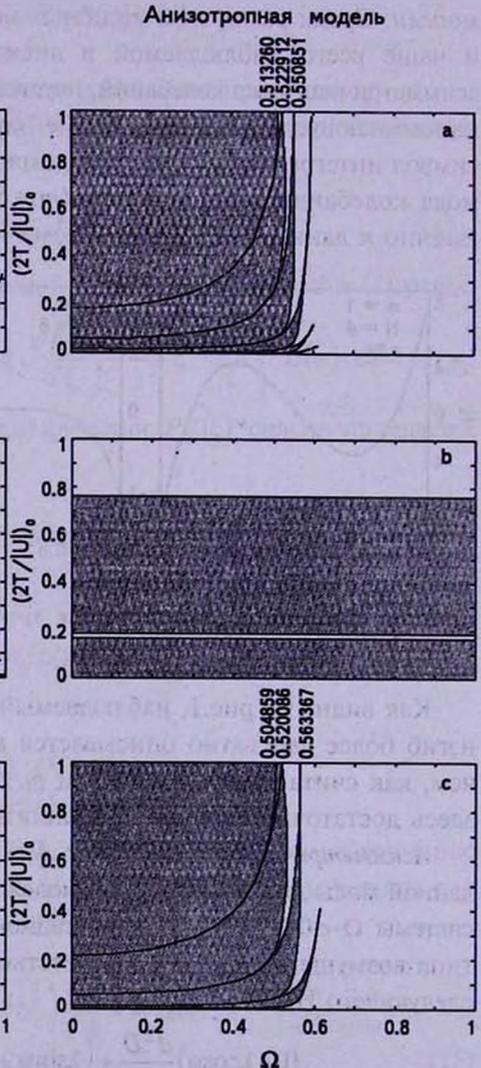


Рис.3. Критические зависимости $(2T/U)_0$ от параметра вращения анизотропной модели для тех же трех мод.

устойчивости". Для определения таких каналов нам пришлось проследить с большой точностью поведение инкремента неустойчивости при непрерывном изменении параметра $(2T/|U|)_0$. Результат такого расчета показывает, что при $\Omega = 0$ действительно имеются следующие очень узкие интервалы устойчивости на оси ординат: (0.445811; 0.445230), (0.151205; 0.150354), (0.038721; 0.038671), (0.009122; 0.009122), причем по мере приближения к "холодному" начальному состоянию по вириальному параметру количество таких зон устойчивости увеличивается. Отметим также, что при $\Omega = 0$ мы имеем неустойчивость аperiodического характера, но когда $\Omega > 0$ мы сталкиваемся с колебательной неустойчивостью.

Как отмечено выше, при отсутствии радиальных колебаний $((2T/|U|)_0 = 1)$ стационарный диск полностью неустойчив при $\Omega < 0.563194$. Как только исходный диск начинает пульсировать радиально, инкремент неустойчивости асимметричной изгибной моды (5;6) постепенно уменьшается (рис.4) и соответственно область неустойчивости на диаграмме рис.2а сужается из-за наличия канала устойчивости. Перейдя каналы устойчивости, мы попадаем каждый раз в зону неустойчивости. Заметим, что при переходе через канал устойчивости реальная часть собственного значения решаемого характеристического уравнения [10] меняет свой знак каждый раз. Расчеты инкрементов неустойчивостей для различных значений параметра вращения Ω показывают, что, в целом, с ростом Ω значения инкремента постепенно уменьшаются.

Купольная неустойчивость ($m = 0; N = 3$). Данный тип возмущения, в целом, напоминает куполообразный изгиб диска в его центральной части [8]. В данном случае вертикальное смещение элемента диска с координатой (x, y) равно

$$H(\vec{r}, t) = D(\psi) \cdot \left(1 - \frac{5r^2}{2R^2} \right). \quad (18)$$

Стационарное дисперсионное уравнение (16) не имеет действительных корней, если $\Omega < 0.5$, а НАДУ (15) примет вид

$$(1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 D}{d\psi^2} + \lambda \sin \psi \cdot \frac{dD}{d\psi} + \left[\frac{5}{2} - \frac{10(1 - \Omega^2)(1 - \lambda^2)}{3(1 + \lambda \cos \psi)} \right] \cdot D(\psi) = 0. \quad (19)$$

Численные результаты интегрирования (19) и нахождения зависимости $(2T/|U|)_0 + \Omega$ представлены на рис.2b. Как видно, мы опять имеем дело с "каналами" устойчивости, которые тянутся вплоть до оси ординат. При $\Omega = 0$ на оси $(2T/|U|)_0$ имеются узкие зоны устойчивости с точностью до 10^{-5} : (0.4436; 0.4394), (0.0965; 0.0951), (0.0155; 0.0153), (0.0023; 0.0021), (0.00035; 0.00034) и т.д.

Здесь с приближением к "холодному" начальному состоянию размеры

областей неустойчивости и значения их инкрементов уменьшаются. Заметим также, что инкременты куполообразного изгибного возмущения, как и в предыдущем асимметричном случае, уменьшаются с ростом Ω .

U-образная неустойчивость ($m = 4$; $N = 5$). Анализ наблюдательных данных (см., например, [11]), показывает, что в дисках многих спиральных галактик имеется подобный изгиб. Поэтому эта мода также представляет большой интерес. С помощью уравнения (15) мы находим следующее НАДУ для этой моды:

$$(1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 D}{d \psi^2} + \left(\lambda \sin \psi + 8 i \Omega \sqrt{1 - \lambda^2} \right) \frac{d D}{d \psi} + \left[\frac{187}{64} + \frac{8 \Omega \sqrt{1 - \lambda^2}}{1 + \lambda \cos \psi} \left(i \lambda \sin \psi - 2 \Omega \sqrt{1 - \lambda^2} \right) - \frac{4(1 - \Omega^2)(1 - \lambda^2)}{(1 + \lambda \cos \psi)} \right] \cdot D(\psi) = 0. \quad (20)$$

Численные расчеты уравнения (20) показаны на рис.2с. Здесь видно, что при $\Omega = 0$ мы имеем следующие узкие интервалы устойчивости на оси ординат: (0.461000; 0.459100), (0.129500; 0.128700), (0.026794; 0.026694) и т.д. Здесь, также, как и в случае моды $m = 5$; $N = 6$, при $\Omega = 0$ имеется неустойчивость аperiodического характера, но как только диск начинает вращаться, вступает в силу колебательная неустойчивость.

Прецессионные колебания ($m = 1$; $N = 2$). Неустойчивость такого типа возмущения приводит к несовпадению оси симметрии диска с осью вращения самой галактики. По-видимому, впервые роль прецессионных колебаний дисковой компоненты Галактики рассматривал Линден-Белл [12], который доказал их устойчивость в рамках чисто линейной теории. До сих пор никто так и не смог доказать возможность неустойчивости прецессии без учета диссипативных явлений. Из стационарного дисперсионного соотношения (16) находим $\omega_1 = -2\Omega$, $\omega_2 = 0$, что означает полную устойчивость прецессии для стационарной модели.

При прецессионных колебаниях диска вертикальное смещение

$$H(\bar{r}, t) \sim r. \quad (21)$$

С помощью уравнения (15) мы имеем следующее НАДУ для прецессирующего нестационарного диска

$$(1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 D}{d \psi^2} + \left(\lambda \sin \psi + 2 i \Omega \sqrt{1 - \lambda^2} \right) \frac{d D}{d \psi} + \frac{\lambda(\cos \psi + \lambda) + 2 i \Omega \lambda \sqrt{1 - \lambda^2} \sin \psi}{1 + \lambda \cos \psi} D(\psi) = 0. \quad (22)$$

С точки зрения возможной неустойчивости изгибных колебаний более опасным считается состояние отсутствия вращения. Но даже в этом случае нестационарный диск устойчив относительно прецессии. Действительно, при $\Omega = 0$ из (22) находим периодическое решение $D(\psi) = \cos \psi + 1/\lambda$ для

произвольного $\lambda > 0$, а устойчивость при $\lambda = 0$ легко вытекает из самого НАДУ. Проведя численный расчет НАДУ (22) при $\Omega \neq 0$, нам не удалось обнаружить даже какую-либо специфичную область неустойчивости на диаграмме $(2T/|U|)_0 + \Omega$. Вполне вероятно, что при рассмотрении существенно нелинейной прецессии и влияния гало на диск галактики, такая неустойчивость может быть проявлена.

5. *Изгибные колебания анизотропного диска (6)*. Как мы отметили выше, НАДУ для анизотропной модели легче всего вывести при помощи усреднения (15) по Ω с весовой функцией (5). Действительно, подставим в уравнение (15) $\Omega = \Omega'$ и умножим его на функцию (5). Затем проинтегрируем результат по Ω' в интервале от -1 до $+1$ и получим нужное нам НАДУ изгибных колебаний исследуемой анизотропной модели нестационарного диска (6):

$$(1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 D}{d\psi^2} + \left(\lambda \sin \psi + \frac{im\Omega}{2} \sqrt{1 - \lambda^2} \right) \frac{dD}{d\psi} + 2 \left[\gamma_{mN} - 1 + \frac{2im\Omega \lambda \sqrt{1 - \lambda^2} \sin \psi - (N^2 + N - 2)(1 - \lambda^2)}{8(1 + \lambda \cos \psi)} \right] D(\psi) = 0. \quad (23)$$

Считая в (23) $\lambda = 0$ и $D(\psi) \sim \exp(i\omega\psi)$, легко вывести дисперсионное соотношение для стационарной модели анизотропного диска:

$$(\omega + m\Omega)^2 = \frac{m^2 \Omega^2}{16} + 2[\gamma_{mN} - 1] - \frac{N^2 + N - 2}{4}. \quad (24)$$

Теперь с помощью (23) рассмотрим также отдельно четыре вышеуказанные изгибные моды колебаний.

Асимметричный изгиб, характеризуемый модой $m = 5$; $N = 6$. Для нестационарной анизотропной модели (6) можно записать следующее НАДУ с помощью (23):

$$(1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 D}{d\psi^2} + \left(\lambda \sin \psi + \frac{5i\Omega}{2} \sqrt{1 - \lambda^2} \right) \frac{dD}{d\psi} + \left[\frac{437}{128} + \frac{5i\Omega \lambda \sqrt{1 - \lambda^2} \sin \psi - 20(1 - \lambda^2)}{2(1 + \lambda \cos \psi)} \right] D(\psi) = 0. \quad (25)$$

Уравнение (25) почти аналогично НАДУ (17) изотропной модели и соответственно критические диаграммы зависимости $(2T/|U|)_0$ от Ω в принципе будут схожими (рис.3а). Здесь надо отметить, что при необходимости точного сопоставления по параметру Ω соответствующих особенностей изотропной и анизотропной моделей целесообразно заменить Ω анизотропного диска на 4Ω . Характер неустойчивости моды данной анизотропной модели точно такой же, как и в изотропной, т.е. при $\Omega = 0$

внутри интервалов на оси $(2T/|U|)_0$: [1.0; 0.184993], [0.185075; 0.059847], [0.059846; 0.015722], [0.015720; 0.003762], [0.003761; 0.000878 мы имеем только неустойчивость аperiodического характера, а когда $\Omega \neq 0$ у нас имеется колебательная неустойчивость. Здесь также можно заметить, что когда область неустойчивости обрезается каналом устойчивости реальная часть собственного значения решаемого характеристического уравнения меняет свой знак на противоположный.

Купольная неустойчивость. При $m=0$, $N=3$ из стационарного уравнения (24) следует $\omega^2 = 0$, что указывает на полную устойчивость равновесного состояния диска независимо от Ω . Но если амплитуда радиальных колебаний отлично от нуля ($\lambda \neq 0$), то более вероятно проявление неустойчивости. Соответствующее уравнение, описывающее поведение купольных колебаний на фоне нелинейно пульсирующего диска с анизотропной диаграммой скоростей, имеет вид

$$(1 + \lambda \cos \psi) \cdot \frac{d^2 D}{d \psi^2} + \lambda \sin \psi \cdot \frac{d D}{d \psi} + \frac{5 \lambda (\cos \psi + \lambda)}{2(1 + \lambda \cos \psi)} \cdot D(\psi) = 0. \quad (26)$$

При помощи интегрирования уравнения (26) мы нашли следующие отдельные области неустойчивости (рис.3б): $0.76265 > (2T/|U|)_0 > 0.18619$, $0.16553 > (2T/|U|)_0 > 0.02807$ и т.д.

Внутри этих интервалов неустойчивость имеет только аperiodический характер и критерий данной купольной неустойчивости диска не зависит от параметра Ω .

U-образная неустойчивость ($m=4$; $N=5$). НАДУ для эволюции данной моды на фоне анизотропной модели (6) записывается так:

$$(1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 D}{d \psi^2} + \left(\lambda \sin \psi + 2i \Omega \sqrt{1 - \lambda^2} \right) \frac{d D}{d \psi} + \left[\frac{187}{64} + \frac{2i \Omega \lambda \sqrt{1 - \lambda^2} \sin \psi - 7(1 - \lambda^2)}{(1 + \lambda \cos \psi)} \right] D(\psi) = 0. \quad (27)$$

Из критической зависимости начального вириального отношения от параметра вращения анизотропной модели для данной моды видно, что области неустойчивости более сужены в сторону уменьшения параметра вращения Ω по сравнению с изотропной моделью (рис.3с). Такую же картину мы видели у моды (5;6) на фоне данной анизотропной модели. А характер неустойчивости рассматриваемой моды точно такой же, как и в изотропной модели.

Прецессионное колебание ($m=1$, $N=2$). В данном случае частоты в (24) являются действительными: $\omega_1 = 0$, $\omega_2 = -\Omega/2$. Прецессионное колебание нестационарной анизотропной модели описывается, согласно (23), следующим НАДУ:

$$(1 + \lambda \cos \psi) \frac{d^2 D}{d \psi^2} + \left(\lambda \sin \psi + \frac{i \Omega}{2} \sqrt{1 - \lambda^2} \right) \frac{d D}{d \psi} + \left[1 + \frac{i \Omega \lambda \sqrt{1 - \lambda^2} \sin \psi - 2(1 - \lambda^2)}{2(1 + \lambda \cos \psi)} \right] D(\psi) = 0. \quad (28)$$

Если вместо Ω подставить 4Ω , тогда (28) полностью совпадает с уравнением (22) для изотропной модели. Поэтому, все выводы анализа данной моды для изотропной модели также справедливы и здесь.

6. *Обсуждение полученных результатов.* Если мы будем сравнивать маргинальные зависимости асимметричного, U -образного и купольного изгибных мод в рамках исследуемой изотропной модели, то во всех случаях можно заметить наличие вытянутых областей неустойчивости в виде "лепестка". А в анизотропной модели такая картина отсутствует только у купольной моды. Здесь можно предположить, что коллективные колебания резонируют с движениями отдельных частиц системы. Например, для купольного колебания численные расчеты на фоне изотропной модели показывают, что эта зона находится примерно в точке $\Omega \cong 0.741619$, $\lambda = 0$.

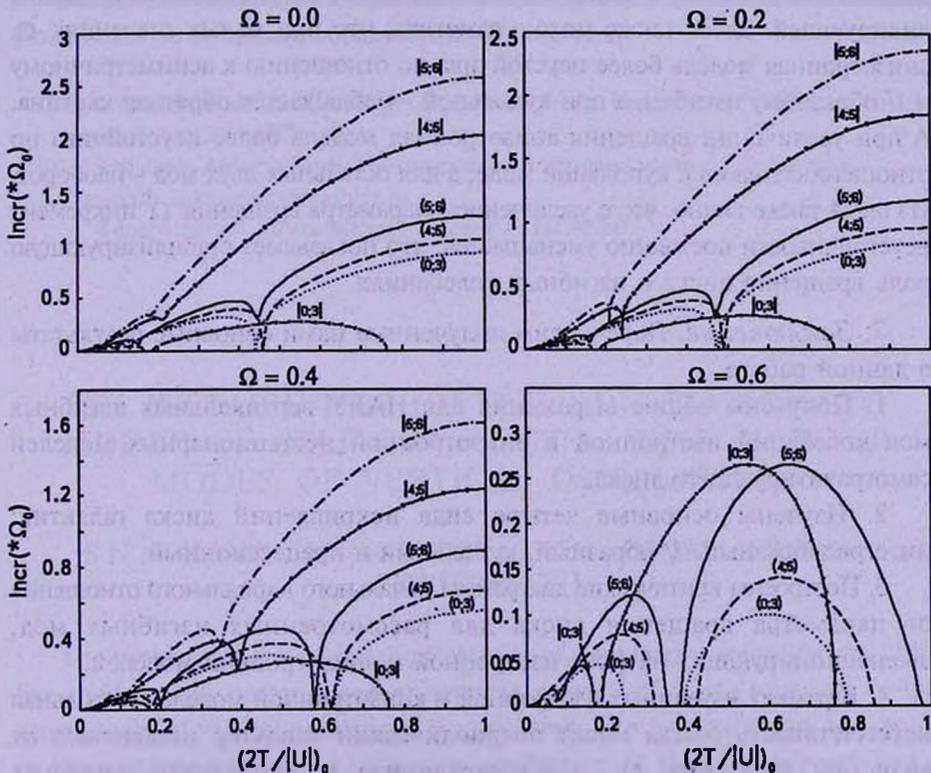


Рис.4. Сравнение инкрементов неустойчивости изгибных мод изотропной и анизотропной моделей при разных значениях параметра вращения Ω . Здесь моды на фоне изотропной модели показаны в круглых скобках, а моды в анизотропной - в вертикальных скобках.

А это означает, что при $\lambda = 0$; $\Omega \cong 0.741619$ исследуемое уравнение (19) должно иметь периодическое решение. И наш аналитический анализ уравнения (19) действительно показал существование такого периодического решения $D = \sin\psi$, если $\Omega = \sqrt{11/20} = 0.74161984\dots$ и $\lambda = 0$. Кроме того, можно сделать вывод о том, что независимо от рассмотренных моделей, купольная неустойчивость имеет аperiodический характер независимо от значения параметра вращения Ω , а асимметричная и U -образная изгибные неустойчивости имеют аperiodический характер только в случае $\Omega = 0$, а когда диск вращается данная неустойчивость является колебательной.

Для сопоставления двух моделей нами также построены графики сравнения величин инкрементов неустойчивости мод (0;3), (4;5) и (5;6) для разных значений параметра вращения Ω (рис.4). Как видно из рис.4, при умеренном вращении, на фоне нестационарных моделей асимметричный изгиб диска галактик имеет наибольший инкремент, затем идет U -образный изгиб и только после него может происходить куполообразный изгиб в его центральной части. С увеличением параметра вращения порядок формирования различных типов изгиба принимает достаточно сложный характер. При дальнейшем увеличении вращения диска купольная неустойчивость становится лидирующей. Здесь также можно заметить, что при малых значениях Ω анизотропная модель более неустойчива по отношению к асимметричному и U -образному изгибам, а при купольной - наблюдается обратная картина. А при увеличении вращения анизотропная модель более неустойчива по отношению только к купольной моде, а для остальных двух мод - наоборот. Из рис.4 также видно, что с увеличением параметра вращения Ω инкремент неустойчивости постоянно уменьшается, что показывает стабилизирующую роль вращения диска в изгибных колебаниях.

7. Заключение. Перечислим полученные нами основные результаты в данной работе.

1. Получены общие выражения для НАДУ вертикальных изгибных мод колебаний изотропной и анизотропной нестационарных моделей самогравитирующего диска.

2. Изучены основные четыре вида искривлений диска галактик интегралобразный, U -образный, купольный и прецессионный.

3. Построены критические диаграммы начального вириального отношения от параметра вращения диска для рассмотренных изгибных мод, эволюционирующих на фоне изотропной и анизотропной моделей.

4. В рамках изученных изотропной и анизотропной моделей купольная неустойчивость всегда носит аperiodический характер независимо от значения вращения Ω , а асимметричная и U -образная изгибные неустойчивости при $\Omega = 0$ имеют аperiodический характер, но для других значений Ω - колебательный.

5. Установлено, что прецессионное колебание всегда устойчиво на фоне нестационарных изотропной и анизотропной моделей.

6. Вычислены инкременты неустойчивости изгибных мод колебаний в зависимости от начального значения вириального отношения и параметра вращения.

7. Найдено, что в ходе эволюции наших нестационарных моделей при малых Ω вначале проявляется асимметричный изгиб диска галактик, затем может формироваться U -образный изгиб, затем идет куполообразный изгиб. С увеличением параметра вращения купольная неустойчивость становится более существенной по сравнению с другими модами.

8. Обнаружено, что при малых значениях Ω анизотропная модель более неустойчива по отношению асимметричному и U -образному типам изгиба, а для купольной - наблюдается обратная картина. А при увеличении вращения анизотропная модель более неустойчива по отношению только к купольной моде, а для остальных двух мод - наоборот.

Авторы выражают благодарность профессору В.А.Антонову за обсуждение полученных результатов.

Работа выполнена в рамках гранта ФА-Ф2-Ф058 ККРНТ РУз и гранта Комиссии по высшему образованию Пакистана.

¹ Астрономический институт Академии Наук Республики Узбекистан,
e-mail: nur200848@mail.ru

² Кафедра Астрономии Национального университета Узбекистана,
e-mail: mkaromat@rambler.ru

³ Федеральный университет, Карачи, Пакистан

ON INSTABILITIES OF THE NON-STATIONARY MODEL OF SELF-GRAVITATING DISK II. WARP MODES OF VERTICAL OSCILLATIONS

S.N.NURITDINOV^{1,2}, K.T.MIRTADJEVA^{2,1}, IQBAL AHMAD³,
J.K.RUZIBAEV^{1,2}

The problem of gravitational instabilities of nonlinear-nonequilibrium disk-like models with isotropic and anisotropic velocity diagrams relatively to the warp modes of vertical oscillations is considered. The non-stationary analogues of the dispersion equations of vertical oscillations of these models are found in the general case. The major large-scale oscillation modes which consistent, first of all, to the most common type of warp in the form of an integral, and

also dome-shaped, U-shaped and precession types of warps are studied in detail. For each of these modes of vertical oscillations the critical diagrams of dependence of initial virial ratio on rotation parameter of non-stationary models are constructed. A comparative analysis of instability increments of these oscillations modes are made to determine the dependence of the characteristic times of appearance on the basic physical parameters for the two models.

Key words: *models:gravitating disk*

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Н.Нуритдинов, К.Т.Миртаджиева, Мариам Султана, *Астрофизика*, 51, 487, 2008.
2. М.Г.Абрамян, "Динамика вложенных гравитирующих систем", Автореферат на соиск. уч. ст. док. н., Ереван, 1986.
3. J.Binney, M.Merfield, "Galactic Astronomy", Princeton University Press, 1998, pp.850.
4. В.А.Антонов, *Учен. записки ЛГУ*, 32, 79, 1976.
5. Г.С.Бисноватый-Коган, Я.Б.Зельдович, *Астрофизика*, 6, 3, 387, 1970.
6. С.Hunter, А.Тоомре, *Astrophys. J.*, 155, 3, 747, 1969.
7. J.Binney, S.Tremaine, "Galactic dynamics", Princeton University Press, 1987, pp.733.
8. В.Л.Поляченко, И.Г.Шухман, *Астрон. ж.*, 56, 724, 1979.
9. С.Н.Нуритдинов, *Астрономический Циркуляр*, 1553, 9, 1992.
10. И.Г.Малкин, "Теория устойчивости движения", Москва, Наука, 1967.
11. V.Reshetnikov, E.Battaner, F.Combes, J.Jimenez-Vicente, *Astron. Astrophys.*, 382, 513, 2002.
12. D.Lynden-Bell, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 129, 4, 301, 1965.

ВАКУУМНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ В
КОСМОЛОГИЧЕСКИХ МОДЕЛЯХ С
КОМПАКТНЫМИ ИЗМЕРЕНИЯМИ

А.Л.МХИТАРЯН

Поступила 17 апреля 2009

Принята к печати 16 сентября 2009

Исследованы квантовые эффекты скалярного поля в космологических моделях Фридмана-Робертсона-Уокера со степенным масштабным фактором и с пространственной топологией $R^p \times (S^1)^q$. Получены рекуррентные формулы для положительно-частотной функции Вайтмана и вакуумного среднего квадрата поля. Исследовано асимптотическое поведение вакуумного среднего в ранних и поздних стадиях космологической эволюции.

Ключевые слова: *Космология, вакуумные флуктуации, теории Калузы-Клейна*

1. *Введение.* Многие физические теории, включая супергравитацию и теорию струн, формулируются в пространстве-времени с компактными пространственными измерениями. Такие модели обеспечивают естественные начальные условия для инфляционной фазы в ранней стадии эволюции Вселенной [1]. Квантовая генерация Вселенной с тороидальными компактными измерениями рассмотрена в работах [2-5] в рамках различных теорий супергравитации.

Компактификация пространственных измерений приводит к ряду интересных квантово-полевых эффектов включая неустойчивости в теории взаимодействующих полей [6], генерацию топологической массы [7,8], нарушение симметрии [9-11]. В моделях с компактными измерениями граничные условия, налагаемые на поля, приводят к модификации спектра нулевых колебаний вакуума и в результате изменяются вакуумные средние физических величин. Это явление известно под названием топологического эффекта Казимира (см., например, [12,13]). В моделях типа Калузы-Клейна этот эффект используется в качестве механизма стабилизации полей модулей, параметризующих размер дополнительных измерений. Энергия Казимира может также выступить в качестве модели темной энергии [14,15], необходимой для объяснения ускоренного расширения Вселенной в настоящую эпоху.

В данной работе исследованы квантовые эффекты скалярного поля в космологических моделях Фридмана-Робертсона-Уокера со степенным масштабным фактором и компактными пространственными измерениями.

Работа организована следующим образом. В разделе 2 описана геометрия задачи, представляющей пространство-время Фридмана-Робертсона-Уокера с топологией $R^p \times (S^1)^q$. В разделе 3 получены собственные функции безмассового скалярного поля с периодическими граничными условиями вдоль компактных измерений. Далее рассмотрены положительно частотная функция Вайтмана (раздел 4) и вакуумное среднее квадрата поля (раздел 5). Исследованы асимптотики в ранних и поздних стадиях космологической эволюции. Основные результаты работы подытожены в разделе 6.

2. Геометрия задачи. Рассмотрим $(D+1)$ -мерное пространство-время Фридмана-Робертсона-Уокера с линейным элементом

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \sum_{\alpha=1}^D (dx^\alpha)^2 \quad (1)$$

и с масштабным фактором специального вида

$$a(t) = \sigma t^c, \quad 0 \leq t < \infty, \quad (2)$$

где σ и c - постоянные. Вводя конформную временную координату η согласно $\eta = t^{1-c} / [\sigma(1-c)]$, рассматриваемую метрику можно привести к более удобному для дальнейших вычислений виду

$$ds^2 = C(\eta) \left[d\eta^2 - \sum_{\alpha=1}^D (dx^\alpha)^2 \right], \quad (3)$$

где масштабный фактор определяется выражением

$$C(\eta) = \sigma_1 |\eta|^{2c}, \quad \sigma_1 = |1-c|^{2c} \sigma^{2/(1-c)}. \quad (4)$$

Заметим, что $0 \leq \eta < \infty$ при $c < 1$ и $-\infty < \eta \leq 0$ при $c > 1$.

Для метрики, соответствующей линейному элементу (1), ненулевые компоненты тензора Риччи определяются соотношениями

$$R_{00} = D \frac{a''(t)}{a(t)}, \quad R_{\alpha\alpha} = -a''(t)a(t) - (D-1)a'^2(t), \quad (5)$$

где штрих означает производную по t . Соответствующий скаляр Риччи определяется выражением

$$R = Dc(c-2+Dc)t^{-2} = Dc(c-2+Dc) |1-c|^{2c-2} |\sigma \eta|^{2/c-2}. \quad (6)$$

Мы предполагаем, что пространственные координаты x^l , $l = p+1, \dots, D$, компактифицированы на окружность S^1 с длиной L_l : $0 \leq x^l \leq L_l$, а для остальных координат имеем $-\infty < x^l < +\infty$, $l = 1, \dots, p$. Следовательно мы рассматриваем пространственную топологию $R^p \times (S^1)^q$, где $q = D-p$ (о физической мотивации моделей с компактными измерениями см. [16]).

3. Собственные функции. Рассмотрим свободное безмассовое скалярное поле ϕ на фоне $(D+1)$ -мерного пространства-времени Фридмана-

Робертсона-Уокера с масштабным фактором специального вида (2). Соответствующее уравнение поля имеет вид

$$(\nabla_l \nabla^l + \xi R)\varphi = 0, \quad (7)$$

где ∇_l - ковариантная производная, соответствующая линейному элементу (1), R - скаляр Риччи фоновое пространство времени, а ξ - параметр связи с кривизной. Частные случаи $\xi = 0$ и $\xi = \xi_D \equiv (D-1)/4D$ соответствуют скалярным полям с минимальной и конформной связью, соответственно.

Для скалярного поля с периодическими граничными условиями имеем вдоль компактных направлений

$$\varphi(t, x_p, x_q + L_l e_l) = \varphi(t, x_p, x_q), \quad (8)$$

где $l = p+1, \dots, D$ и e_l - единичный вектор вдоль координаты x^l . Здесь и ниже будем пользоваться обозначениями $x_p = (x^1, \dots, x^p)$ и $x_q = (x^{p+1}, \dots, x^D)$ для некомпактифицированных и компактифицированных координат, соответственно.

Из симметрии задачи следует, что пространственную зависимость собственных функций $\varphi_x(x)$ можно взять в стандартном плосковолновом виде $e^{i\mathbf{k}x}$. Следовательно, для собственных функций имеем представление

$$\varphi_x(x) = \phi_x(\eta) e^{i\mathbf{k}_p x_p + i\mathbf{k}_q x_q}, \quad (9)$$

где для волнового вектора введены следующие обозначения

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_p &= (k_1, \dots, k_p), \quad \mathbf{k}_q = (k_{p+1}, \dots, k_D), \quad k = \sqrt{\mathbf{k}_p^2 + \mathbf{k}_q^2}, \\ k_l &= \frac{2\pi n_l}{L_l}, \quad n_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad l = p+1, \dots, D. \end{aligned} \quad (10)$$

Подстановка функции (9) в уравнение поля (7) приводит к следующему уравнению для функции $\phi_x(\eta)$:

$$\phi_x''(\eta) + \frac{c(D-1)}{1-c} \frac{1}{\eta} \phi_x'(\eta) + \left(k^2 + \frac{\xi Dc(c-2+Dc)}{(1-c)^2 \eta^2} \right) \phi_x(\eta) = 0. \quad (11)$$

Представив решение этого уравнения в виде $\phi_x(\eta) = \eta^\beta h_x(\eta)$, с

$$\beta = \frac{1}{2} \frac{cD-1}{c-1}, \quad (12)$$

для функции $h_x(\eta)$ получаем уравнение Бесселя

$$\eta^2 h_x''(\eta) + \eta h_x'(\eta) + (k^2 \eta^2 - \nu^2) h_x(\eta) = 0 \quad (13)$$

с параметром

$$\nu^2 = \frac{1-Dc[2-Dc+4\xi(Dc+c-2)]}{4(c-1)^2}. \quad (14)$$

Общее решение уравнения (13) можно представить в виде

$$h_x(\eta) = c_1 H_\nu^{(1)}(k|\eta|) + c_2 H_\nu^{(2)}(k|\eta|), \quad (15)$$

где $H_0^{(1,2)}(k|\eta)$ - функции Ганкеля первого и второго рода. Заметим, что для конформно-связанного поля имеем $\nu = 1/2$ и функции Ганкеля выражаются через элементарные функции.

В результате выражение собственных функций скалярного поля для рассматриваемой геометрии имеет вид

$$\bar{\varphi}_x(x) = \eta^\beta [c_1 H_0^{(1)}(k|\eta) + c_2 H_0^{(2)}(k|\eta)] e^{i k_p x_p + i k_q x_q} \quad (16)$$

Различные значения постоянных c_1 и c_2 соответствуют различным вакуумным состояниям. Ниже будем полагать, что коэффициент $c_2 = 0$. Это соответствует выбору состояния Банча-Девиса в качестве вакуумного состояния квантованного скалярного поля [17]. Заметим, что собственные функции определяются набором собственных чисел $\chi = (k_p, n_{p+1}, \dots, n_D)$.

Таким образом, полагая, что поле находится в вакуумном состоянии Банча-Девиса, для собственных функций имеем

$$\varphi_\chi(x) = C_\chi \eta^\beta H_0^{(1)}(k|\eta) e^{i k_p x_p + i k_q x_q} \quad (17)$$

Коэффициенты C_χ определяются из стандартного условия ортонормировки для уравнения Клейна-Гордона: (см., например, [16])

$$i \int d^D x \sqrt{|g|} g^{00} [\varphi_\chi(x) \partial_\eta \varphi_{\chi'}^*(x) - \varphi_{\chi'}^*(x) \partial_\eta \varphi_\chi(x)] = \delta_{\chi\chi'} \quad (18)$$

где интегрирование проводится по пространственной гиперповерхности $\eta = \text{const}$. Под символом $\delta_{\chi\chi'}$ здесь подразумевается символ Кронекера для дискретных индексов и дельта функция Дирака для непрерывных индексов. Подставляя выражение для собственных функций и используя Вронскиан для функций Ганкеля, для нормировочного коэффициента получим формулу

$$|C_\chi|^2 = \frac{\sigma^{(1-D)/2} e^{(v-v^*)k_l}}{2^{p+2} \pi^{p-1} V_q} \quad (19)$$

где $V_q = L_{p+1} \dots L_D$ - объем компактного подпространства.

4. Функция Вайтмана. Компактификация пространственных измерений приводит к изменению спектра нулевых колебаний квантованного скалярного поля. В результате изменяются вакуумные средние физических величин (о квантовых эффектах в моделях Фридмана-Робертсона-Уокера с тривиальной топологией см. [12,18]). Одним из наиболее важных характеристик вакуумного состояния является вакуумное среднее квадрата поля, $\langle 0 | \varphi^2 | 0 \rangle$. Это среднее можно получить из положительно-частотной функции Вайтмана $G_{p,q}^+(x, x')$ в пределе совпадения аргументов. Функция Вайтмана также важна при рассмотрении отклика детекторов частиц типа Унру-ДеВитта. Разлагая оператор поля по полному набору собственных функций $\{\varphi_\chi(x), \varphi_\chi^*(x)\}$, удовлетворяющих периодическим граничным условиям,

функцию Вайтмана можно представить в виде суммы по собственным модам:

$$G_{p,q}^+(x, x') = \langle 0 | \varphi(x) \varphi(x') | 0 \rangle = \sum_x \varphi_x(x) \varphi_x^*(x'), \quad (20)$$

где $|0\rangle$ - амплитуда соответствующего вакуумного состояния (вакуум Банча-Девиса). В формуле (20) подразумевается суммирование по дискретным индексам и интегрирование по непрерывным.

Подставляя собственные функции (17) в формулу (20), для функции Вайтмана получим следующее выражение

$$G_{p,q}^+(x, x') = \frac{\sigma_1^{(1-D)/2} e^{2\nu^* k l}}{2^{p+2} \pi^{p-1} V_q} (\eta \eta')^{\frac{cD-1}{2(c-1)}} \int d\mathbf{k}_p e^{i\mathbf{k}_p \Delta \mathbf{x}_p, x} \times \sum_{n_{p+1}=-\infty}^{\infty} \dots \sum_{n_D=-\infty}^{\infty} e^{i\mathbf{k}_p \Delta \mathbf{x}_p} H_0^{(1)}(k|\eta) [H_0^{(1)}(k|\eta')]^* \quad (21)$$

В дальнейшем удобно перейти от функций Ганкеля к функции Макдональда с помощью соотношения

$$H_0^{(1)}(k|\eta) [H_0^{(1)}(k|\eta')]^* = \frac{4}{\pi^2} K_\nu \left(k \eta e^{-\frac{\pi i}{2}} \right) K_\nu \left(k \eta' e^{\frac{\pi i}{2}} \right). \quad (22)$$

В качестве следующего шага применим формулу Абеля-Плана

$$\sum_{n=0}^{\infty} f(n) = \int_0^{\infty} du f(u) + i \int_0^{\infty} du \frac{f(iu) - f(-iu)}{e^{2\pi u} - 1} \quad (23)$$

к суммированию по n_{p+1} в (21). В результате функция Вайтмана представится в виде

$$G_{p,q}^+(x, x') = G_{p+1,q-1}^+(x, x') + \Delta_{p+1} G_{p,q}^+(x, x'), \quad (24)$$

где $G_{p+1,q-1}^+(x, x')$ соответствует первому слагаемому в правой части формулы (23). Второе слагаемое в правой части (24) определяется выражением

$$\Delta_{p+1} G_{p,q}^+(x, x') = \frac{\sigma_1^{(1-D)/2}}{2^p \pi^{p+2} V_q} (\eta \eta')^{\frac{cD-1}{2(c-1)}} \int d\mathbf{k}_p e^{i\mathbf{k}_p \Delta \mathbf{x}_p, x} \times \sum_{n_{p+2}=-\infty}^{\infty} e^{\frac{2\pi i}{L_{p+2}} n_{p+2} \Delta x_{p+2}} \dots \sum_{n_D=-\infty}^{\infty} e^{\frac{2\pi i}{L_D} n_D \Delta x_D} \times \int_0^{\infty} du \frac{u \cosh \left(\sqrt{u^2 + \mathbf{k}_p^2 + \mathbf{k}_{q-1}^2} \Delta x_{p+1} \right)}{\sqrt{u^2 + \mathbf{k}_p^2 + \mathbf{k}_{q-1}^2} \left(e^{L_{p+1} \sqrt{u^2 + \mathbf{k}_p^2 + \mathbf{k}_{q-1}^2}} - 1 \right)} \times [K_\nu(u|\eta) I_{-\nu}(u|\eta') + I_\nu(u|\eta) K_\nu(u|\eta')] \quad (25)$$

и обусловлено компактностью направления x_{p+1} . В (25) $I_\nu(x)$ - модифицированная функция Бесселя первого рода.

Повторным применением рекуррентного соотношения (24), функцию Вайтмана в пространстве-времени Фрийдмана-Робертсона-Уокера с топологией $R^p \times (S^1)^q$ можно представить в виде

$$G_{p,q}^+(x, x') = G_{RW}^+(x, x') + \Delta G_{p,q}^+(x, x'), \quad (26)$$

где $G_{RW}^+(x, x') = G_{D,0}^+(x, x')$ соответствующая функция Вайтмана в некомпактифицированном пространстве-времени Фрийдмана-Робертсона-Уокера, а слагаемое

$$\Delta G_{p,q}^+(x, x') = \sum_{l=1}^q \Delta_{D-l+1} G_{D-l,1}^+(x, x') \quad (27)$$

обусловлено тороидальной компактификацией q -мерного подпространства.

5. *Вакуумное среднее квадрата поля.* Вакуумное среднее квадрата поля в пространстве Фрийдмана-Робертсона-Уокера с пространственной топологией $R^p \times (S^1)^q$ будем обозначать через $\langle \varphi^2 \rangle_{p,q}$. Имея функцию Вайтмана, это среднее можно вычислить в пределе совпадения аргументов:

$$\langle \varphi^2 \rangle_{p,q} = \lim_{x' \rightarrow x} G_{p,q}^+(x, x'). \quad (28)$$

Конечно, в этом пределе двухточечные функции расходятся и необходима процедура перенормировки. Важный момент здесь заключается в том, что в результате тороидальной компактификации локальная геометрия не меняется и расходимости те же, что и в случае пространства-времени без компактификации. Поскольку мы уже выделили функцию Вайтмана $G_{RW}^+(x, x')$, перенормировка вакуумного среднего сводится к перенормировке соответствующего среднего для модели Фрийдмана-Робертсона-Уокера без компактификации. В соответствии с (24), для вакуумного среднего получим формулу

$$\langle \varphi^2 \rangle_{p,q} = \langle \varphi^2 \rangle_{p+1,q-1} + \Delta_{p+1} \langle \varphi^2 \rangle_{p,q}. \quad (29)$$

Здесь слагаемое $\Delta_{p+1} \langle \varphi^2 \rangle_{p,q}$ обусловлено компактностью направления x_{p+1} . Повторным применением этой рекуррентной формулы вакуумное среднее для топологии $R^p \times (S^1)^q$ представится в виде

$$\langle \varphi^2 \rangle_{p,q} = \langle \varphi^2 \rangle_{RW} + \langle \varphi^2 \rangle_c, \quad \langle \varphi^2 \rangle_c = \sum_{l=1}^q \Delta_{D-l+1} \langle \varphi^2 \rangle_{p,q}, \quad (30)$$

где $\langle \varphi^2 \rangle_{RW}$ - вакуумное среднее в некомпактифицированной модели Робертсона-Уокера, а часть $\langle \varphi^2 \rangle_c$ обусловлена компактификацией q -мерного подпространства.

Здесь мы будем исследовать топологическую часть $\Delta_{p+1} \langle \varphi^2 \rangle_{p,q}$, которая определяется из формулы (25) согласно

$$\Delta_{p+1} \langle \varphi^2 \rangle_{p,q} = \lim_{x' \rightarrow x} \Delta_{p+1} G_{p,q}^+(x, x'). \quad (31)$$

Интегрируя по направлениям k_p , вводя новое переменное $y = \sqrt{u^2 + |k_p|^2 + k_{q-1}^2}$ и разлагая $(e^{Ly} - 1)^{-1} = \sum_{n=1}^{\infty} e^{-nLy}$, интегрирование по $|k_p|$ проводится явно. В результате получим следующую формулу

$$\Delta_{p+1} \langle \varphi^2 \rangle_{p,q} = \frac{\sigma_1^{(1-D)/2}}{2^{\frac{p-1}{2}} \pi^{\frac{p+3}{2}} V_q} |\eta|^{\frac{cD-1}{c-1}} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{n_{p+2}=-\infty}^{\infty} \dots \sum_{n_D=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} du \times \\ \times u K_\nu(u|\eta) \frac{I_{-\nu}(u|\eta) + I_\nu(u|\eta)}{(nL_{p+1})^{\nu-1}} f_{(p-1)/2} \left(nL_{p+1} \sqrt{u^2 + k_{q-1}^2} \right), \quad (32)$$

где введено обозначение

$$f_\mu(y) = y^\mu K_\mu(y). \quad (33)$$

Для конформно связанного скалярного поля имеем $\nu = 1/2$ и, следовательно, $K_\nu(u|\eta)[I_{-\nu}(u|\eta) + I_\nu(u|\eta)] = 1/(u|\eta)$. В этом случае интегрирование по u в (32) проводится явно и получим

$$\Delta_{p+1} \langle \varphi^2 \rangle_{p,q} = \frac{(\sigma_1^c)^{1-D}}{2^{\frac{p}{2}} \pi^{\frac{p+1}{2}} L_{p+1}^{\frac{p-1}{2}} V_q} \sum_{n_{p+2}=-\infty}^{\infty} \dots \sum_{n_D=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} k_{q-1}^{\frac{p}{2}} n^{-\frac{p}{2}} K_{\frac{p}{2}} \left(nL_{p+1} k_{q-1} \right). \quad (34)$$

В частности, топологическая часть (34) всегда положительна. Этот результат можно получить также из соответствующей формулы в $(D+1)$ -мерном пространстве-времени Минковского с пространственной топологией $R^p \times (S^1)^q$, принимая во внимание, что эти проблемы конформно связаны [18]:

$$\Delta_{p+1} \langle \varphi^2 \rangle_{p,q} = C^{1-D}(\eta) \Delta_{p+1} \langle \varphi^2 \rangle_{p,q}^M, \quad (35)$$

где масштабный фактор $C(\eta)$ определяется выражением (4). Соотношение (35) верно для любого конформно-плоского фона (3). Аналогичное соотношение имеет место и для полной топологической части $\langle \varphi^2 \rangle_c$.

Рассмотрим теперь поведение топологической части $\Delta_{p+1} \langle \varphi^2 \rangle_{p,q}$ в вакуумном среднем квадрата поля в асимптотических областях значений отношения $L_{p+1}/|\eta|$. Введя новую переменную интегрирования $y = L_{p+1} u$, и используя асимптотические формулы для модифицированных функций Бесселя при больших значениях аргумента, для малых значений этого отношения, $L_{p+1}/|\eta| \ll 1$, получим

$$\Delta_{p+1} \langle \varphi^2 \rangle_{p,q} \approx \frac{(\sigma_1^c)^{1-D}}{2^{\frac{p}{2}} \pi^{\frac{p+1}{2}} L_{p+1}^{\frac{p-1}{2}} V_q} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{n_{p+2}=-\infty}^{\infty} \dots \sum_{n_D=-\infty}^{\infty} k_{q-1}^{\frac{p}{2}} n^{-\frac{p}{2}} K_{\frac{p}{2}} \left(nL_{p+1} k_{q-1} \right). \quad (36)$$

Этот результат совпадает с соответствующей формулой (34) для конформно связанного поля. Формула (36) описывает поведение вакуумного среднего квадрата поля в поздних стадиях расширения Вселенной ($t \rightarrow \infty$) при $c < 1$ и в ранних стадиях ($t \rightarrow 0$) при $c > 1$.

Для малых значений отношения $|\eta|/L_{p+1} \ll 1$, отдельно рассмотрим случаи реальных и мнимых ν . Используя формулы модифицированных функций Бесселя для реальных значений порядка ν и малых значений аргументов, из (32) получаем

$$\Delta_{p+1} \langle \varphi^2 \rangle_{p,q} \approx \frac{\sigma_1^2 \Gamma(\nu) \eta^{\frac{cD-1}{c-1} 2\nu}}{2^{\frac{p+1}{2}} \pi^{\frac{p+3}{2}} L_{p+1}^2 V_q} \times \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{n_{p+2}=-\infty}^{\infty} \dots \sum_{n_D=-\infty}^{\infty} k_{q-1}^{\frac{p+1}{2}-\nu} n^{\nu-\frac{p+1}{2}} K_{\frac{p+1}{2}}(nL_{p+1}k_{q-1}). \quad (37)$$

Заметим, что для минимально связанного поля и при $c > 1$ имеем $2\nu = (Dc-1)/(c-1)$ и выражение (37) не зависит от времени. Для мнимых значений ν аналогичным образом имеем

$$\Delta_{p+1} \langle \varphi^2 \rangle_{p,q} \approx \frac{\sigma_1^2 \eta^{\frac{cD-1}{c-1}}}{2^{\frac{p-1}{2}} \pi^{\frac{p+3}{2}} L_{p+1}^p V_q} \frac{\pi}{\sin(|\nu|\pi)} \operatorname{Im} \left[B \left(\frac{L_{p+1}}{\eta} \right)^{2i|\nu|} \right], \quad (38)$$

где введено следующее обозначение

$$B = \frac{2^{i|\nu|}}{\Gamma(1-i|\nu|)} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{n_{p+2}=-\infty}^{\infty} \dots \sum_{n_D=-\infty}^{\infty} n^{2i|\nu|-p-1} f_{\frac{p+1}{2}-i|\nu|}(nL_{p+1}k_{q-1}). \quad (39)$$

Разделяя модуль и фазу в последнем выражении согласно $B = |B|e^{i\phi_0}$, окончательно получим асимптотическую формулу

$$\Delta_{p+1} \langle \varphi^2 \rangle_{p,q} \approx \frac{\sigma_1^2 \eta^{\frac{cD-1}{c-1}}}{2^{\frac{p-1}{2}} \pi^{\frac{p+3}{2}} L_{p+1}^p V_q} \frac{\pi |B|}{\sin(|\nu|\pi)} \sin \left[2|\nu| \ln \left(\frac{L_{p+1}}{\eta} \right) + \phi_0 \right]. \quad (40)$$

Отсюда следует, что при мнимых значениях ν топологической части имеет осцилляционный характер. Рассмотренный предел соответствует ранним стадиям расширения при $c < 1$ и поздним стадиям - при $c > 1$.

6. Заключение. В данной работе исследованы квантовые вакуумные эффекты скалярного поля в космологических моделях Фридмана-Робертсона-Уокера с топологией пространства $R^p \times (S^1)^q$ и с масштабным фактором со степенной зависимостью от времени. Одним из наиболее важных характеристик вакуумного состояния является вакуумное среднее квадрата поля. Эта величина играет ключевую роль в инфляционных

моделях, где она является источником для генерации крупномасштабной структуры Вселенной. Для исследования топологической части в вакуумном среднем квадрата поля, в разделе 4 построена соответствующая функция Вайтмана. С помощью формулы суммирования Абеля-Плана выведена рекуррентная формула для этой функции в геометрии, с произвольным числом компактных измерений. Вакуумное среднее квадрата поля получается из функции Вайтмана в пределе совпадения аргументов и исследовано в разделе 5. Поскольку тороидальная компактификация не изменяет локальную геометрию пространства-времени, перенормировка вакуумного среднего квадрата сводится к соответствующей перенормировке в пространстве Фридмана-Робертсона-Уокера с тривиальной топологией R^D . Исследовано поведение вакуумного среднего в ранние и поздние стадии космологического расширения. Другой важной характеристикой вакуумного состояния является плотность энергии. Соответствующие результаты для рассмотренной здесь задачи будут представлены в следующей работе.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: aram.mkhitaryan@googlemail.com

VACUUM FLUCTUATIONS IN COSMOLOGICAL MODELS WITH COMPACTIFIED DIMENSIONS

A.L.MKHITARYAN

Quantum effects for a scalar field are investigated in Friedman-Robertson-Walker cosmological models with power-law scale factor and with spatial topology $R^p \times (S^1)^q$. Recurrent formulae are derived for positive frequency Wightman function and for the vacuum expectation value of the field squared. Asymptotic behavior of the vacuum expectation value is investigated at early and late stages of the cosmological evolution.

Key words: *Cosmology; vacuum fluctuations; Kaluza-Klein theories*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.Linde*, JCAP, 10, 004, 2004.
2. *Y.B.Zeldovich, A.A.Starobinsky*, Sov. Astron. Lett., 10, 135, 1984.
3. *Yu.P.Goncharov, A.A.Bytsenko*, Phys. Lett., B160, 385, 1985.
4. *Yu.P.Goncharov, A.A.Bytsenko*, Phys. Lett., B169, 171, 1986.
5. *Yu.P.Goncharov, A.A.Bytsenko*, Class. Quantum. Grav., 4, 555, 1987.
6. *L.H.Ford*, Phys. Rev. D, 22, 3003, 1980.
7. *L.H.Ford, T.Yoshimura*, Phys. Lett., A70, 89, 1979.
8. *D.J.Toms*, Phys. Rev., D21, 928, 1980.
9. *D.J.Toms*, Phys. Rev., D21, 2805, 1980.
10. *S.D.Odintsov*, Sov. J. Nucl. Phys., 48, 729, 1988.
11. *I.L.Buchbinder, S.D.Odintsov*, Fortschr. Phys., 37, 225, 1989.
12. *V.M.Mostepanenko, N.N.Trunov*, The Casimir effect and its applications, Clarendon, Oxford, 1997.
13. *K.A.Milton*, The Casimir effect: Physical manifestation of zero-point energy, World Scientific, Singapore, 2002.
14. *B.Greene, J.Levin*, JHEP, 096, 2007.
15. *P.Burikham, A.Chatrabhuti, P.Patcharamaneepakorn, K.Pimsamaran*, JHEP 087, 08, 2008.
16. *J.Levin*, Phys. Rep., 365, 121, 2002.
17. *T.S.Bunch, P.C.W.Davies*, Proc. R. Soc., A360, 117, 1978.
18. *N.D.Birrel, P.C.W.Devies*, Quantum fields in curved space, Cambridge, 1982.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала "Астрофизика", том 52, 2009 год

<i>Абрамян М.Г.</i> Об эволюции астрофизических струй, генерированных вихревым механизмом	135
<i>Аджян Г.С.</i> (см. <i>Вартамян Ю.Л.</i>)	325
<i>Аджян Г.С.</i> (см. <i>Вартамян Ю.Л.</i>)	481
<i>Адибекян В.Ж., Казарян М.А., Карапетян Э.Л.</i> Морфологическое и спектральное исследование галактик Kaz 5, Kaz 92 и Kaz 390	63
<i>Адибекян В.Ж., Петросян А.Р.</i> Исследование зависимости темпа звездообразования в ядерных областях от интегральных параметров 39 галактик Казаряна	211
<i>Айрапетян М.В.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	291
<i>Айрапетян М.В.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	465
<i>Акопян А.А., Парсамян Эльма С. В.А.</i> Амбарцумян и проблемы статистики вспыхивающих объектов	353
<i>Акопян А.А., Петросян А.Р., Мамон Г.А., Мклин Б., Кунт Д., Туратто М., Каппелларо Э., Маннучи Ф., Аллен Р., Панаджиа Н., Делла Валле М.</i> Галактики южного полушария из пяти обзоров сверхновых. I. База оптических и близко-инфракрасных данных	47
<i>Алавердян Г.Б.</i> Уравнение состояния вещества нейтронной звезды в релятивистской теории среднего поля и максвелловский фазовый переход к странному кварковому веществу	147
<i>Аллен Р.</i> (см. <i>Акопян А.А.</i>)	47
<i>Антонов В.А., Баранов А.С.</i> Эволюция протяженных облаков частиц около Солнца и звезд	435
<i>Антонов В.А., Баранов А.С., Пашкевич В.В.</i> Стационарные структуры типа двойного слоя в межзвездной среде	631
<i>Антонюк К.А., Ростопчина А.Н.</i> UVRI фотометрия и поляриметрия молодой затменной двойной системы EK Сер	117
<i>Арутюнян Г.А.</i> Амбарцумяновская парадигма об активности галактических ядер и эволюция галактик	333
<i>Архаров А.А.</i> (см. <i>Рубан Е.В.</i>)	99
<i>Архаров А.А.</i> (см. <i>Рубан Е.В.</i>)	421
<i>Ахмад Икбал</i> (см. <i>Нуритдинов С.Н.</i>)	643
<i>Баранов А.С.</i> (см. <i>Антонов В.А.</i>)	435
<i>Баранов А.С.</i> (см. <i>Антонов В.А.</i>)	631
<i>Борчхадзе Т.М.</i> (см. <i>Когошвили Н.Г.</i>)	75
<i>Борчхадзе Т.М.</i> (см. <i>Когошвили Н.Г.</i>)	527
<i>Вартамян Ю.Л., Аджян Г.С., Григорян А.К., Саркисян Т.Р.</i> Устойчивость странных карликов. I. Статический критерий устойчивости. Постановка задач	325

<i>Вартанян Ю.Л., Аджян Г.С., Григорян А.К., Саркисян Т.Р.</i> Устойчивость странных карликов. II. Результаты вычислений	481
<i>Витриченко Э.А.</i> Улучшение фотометрических элементов затменной системы V1016 Ori	499
<i>Гаген-Торн Е.И.</i> (см. <i>Рубан Е.В.</i>)	99
<i>Гаген-Торн Е.И.</i> (см. <i>Рубан Е.В.</i>)	421
<i>Гаудензи С.</i> (см. <i>Росси К.</i>)	577
<i>Герт Е.</i> (см. <i>Глаголевский Ю.В.</i>)	127
<i>Гигоян К.С., Руссей Д., Саркисян А., Саргсян Л.А.</i> FBS 2213+421. Экстремально красный объект с С-характеристиками	493
<i>Глаголевский Ю.В., Герт Е.</i> Сложная структура магнитного поля звезды HD 45583	127
<i>Гнедин Ю.Н.</i> (см. <i>Пиотрович М.Ю.</i>)	451
<i>Гнедин Ю.Н.</i> (см. <i>Драневич В.А.</i>)	591
<i>Григорян А.К.</i> (см. <i>Вартанян Ю.Л.</i>)	325
<i>Григорян А.К.</i> (см. <i>Вартанян Ю.Л.</i>)	481
<i>Гюльбудагян А.Л.</i> Звездообразование и молекулярные облака	185
<i>Гюльзадян М.В., Петросян А.Р., Мклеан Б.</i> Связь галактик Второго бюраканского обзора со скоплениями Цвикки. II. Обсуждение	225
<i>Делла Валле М.</i> (см. <i>Акопян А.А.</i>)	47
<i>Дементьев А.В.</i> Влияние поглощения в непрерывном спектре на поляризацию резонансных линий	605
<i>Демидова Т.В.</i> Аккреционная активность молодых двойных систем с маломассивными вторичными компонентами	623
<i>Джан Сонг</i> (см. <i>Хин-Фа Денг</i>)	383
<i>Джи-Шу Хе</i> (см. <i>Хин-Фа Денг</i>)	383
<i>Дмитриев П.Б.</i> (см. <i>Драневич В.А.</i>)	591
<i>Драневич В.А., Дмитриев П.Б., Гнедин Ю.Н.</i> Квазипериодические осцилляции кривой блеска GRB 08319B	591
<i>Егикян А.Г.</i> Об облучении пыли в молекулярных облаках. I. УФ дозы	311
<i>Ерастова Л.К.</i> Бюраканские спектральные обзоры неба. Голубые звездные объекты. Полоса $\delta = +47^\circ$	405
<i>Иванов В.В.</i> Многократное рассеяние света: среднее число рассеяний и смежные вопросы	29
<i>Иванов В.В.</i> Рэлеевское рассеяние: уравнение Вольтерра для матричной функции источников	301
<i>Казарян М.А.</i> (см. <i>Адибекян В.Ж.</i>)	63
<i>Каллоглян А.Т.</i> Звездные ассоциации	171
<i>Каллоглян А.Т.</i> (см. <i>Когошвили Н.Г.</i>)	527
<i>Капанадзе Б.З.</i> Наблюдательные доказательства существования кратных ударных волн в рентгеновских лацертидах	393
<i>Каппелларо Э.</i> (см. <i>Акопян А.А.</i>)	47

<i>Каранетян Э.Л.</i> (см. <i>Адибекян В.Ж.</i>)	63
<i>Караченцев И.Д.</i> (см. <i>Мельник О.В.</i>)	203
<i>Караченцев И.Д.</i> (см. <i>Кудря Ю.Н.</i>)	367
<i>Караченцева В.Е.</i> (см. <i>Мельник О.В.</i>)	203
<i>Караченцева В.Е.</i> (см. <i>Кудря Ю.Н.</i>)	367
<i>Когошвили Н.Г., Борчхадзе Т.М., Каллоглян А.Т.</i> Скучивание галактик в масштабах $\leq 10 h^{-1}$ Мпк на основе скоплений Coma, Bridge и A 1367	527
<i>Когошвили Н.Г., Маласидзе Г.А., Борчхадзе Т.М.</i> О возможной темной материи в спиральных галактиках скопления Coma	75
<i>Кожевников В.П.</i> (см. <i>Кожевникова А.В.</i>)	565
<i>Кожевникова А.В., Свечников М.А., Кожевников В.П.</i> Пятенная и вспышечная активность карликовой системы CMDg	565
<i>Крикорян Р.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	465
<i>Кудря Ю.Н., Караченцева В.Е., Караченцев И.Д., Митронова С.Н., Хачмайер В.К.</i> Расстояния и пекулярные скорости спиральных галактик в выборках 2MFGC и CFI ⁺⁺	367
<i>Кумсиашвили М.И., Нацелишвили Р.Ш., Чаргейшвили К.В.</i> Исследование нестационарных процессов в тесной двойной системе RU щита	275
<i>Кунт Д.</i> (см. <i>Акопян А.А.</i>)	47
<i>Любимков Л.С., Рачковская Т.М., Поклад Д.Б.</i> Определение фундаментальных параметров сверхгигантов классов F и G	237
<i>Магакян Т.Ю.</i> (см. <i>Никогосян Е.Г.</i>)	551
<i>Макаров Д.И.</i> (см. <i>Мельник О.В.</i>)	203
<i>Маласидзе Г.А.</i> (см. <i>Когошвили Н.Г.</i>)	75
<i>Малумян В.Г.</i> О GPS и CSS-радиоисточниках	541
<i>Мальченко С.Л., Тарасов А.Е.</i> Спектроскопия В и Ве-звезд в рассеянных звездных скоплениях NGC 6871 и NGC 6913	257
<i>Мамон Г.А.</i> (см. <i>Акопян А.А.</i>)	47
<i>Макучи Ф.</i> (см. <i>Акопян А.А.</i>)	47
<i>Мельник О.В., Караченцева В.Е., Караченцев И.Д., Макаров Д.И., Чилингарян И.В.</i> Результаты поиска спутников близких изолированных галактик	203
<i>Микаелян А.М.</i> (см. <i>Синамян П.К.</i>)	85
<i>Миртаджиева К.Т.</i> (см. <i>Нуриштинов С.Н.</i>)	643
<i>Митронова С.Н.</i> (см. <i>Кудря Ю.Н.</i>)	367
<i>Милеан Б.</i> (см. <i>Гользадян М.В.</i>)	225
<i>Мклин Б.</i> (см. <i>Акопян А.А.</i>)	47
<i>Мовсисян Т.А.</i> (см. <i>Никогосян Е.Г.</i>)	551
<i>Мхитарян А.Л.</i> Вакуумные флуктуации в космологических моделях с компактными измерениями	657

<i>Нацелишвили Р.Ш.</i> (см. <i>Кумсиашвили М.И.</i>)	275
<i>Нацелишвили Т.М.</i> (см. <i>Пиотрович М.Ю.</i>)	451
<i>Неши Р.</i> (см. <i>Росси К.</i>)	577
<i>Никогосян А.Г.</i> Методы Амбарцумяна в теории переноса излучения	5
<i>Никогосян А.Г.</i> Принцип инвариантности Амбарцумяна и некоторые нелинейные соотношения теории переноса излучения	471
<i>Никогосян Е.Г., Магакян Т.Ю., Мовсесян Т.А., Ханзадян Т.</i> Поиски НН-объектов и эмиссионных звезд в областях звездообразования. VI Объекты Хербига-Аро и эмиссионные звезды в области туманностей GM 1-64 и CM 2-4	551
<i>Новиков В.В.</i> (см. <i>Рубан Е.В.</i>)	99
<i>Новиков В.В.</i> (см. <i>Рубан Е.В.</i>)	421
<i>Нуритдинов С.Н., Миртаджиева К.Т., Икбал Ахмад, Рузибаев Ж.К.</i> О неустойчивостях нестационарной модели самогравитирующего диска II. Изгибные моды вертикальных колебаний	643
<i>Панажия Н.</i> (см. <i>Акопян А.А.</i>)	47
<i>Парсамян Эльма С.</i> (см. <i>Акопян А.А.</i>)	353
<i>Пашкевич В.В.</i> (см. <i>Антонов В.А.</i>)	631
<i>Петросян А.Р.</i> (см. <i>Акопян А.А.</i>)	47
<i>Петросян А.Р.</i> (см. <i>Адибекян В.Ж.</i>)	211
<i>Петросян А.Р.</i> (см. <i>Гользадян М.В.</i>)	225
<i>Петросян Г.В.</i> (см. <i>Росси К.</i>)	577
<i>Пинг Ву</i> (см. <i>Хун-Фа Денг</i>)	383
<i>Пиотрович М.Ю., Гнедин Ю.Н., Нацелишвили Т.М.</i> Константа связи аксионного и электромагнитного полей и космологические наблюдения	451
<i>Поклад Д.Б.</i> (см. <i>Любимков Л.С.</i>)	237
<i>Рачковская Т.М.</i> (см. <i>Любимков Л.С.</i>)	237
<i>Ростопчина А.Н.</i> (см. <i>Антонюк К.А.</i>)	117
<i>Росси К., Гаудензи С., Петросян Г.В., Неши Р., Склави С.</i> Холодные звезды богатые кислородом и углеродом в области Цефея. Классификация отобранных объектов из KP2001. I	577
<i>Рубан Е.В., Архаров А.А., Гаген-Торн Е.И., Новиков В.В.</i> Физические параметры излучающего в континууме слоя звезды L ₂ Pup	99
<i>Рубан Е.В., Архаров А.А., Гаген-Торн Е.И., Новиков В.В.</i> Физические параметры полуправильного переменного красного гиганта 2 Cep	421
<i>Рузибаев Ж.К.</i> (см. <i>Нуритдинов С.Н.</i>)	643
<i>Руссей Д.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	493
<i>Саргсян Л.А.</i> Классификация 18 инфракрасных галактик в оптическом диапазоне	413
<i>Саргсян Л.А.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	493

<i>Саркисян А.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	493
<i>Саркисян Т.Р.</i> (см. <i>Вартамян Ю.Л.</i>)	325
<i>Саркисян Т.Р.</i> (см. <i>Вартамян Ю.Л.</i>)	481
<i>Свечников М.А.</i> (см. <i>Кожжевникова А.В.</i>)	565
<i>Седракян Д.М., Айрапетян М.В.</i> Релаксация квантовых вихрей в сверхпроводниках II рода и в нейтронных звездах	291
<i>Седракян Д.М., Крикорян Р., Айрапетян М.В.</i> Электрическое и магнитное поля в сверхпроводящем ядре нейтронной звезды	465
<i>Седракян Д.М., Чубарян Э.В.</i> Вращающиеся сверхплотные конфигурации: пульсары и их астрофизические проявления	503
<i>Синамян П.К., Микаелян А.М.</i> Итоги спектральных исследований голубых звездных объектов FBS	85
<i>Склави С.</i> (см. <i>Росси К.</i>)	577
<i>Тарасов А.Е.</i> (см. <i>Мальченко С.Л.</i>)	257
<i>Туратто М.</i> (см. <i>Акопян А.А.</i>)	47
<i>Ханзадян Т.</i> (см. <i>Никогосян Е.Г.</i>)	551
<i>Хачмайер В.К.</i> (см. <i>Кудря Ю.Н.</i>)	367
<i>Хиао-Хиа Киан,</i> (см. <i>Хин-Фа Денг</i>)	383
<i>Хин-Фа Денг, Джи-Шу Хе, Джан Сонг, Хиао-Хиа Киан, Пинг Ву</i> Зависимость особенностей сгучивания ярких красных галактик от светимости	383
<i>Чаргейшвили К.В.</i> (см. <i>Кумсиашвили М.И.</i>)	275
<i>Чилингарян И.В.</i> (см. <i>Мельник О.В.</i>)	203
<i>Чубарян Э.В.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	503
<i>Шахабасян М.К.</i> Колебания вихревой решетки во вращающейся нейтронной звезде с кварковым "CFL" ядром	165

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск I

Методы Амбарцумяна в теории переноса излучения	<i>А.Г.Никогосян</i>	5
Множественное рассеяние света: Среднее число рассеяний и смежные вопросы	<i>В.В.Иванов</i>	29
Галактики южного полушария из пяти обзоров сверхновых. I. База оптических и близко-инфракрасных данных	<i>А.А.Акопян, А.Р.Петросян, Г.А.Мамон, Б.Мклин, Д.Кунт, М.Туратто, Э.Каппелларо, Ф.Маннучи, Р.Аллен, Н.Панаджиа, М.Делла Валле</i>	47
Морфологическое и спектральное исследование галактик Kaz 5, Kaz 92, Kaz 390	<i>В.Ж.Адибебян, М.А.Казарян, Э.Л.Каралетян</i>	63
О возможной темной материи в спиральных галактиках скопления Coma	<i>Н.Г.Когошвили, Г.А.Маласидзе, Т.М.Борчхадзе</i>	75
Итоги спектральных исследований голубых звездных объектов FBS	<i>П.К.Синамян, А.М.Микаелян</i>	85
Физические параметры излучающего в континууме слоя звезды L_2 Pup	<i>Е.В.Рубан, А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, В.В.Новиков</i>	99
UBVRI фотометрия и поляриметрия молодой затменной двойной системы EK Ser	<i>К.А.Антонюк, А.Н.Ростопчина</i>	117
Сложная структура магнитного поля звезды HD 45583	<i>Ю.В.Глаголевский, Е.Герт</i>	127
Об эволюции астрофизических струй, генерированных вихревым механизмом	<i>М.Г.Абрамян</i>	135
Уравнение состояния вещества нейтронной звезды в релятивистской теории среднего поля и максвелловский фазовый переход к странному кварковому веществу	<i>Г.Б.Алавердян</i>	147
Колебания вихревой решетки во вращающейся нейтронной звезде с кварковым "CFL" ядром	<i>М.К.Шахабасян</i>	165

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 2

Звездные ассоциации	<i>А.Т.Каллоглян</i>	171
Звездообразование и молекулярные облака	<i>А.Л.Гюльбудагян</i>	185
Результаты поиска спутников близких изолированных галактик	<i>О.В.Мельник, В.Е.Караченцева, И.Д.Караченцев, Д.И.Макаров, И.В.Чилингарян</i>	203
Исследование зависимости темпа звездообразования в ядерных областях от интегральных параметров 39 галактик Казаряна	<i>В.Ж.Адибекян, А.Р.Петросян</i>	211
Связь галактик второго Бюраканского обзора со скоплениями Цвикки. II. Обсуждение	<i>М.В.Гюльзадян, А.Р.Петросян, Б.МкЛеан</i>	225
Определение фундаментальных параметров сверхгигантов классов F и G	<i>Л.С.Любимков, Т.М.Рачковская, Д.Б.Поклад</i>	237
Спектроскопия В и Ве-звезд в рассеянных звездных скоплениях NGC 6871 и NGC 6913	<i>С.Л.Мальченко, А.Е.Тарасов</i>	257
Исследование нестационарных процессов в тесной двойной системе RY Щита	<i>М.И.Кумсиашвили, Р.Ш.Нацвлишвили, К.В.Чаргейшвили</i>	275
Релаксация квантовых вихрей в сверхпроводниках II рода и в нейтронных звездах	<i>Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян</i>	291
Рэлеевское рассеяние: уравнение Вольтерра для матричной функции источников	<i>В.В.Иванов</i>	301
Об облучении пыли в молекулярных облаках. I. УФ дозы	<i>А.Г.Егикян</i>	311
Устойчивость странных карликов. I. Статистический критерий устойчивости. Постановка задачи	<i>Ю.Л.Вартамян, Г.С.Аджян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян</i>	325

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 3

Амбарцумяновская парадигма об активности галактических ядер и эволюция галактик	<i>Г.А.Арутюнян</i>	333
В.А.Амбарцумян и проблемы статистики вспыхивающих объектов	<i>А.А.Акопян, Эльма С.Парсмян</i>	353
Расстояния и пекулярные скорости спиральных галактик в выборках 2MFGC и SFI++	<i>Ю.Н.Кудря, В.Е.Караченцева, И.Д.Караченцев, С.Н.Митронова, В.К.Хачмайер</i>	367
Зависимость особенностей сгущения ярких красных галактик от светимости	<i>Хин-Фа Денг, Джи-Шу Хе, Джан Сонг, Хиао-Хиа Куан, Пинг Ву</i>	383
Наблюдательные доказательства существования кратных ударных волн в рентгеновских лацертидах	<i>Б.З.Капанадзе</i>	393
Бюраканские спектральные обзоры неба. Голубые звездные объекты. Полоса $\delta = +47^\circ$	<i>Л.К.Ерастова</i>	405
Классификация 18 инфракрасных галактик в оптическом диапазоне	<i>Л.А.Саргсян</i>	413
Физические параметры полуправильного переменного красного гиганта 2 Сеп	<i>Е.В.Рубан, А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, В.В.Новиков</i>	421
Эволюция протвженных облаков частиц около Солнца и звезд	<i>В.А.Антонов, А.С.Баранов</i>	435
Константа связи аксионного и электромагнитного полей и космологические наблюдения	<i>М.Ю.Пиотрович, Ю.Н.Гнедин, Т.М.Нацелишвили</i>	451
Электрическое и магнитное поля в сверхпроводящем ядре нейтронной звезды	<i>Д.М.Седракан, Р.Крикорян, М.В.Айрапетян</i>	465
Принцип инвариантности Амбарцумяна и некоторые нелинейные соотношения теории переноса излучения	<i>А.Г.Никогосян</i>	471
Устойчивость странных карликов. II. Результаты вычислений	<i>Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян</i>	481
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
FBS 2213+421, экстремально красный объект с С-характеристиками	<i>К.С.Гигоян, Д.Руссей, А.Саркисян, Л.С.Саргсян</i>	493
Улучшение фотометрических элементов затменной системы V1016 Opi	<i>Э.А.Витриченко</i>	499

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 4

Вращающиеся сверхплотные конфигурации: Пульсары и их астрофизические проявления

Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян 503

Скучивание галактик в масштабах $\leq 10 h^{-1}$ Мпк на основе скоплений Coma, Bridge и A1367

Н.Г.Когошвили, Т.М.Борчхадзе, А.Т.Каллоглян 527

О GPS и CSS-радиоисточниках

В.Г.Малумян 541

Поиски HH-объектов и эмиссионных звезд в областях звездообразования. VI. Объекты Хербига-Аро и эмиссионные звезды в области туманностей GM 1-64 и GM 2-4

Е.Г.Никогосян, Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян, Т.Ханзадян 551

Пятенная и вспышечная активность карликовой системы CM Drg

А.В.Кожевникова, М.А.Свечников, В.П.Кожевников 565

Холодные звезды богатые кислородом и углеродом в области

Цефея: Классификация отобранных объектов из KP2001. I

К.Росси, С.Гаудензи, Г.В.Петросян, Р.Неши, С.Склави 577

Квазипериодические осцилляции кривой блеска GRB 080319B

В.А.Драневич, П.Б.Дмитриев, Ю.Н.Гнедин 591

Влияние поглощения в непрерывном спектре на поляризацию резонансных линий

А.В.Дементьев 605

Аккреционная активность молодых двойных систем с маломассивными вторичными компонентами

Т.В.Демидова 623

Стационарные структуры типа двойного слоя в межзвездной среде

В.А.Антонов, А.С.Баранов, В.В.Пашкевич 631

О неустойчивостях нестационарной модели самогравитирующего диска II. Изгибные моды вертикальных колебаний

С.Н.Нуритдинов, К.Т.Миртаджиева, Икбал Ахмад, Ж.К.Рузибаев 643

Вакуумные флуктуации в космологических моделях с компактными измерениями

А.Л.Мхитарян 657

CONTENTS

Number 1

Ambartsumian's methods in the radiative transfer theory	<i>A.G.Nikoghossian</i>	5
Multiple light scattering: mean number of scatterings and related problems	<i>V.V.Ivanov</i>	29
Five supernova survey galaxies in the southern hemisphere. I. Optical and near-infrared database	<i>A.A.Hakobyan, A.R.Petrosian, G.A.Mamon, B.Mclean, D.Kunth, M.Turatto, E.Cappellaro, F.Mannucci, R.J.Allen, N.Panagia, M.Della Valle</i>	47
The morphological and spectral investigation of galaxies Kaz5, Kaz92, and Kaz 390	<i>V.Zh.Adibekyan, M.A.Kazarian, E.L.Karapetian</i>	63
On the possible dark matter in spiral galaxies of the Coma cluster	<i>N.G.Kogoshvili, G.A.Malaszidze, T.M.Borchkhadze</i>	75
Results of spectral investigations of the FBS blue stellar objects	<i>P.K.Sinamyán, A.M.Mickaelian</i>	85
The physical parameters of L ₂ Pup layer responsible for continuum radiation	<i>E.V.Ruban, A.A.Arkhárov, E.I.Hagen-Thorn, V.V.Novikov</i>	99
UBVRI photometry and polarimetry of young eclipsing binary EK Cep	<i>K.A.Antonyuk, A.N.Rostopchina</i>	117
The complicated structure of magnetic field of the star HD 45583	<i>Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth</i>	127
On the evolution of astrophysical jet generated by the vortex mechanism	<i>M.G.Abrahamyan</i>	135
Neutron star matter equation of state in relativistic mean-field theory and maxwellian phase transition to strange quark matter	<i>G.B.Alaverdyan</i>	147
Vortex lattice oscillations in rotating neutron star with "CFL" quark core	<i>M.K.Shahabasyán</i>	165

CONTENTS

Number 2

Stellar associations	<i>A.T.Kalloghlian</i>	171
Star formation and molecular clouds	<i>A.L.Gyulbudaghian</i>	185
Results of companions' search of nearby isolated galaxies	<i>O.V.Melnyk, V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev, D.I.Makarov, I.V.Chilingarian</i>	203
The statistical investigation of dependence of nuclear star formation rate from integral parameters of 39 Kazarian galaxies	<i>V.Zh.Adibekyan, A.R.Petrosian</i>	211
Relationship of galaxies from the Second Byurakan survey to Zwicky clusters. II. Discussion	<i>M.V.Gyulzadian, A.R.Petrosian, B.McLean</i>	225
Determination of fundamental parameters of the F- and G-type supergiants	<i>L.S.Lyubimkov, T.M.Rachkovskaya, D.B.Poklad</i>	237
The spectroscopy of the B and Be stars in the open stellar clusters NGC 6871 and NGC 6913	<i>S.L.Malchenko, A.E.Tarasov</i>	257
Investigation of non-stable processes in close binary RY Scuti	<i>M.I.Kumsiashvili, R.Sh.Natsvlishvili, K.V.Chargeishvili</i>	275
Relaxation of quantum vortices in type II superconductors and neutron stars	<i>D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan</i>	291
Reyleigh scattering: Volterra-type equations for the matrix source function	<i>V.V.Ivanov</i>	301
On dust irradiation in molecular clouds. I. UV doses	<i>A.G.Yeghikyan</i>	311
Stability of strange dwarfs. I. Static criteria for stability. The way of problem	<i>Yu.L.Vartanyan, G.S.Hajyan, A.K.Grigoryan, T.R.Sarkisyan</i>	325

CONTENTS

Number 3

Ambartsumian's paradigm on the activity of galactic nuclei and evolution of galaxies	<i>H.A.Harutyunyan</i> 333
V.A.Ambartsumian and problems of star flares statistics	<i>A.A.Akopian, Elma.S.Parsamian</i> 353
Distances and peculiar velocities of spiral galaxies in the 2MFGC and SFI++ samples	<i>Yu.N.Kudrya, V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev, S.N.Mitronova, W.K.Huchtmeier</i> 367
The luminosity dependence of clustering properties of luminous red galaxies (LRGs)	<i>Xin-Fa Deng, Ji-Zhou He, Jun Song, Xiao-Xia Qian, Ping Wu</i> 383
Observational evidences of multiple shock waves in X-ray selected BL Lacertae objects	<i>B.Z.Kapanadze</i> 393
Byurakan spectral sky surveys. Blue stellar objects. Stripe $\delta = +47^\circ$	<i>L.K.Erastova</i> 405
Optical classification of 18 infrared galaxies	<i>L.A.Sargsyan</i> 413
The physical parameters of semi-regular variable red giant 2Cen	<i>E.V.Ruban, A.A.Arkharov, E.I.Hagen-Thorn, V.V.Novikov</i> 421
The evolution of the lengthy clouds of particles around the Sun and stars	<i>V.A.Antonov, A.S.Baranov</i> 435
Photon-axion-like particle coupling constant and cosmological observations	<i>M.Yu.Piotrovich, Yu.N.Gnedin, T.M.Natsvlishvili</i> 451
Electric and magnetic fields inside superconducting core of neutron stars	<i>D.M.Sedrakian, R.Krikorian, M.V.Hayrapetyan</i> 465
Ambartsumian's principle of invariance and some non-linear relations of the radiative transfer theory	<i>A.G.Nikoghossian</i> 471
Stability of strange dwarfs. II. Result of calculation	<i>Yu.L.Vartanyan, G.S.Hajyan, A.K.Grigoryan, T.R.Sarkisyan</i> 481
NOTES	
FBS 2213+421, an extremely red object with C - rich characteristics	<i>K.S.Gigoyan, D.Russeil, A.Sarkissian, L.A.Sargsyan</i> 493
Improvement of photometric elements of the eclipsing star V1016 Ori	<i>E.A.Vitrichenko</i> 499

CONTENTS

Number 4

- Rotating superdense configurations: pulsars and their astronomical manifestations
D.M.Sedrakian, E.V.Chubarian 503
- Clustering of galaxies in the scales $\leq 10 h^{-1}$ Mpc based on clusters Coma, Bridge and A1367
N.G.Kogoshvili, T.M.Borchkhadze, A.T.Kallghlian 527
- On GPS and CSS radio sources
V.H.Malumian 541
- Search of HH objects and emission-line stars in the star forming regions. VI. Herbig-Haro objects and emission stars in the vicinity of GM 1-64 and GM 2-4 nebulae
E.H.Nikogossian, T.Yu.Magakian, T.A.Movsessian, T.Khanzadyan 551
- Starspot and flare activity of the dwarf binary CM Dra
A.V.Kozhevnikova, M.A.Svechnikov, V.P.Kozhevnikov 565
- Oxygen and carbon rich cool stars in the Cepheus region: classification of selected objects from KP2001 Catalogue. I
C.Rossi, S.Gaudenzi, G.V.Petrosyan, R.Nesci, S.Sclave 577
- The quasi-periodical oscillations of GRB 080319B light curve
V.A.Dranevich, P.B.Dmitriyev, Yu.N.Gnedin 591
- The effect of continuous absorption on the polarization of resonance lines
A.V.Dementyev 605
- Accretion activity of young binaries with low-mass secondary components
T.V.Demidova 623
- Steady-state structures of the type of a double layer in the interstellar medium
V.A.Antonov, A.S.Baranov, V.V.Pashkevich 631
- On instabilities of the non-stationary model of self-gravitating disk II. Warp modes of vertical oscillations
S.N.Nurtdinov, K.T.Mirtadjieva, Iqbal Ahmad, J.K.Ruzibaev 643
- Vacuum fluctuations in cosmological models with compactified dimensions
A.L.Mkhitaryan 657

CONTENTS

Rotating superdense configurations: pulsars and their astronomical manifestations	<i>D.M.Sedrakian, E.V.Chubarian</i> 503
Clustering of galaxies in the scales $\leq 10 h^{-1}$ Mpc based on clusters Coma, Bridge and A1367	<i>N.G.Kogoshvili, T.M.Borchkhadze, A.T.Kallghlian</i> 527
On GPS and CSS radio sources	<i>V.H.Malumian</i> 541
Search of HH objects and emission-line stars in the star forming regions. VI. Herbig-Haro objects and emission stars in the vicinity of GM 1-64 and GM 2-4 nebulae	<i>E.H.Nikogossian, T.Yu.Magakian, T.A.Movsessian, T.Khanzadyan</i> 551
Starspot and flare activity of the dwarf binary CM Dra	<i>A.V.Kozhevnikova, M.A.Svechnikow, V.P.Kozhevnikov</i> 565
Oxygen and carbon rich cool stars in the Cepheus region: classification of selected objects from KP2001 Catalogue. I	<i>C.Rossi, S.Gaudenzi, G.V.Petrosyan, R.Nesci, S.Sclave</i> 577
The quasi-periodical oscillations of GRB 080319B light curve	<i>V.A.Dranevich, P.B.Dmitriyev, Yu.N.Gnedin</i> 591
The effect of continuous absorption on the polarization of resonance lines	<i>A.V.Demytyev</i> 605
Accretion activity of young binaries with low-mass secondary components	<i>T.V.Demidova</i> 623
Steady-state structures of the type of a double layer in the interstellar medium	<i>V.A.Antonov, A.S.Baranov, V.V.Pashkevich</i> 631
On instabilities of the non-stationary model of self-gravitating disk II. Warp modes of vertical oscillations	<i>S.N.Nuritdinov, K.T.Mirtadjieva, Iqbal Ahmad, J.K.Ruzibaev</i> 643
Vacuum fluctuations in cosmological models with compactified dimensions	<i>A.L.Mkhitaryan</i> 657

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ КРИВОЙ БЛЕСКА
GRB 080319B

В.А.Драневич, П.Б.Дмитриев, Ю.Н.Гнедин 591

ВЛИЯНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ В НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ НА
ПОЛЯРИЗАЦИЮ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ

А.В.Дементьев 605

АККРЕЦИОННАЯ АКТИВНОСТЬ МОЛОДЫХ ДВОЙНЫХ
СИСТЕМ С МАЛОМАССИВНЫМИ ВТОРИЧНЫМИ
КОМПОНЕНТАМИ

Т.В.Демидова 623

СТАЦИОНАРНЫЕ СТРУКТУРЫ ТИПА ДВОЙНОГО СЛОЯ В
МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

В.А.Антонов, А.С.Баранов, В.В.Пашкевич 631

О НЕУСТОЙЧИВОСТЯХ НЕСТАЦИОНАРНОЙ МОДЕЛИ
САМОГРАВИТИРУЮЩЕГО ДИСКА II. ИЗГИБНЫЕ МОДЫ
ВЕРТИКАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ

С.Н.Нуритдинов, К.Т.Миртаджиева, Икбал Ахмад, Ж.К.Рузибаев 643
ВАКУУМНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ В КОСМОЛОГИЧЕСКИХ МОДЕ-
ЛЯХ С КОМПАКТНЫМИ ИЗМЕРЕНИЯМИ

А.Л.Мхитарян 657