МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА, ОРДЕНА ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ,
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени М.В.Ломоносова

На правах рукописи

Попов Сергей Борисович

Популяционный синтез двойных систем после вспышки звездообразования и эволюция одиночных нейтронных звезд.

(01.03.02 – Астрофизика, Радиоастрономия)

Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

научный руководитель –
доктор физико-математических
наук, профессор Липунов В.М.

Москва – 1997

Оглавление

Введение

"...perfection comes from variety even in heaven"
Emmanuel Swedenborg
("Heaven and Hell")
"...why the good God had opend up so many choices and made life so strange and diverse."
John Cheever ("Clementina")

Изучение процессов звездообразования и популяционный синтез являются сейчас одними из наиболее "горячих" областей астрофизики. Традиционной методикой стало применение рассчитанных эволюционных треков одиночных звезд для определения звездного населения, возраста, химического состава etc. по наблюдаемым спектрам (см., например, Лейтерер и Хекман, 1995 и Хекман, 1997). При этом, несмотря на модельную зависимость результатов, удается описать и объяснить многие особенности наблюдаемых объектов. Однако, в большинстве исследований не уделяется внимания популяциям тесных двойных звезд. Это может приводить к неправильным выводам относительно параметров, используемых в расчетах, так как сильное изменение некоторых из них (в целях подгонки свойств популяций одиночных звезд) приводит к катастрофическому изменению популяций тесных двойных систем. Поэтому представляет большой интерес популяционный синтез двойных систем (Липунов и др., 1996c): как в применении к конкретным объектам и областям звездообразования, так и в виде расчетов для различных параметров эволюции, непривязанных к конкретным наблюдаемым объектам, которые могли бы применяться другими авторами для соответствующих оценок.

Среди двойных систем особое место занимают рентгеновские источники в тесных двойных системах, т.к. они являются достаточно мощными, чтобы наблюдаться в ближайших галактиках. Следовательно необходимы популяционные расчеты для этих систем. Для этого нужно также уметь проводить расчеты магнитовращательной эволюции нейтронных звезд, т.к. от этого зависят важнейшие параметры тесных двойных систем. Т.о. возникает взаимосвязь популяционного синтеза тесных двойных систем и свойств нейтронных звезд.

Также возникает интересная взаимосвязь эволюционных расчетов с процессами в активных ядрах галактик. Кроме аккреции на сверхмассивную черную дыру, в ряде случаев активность галактических ядер связана со вспышками звездообразования (Озерной, 1994). Не является исключением и центр нашей Галактики (Озерной, 1995), являясь таким образом интересной областью для применения популяционного синтеза (Липунов и др., 1996а).

Одним из наиболее интересных типов астрономических объектов (а по мнению автора – самым интересным) являются нейтронные звезды. С момента их открытия прошло более 30 лет, а с момента предсказания – более 65, но многие принципиальные вещи, необходимые для достаточно полного понимания природы этих объектов, остаются неизвестными.

Наблюдательные проявления нейтронных звезд связаны в первую очередь с их магнитным полем и вращением, т.е. описание изменения именно этих параметров должно интересовать нас в первую очередь. Нейтронные звезды наблюдаются как в двойных системах, так и как одиночные объекты. Поэтому и рассмотрение их магнитовращательной эволюции следует проводить для обоих случаев. За счет малой плотности вещества и практически неизменных внешних условий одиночные нейтронные звезды могут отличаться по многим параметрам от нейтронных звезд в тесных двойных системах (Липунов и Попов, 1995а; Попов, 1997). Более того, бо́льшая часть нейтронных звезд находится вне тесных двойных систем, аккрецируя вещество межзвездной среды. Только в последнее время появились наблюдения таких объектов (Вальтер и др., 1996; Хаберл и др., 1996). Определение их свойств и интерпретация наблюдений являются актуальнейшей задачей.

Кроме того, спутники типа $ROSAT$ могут наблюдать и аккрецирующие одиночные черные дыры (Хеклер и Колб, 1996). Отождествление таких объектов будет непростой задачей (Шварцман, 1971). В связи с этим наблюдательные проявления объектов этого типа также чрезвычайно интересны.

Особый интерес представляет также проблема затухания магнитного поля нейтронных звезд (см., например, Чанмугам, 1992; Урпин и Муслимов, 1992). Поскольку стадия, на которой находится нейтронная звезда, существенным образом зависит от ее магнитного поля, то наличие затухания поля приведет к изменению эволюционного сценария по сравнению с отсутствием затухания. Данные об эволюции магнитного поля нейтронных звезд недостаточны и противоречивы. Существуют достоверные оценки магнитных полей всего у двух групп объектов, связанных с нейтронными звездами: радиопульсаров и рентгеновских пульсаров. Определение полей у огромной популяции старых одиночных нейтронных звезд является мечтой многих ученых, работающих в этой области. Если наблюдения позволят, на основании сценариев магнитовращательной эволюции, понять историю затухания магнитного поля нейтронных звезд в зависимости от начальных и внешних условий, то это также позволит существенно продвинуться в понимании внутреннего строения нейтронных звезд, т.к. различные модели предсказывают качественно различную эволюцию магнитного поля (см., например, Урпин и Муслимов, 1992).

В связи с возможностью наблюдения старых нейтронных звезд с помощью рентгеновских спутников, а также в связи с различными проблемами физики пульсаров большой интерес представляет распределение этих объектов в Галактике. Этому вопросу посвящено много исследований (см. Кордес и Чернофф, 1997a,b; Пачинский, 1990; Блаез и Раджагопал, 1991; Постнов и Прохоров, 1993, 1994 etc). Как правило рассматривалось распределение именно самих объектов, но т.к. в рентгеновском диапазоне светимость зависит также и от свойств межзвездной среды, то представляется интересным рассмотреть совместное распределение одиночных компактных объектов и межзвездной среды, а в конечном счете и распределение светимости этих источников. Аналогичное рассмотрение следует провести и для одиночных черных дыр, т.к. они также могут наблюдаться в мягком рентгеновском диапазоне (Хеклер и Колб, 1996).

Все эти проблемы в той или иной степени рассматриваются в данной диссертации.

Целью настоящей работы, начатой в 1992 г., было изучение важного и многочисленного класса галактических объектов: старых одиночных нейтронных звезд и черных дыр, а также, изучение вспышек звездообразования с точки зрения эволюции тесных двойных звезд.

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения.

Краткое содержание глав:

1) Первая глава посвящена эволюции периодов двойных и одиночных нейтронных звезд. Первые два параграфа первой главы посвящены одиночным нейтронным звездам. Поскольку стадия, на которой находится одиночная нейтронная звезда определяется в первую очередь ее магнитным полем и периодом, то наибольший интерес представляет магнитовращательная эволюция нейтронных звезд, рассмотрению которой посвящен первый параграф. Приве-

дены оценки параметров одиночных нейтронных звезд на разных стадиях их эволюции. Во втором параграфе был рассмотрен важный элемент такой эволюции – распад магнитного поля. Расчет эволюции с распадом поля был применен к одному из источников, наблюдавшемся спутником $ROSAT$.

В третьем параграфе сделан переход к двойным системам: рассмотрены двойные рентгеновские пульсары с точки зрения использования тайминга (измерений периода) для определения физических параметров систем.

2) Во второй главе рассмотрены вспышки звездообразования. Вначале на примере центральной области Галактики показана важность расчета популяций двойных источников для определения возраста вспышки звездообразования. Промоделирована эволюция числа двойных рентгеновских источников трех типов с нейтронными звездами и черными дырами. Полученные результаты сравниваются с наблюдениями на спутнике ГРАНАТ. Проведена оценка времени, прошедшего с момента вспышки звездообразования. Показано, что относительное число источников с нейтронными звездами и черными дырами может служить удобным параметром для оценок возраста вспышек звездообразования. Также рассчитано пространственное распределение двойных рентгеновских источников. Во втором параграфе главы рассчитано влияние изменения вида начальной функции масс на популяции двойных источников (на примере источников четырех типов), образовавшихся после типичной вспышки звездообразования. Результаты представлены в удобной для последующего использования форме: дана аналитическая аппроксимация числа источников в зависимости от времени.

3) В третьей части рассматриваются одиночные компактные объекты: нейтронные звезды и черные дыры. Нами было промоделировано пространственное распределение светимости аккрецирующих одиночных нейтронных звезд и черных дыр в Галактике. Задав распределение межзвездной среды и начальные условия для компактных объектов, мы смогли определить стационарное распределение их аккреционной светимости (аккреция идет из межзвездной среды). Распределение имеет торообразную форму в широком диапазоне начальных параметров.

Научная новизна:

1) Рассмотрена аккреция на одиночные нейтронные звезды из турбулизованной межзвездной среды. Рассмотрена магнитовращательная эволюция таких объектов. Впервые предсказаны характерные периоды и темп их изменения как при наличии затухания магнитного поля нейтронной звезды так и в его отсутствии.

2) Впервые рассмотрена эволюция одиночных нейтронных звезд с учетом затухания магнитного поля при аккреции турбулизованной среды. Произведена интерпретация объекта RX J0720.4-3125 как одиночной аккрецирующей нейтронной звезды, испытавшей распад магнитного поля в течении эволюции.

3) По наблюдаемым флуктуациям периодов рентгеновских пульсаров получены независимые оценки ряда параметров этих систем, в частности скоростей звездного ветра некомпактных компонентов.

4) Впервые построена модель эволюции двойных систем в применении к центру Галактики. Впервые промоделировано пространственное распределение рентгеновских источников в Галактиче-

ском центре. Произведено сравнения с результатами наблюдений на спутнике ГРАНАТ.

5) Детально рассмотрено влияние изменения начальной функции масс на популяцию тесных двойных систем в течении первых 20 миллионов лет после вспышки звездообразования.

6) Исследовано пространственное распределение светимости аккрецирующих компактных объектов в галактике. Впервые определен торообразный вид этого распределения в широком диапазоне параметров скоростей отдачи компактных объектов.

Практическая ценность

1) Рассмотрена эволюция многочисленного класса одиночных нейтронных звезд. Поскольку в последние несколько лет появилась возможность наблюдения аккрецирующих одиночных нейтронных звезд в мягком рентгеновском диапазоне, определение параметров этих объектов и расчет их эволюции представляет ценность для наблюдателей и интерпретаторов. Нами получен ряд оценок параметров эволюции одиночных нейтронных звезд, удобных для практического применения.

2) Применение расчетов к наблюдаемому объекту RX 0720.4-3125 позволило показать, что в данном случае, по всей видимости, мы столкнулись со случаем затухания магнитного поля у нейтронной звезды в течении ее эволюции на масштабах порядка миллиардов лет.

3) Показана возможность оценки ряда существенных параметров рентгеновских пульсаров по наблюдаемым флуктуациям периода. Определены скорости звездного ветра нормальных компаньонов.

4) Предложен метод определения возраста вспышек звездообразования по отношению числа источников с черными дырами и нейтронными звездами. Действенность метода продемонстрирована на примере центра Галактики, для которого определен возраст относительно недавней вспышки звездообразования.

5) Проведен расчет эволюции популяций тесных рентгеновских двойных систем четырех типов после вспышки звездообразования для различных параметров начальной функции масс. Результаты приведены в форме, удобной для использования другими авторами.

6) Построено распределение светимости аккрецирующих одиночных нейтронных звезд и черных дыр в Галактике, которое может быть учтено при выработке стратегии поиска этих объектов.

7) При участии автора диссертации создана WWW-версия программы "Машина сценариев" (Назин и др., 1996).

Личный вклад автора:

1) В задаче об эволюции одиночных нейтронных звезд автором был проведен расчет для аккреции турбулизованной среды (стохастическое ускорение нейтронных звезд), а также под руководством проф. Липунова сделаны оценки некоторых параметров.

2) При рассмотрении эволюции с распадом поля к объекту RX J0120.4-3125 автором была проделана бо́льшая часть аналитических расчетов, также автору принадлежит постановка задачи. Численно автором решалась задача о нахождении аналога равновесного периода для аккреции из турбулизованной среды (с консультациями М.Е. Прохорова).

3) В задаче о периодах рентгеновских пульсаров автором проводились расчеты и аналитические оценки параметров.

4) При расчете вспышки звездообразования в центре Галактики автором проводилось моделирование с помощью пакета программ "Машина сценариев". Также автором была написана программа и проведен расчет пространственного распределения рентгеновских источников.

5) В рассмотрении влияния начальной функции масс на популяции рентгеновских источников автору принадлежит постановка задачи и расчет с помощью "Машины сценариев".

6) При расчете пространственного распределения аккреционной светимости одиночных компактных объектов автору принадлежит постановка задачи и расчет. Программа создавалась автором совместно с М.Е. Прохоровым.

Результаты выносимые на защиту:

1) Показано, что одиночные аккрецирующие нейтронные звезды без затухания поля должны иметь относительно большие периоды $\geq 5 \cdot 10^2$ секунд.

2) Затухание магнитного поля у одиночных нейтронных звезд приводит к появлению пульсирующих источников мягкого рентгеновского диапазона с периодами ~ 10 секунд. Источник RX 0720.4-3125 по-видимому является примером такого объекта.

3) По флуктуациям периодов рентгеновских пульсаров определены важные параметры для двойных систем Vela X-1, GX 301-2, Her X-1, Cen X-3. В частности, проведено определение скоростей звездного ветра нормальных компонент для систем Vela X-1 и GX 301-2.

4) Наблюдаемая популяция двойных рентгеновсих источников в области центра Галактики и их пространственное распределение объ-

ясняется в рамках модели вспышки звездообразования, произошедшей 6-8 миллионов лет назад.

5) Распределение средней аккреционной светимости одиночных нейтронных звезд и черных дыр в Галактике имеет торообразную структуру с максимумом примерно на 5 кпк. Качественно этот результат не зависит от выбранного распределения начальных скоростей компактных объектов в широком диапазоне параметров.

Апробация:
Результаты, включенные в диссертацию, докладывались на ряде семинаров ГАИШ МГУ, САО РАН и ФТИ им. Иоффе (СПБ) в 1993-98 годах, на международных конференциях Космион-94 (Москва) и Космион-96 (Москва), на съезде Американского астрономического общества (США, 1994), на международной студенческой конференции "Ленинские Горы – 95", на международной конференции "From stars – to galaxies" (Крит, Греция, 1995), на международной школе по астрофизике нейтронных звезд (NATO ASI, Италия, 1996), на международной конференции памяти Шкловского, Каплана и Пикельнера (Москва, 1996), международной школе по физике плазмы Волга-97 (Нижний Новгород, 1997), 4-й рабочей встрече по физике нейтронных звезд (СПБ, 1997).

Публикации по теме диссертации:.

Результаты изложенные в диссертации были опубликованы в следующих работах:

1) В.М. Липунов и С.Б. Попов, 'Эволюция периодов одиночных нейтронных звезд: теорема о замедлении" Астрономический Журнал, 72, N5, стр. 711-716, 1995.

2) V.M.Lipunov, S.B.Popov 'The determination of the 'diffusion coefficients' and stellar wind velocities for X-ray binaries" Astron. Astroph.

Transactions, Vol. 8, pp.221-226, 1995 (astro-ph/9404066).

3) V.M.Lipunov, L.M.Ozernoy, S.B.Popov, K.A.Postnov, M.E.Prokhorov 'Production of White Dwarfs, Neutron Stars and Black Holes During Nuclear Starburst" BAAS, Vol.26, p.1420, 1994.

4) V.M.Lipunov, L.M.Ozernoy, S.B.Popov, K.A.Postnov, M.E.Prokhorov 'Population synthesis of X-ray sources at the Galactic center" ApJ Vol. 466, pp. 234-243, 1996.

5) V.M.Lipunov, L.M.Ozernoy, S.B.Popov, K.A.Postnov, M.E.Prokhorov 'Population synthesis of X-ray sources at the Galactic center" 1st International Conference on CosmoParticle Physics - "COSMION-94", Eds. Khlopov, M.Yu., Starobinskii, A.A. , Prokhorov, M.E. & Tran Tan Van, Editions Frontiers, pp. 366-369 , 1996 (astro-ph/9404065).

6) Д.Ю. Коненков и С.Б. Попов, 'RX J0720.4-3125 как возможный пример затухания магнитного поля нейтронных звезд" Письма в Астрономический Журнал 23, N8, стр. 569-575, 1997 (astro-ph/9707318).

7) S.B. Popov and M.E.Prokhorov, 'Spatial distribution of the luminosity of accreting neutron stars and black holes in the Galaxy" Тезисы докладов 4-й рабочей встречи по физике нейтронных звезд, СПБ, 1997, стр. 29 (astro-ph/9706236).

Еще 5 работ приняты к публикации в российские и зарубежные журналы и будут напечатаны в 1998 году.

1) С.Б. Попов и Д.Ю. Коненков, 'Затухание магнитного поля и эволюция периода в объекте RX J0720.4-3125" Радиофизика, 1998 (принята к печати)

2) S.B. Popov and M.E. Prokhorov ‘Spatial distribution of accreting neutron stars in the Galaxy” Astron. Astrophys. Transactions Vol. 16, 1998 (принята к печати) (astro-ph/9609126).

3) S.B. Popov and M.E. Prokhorov ‘Spatial distribution of accreting neutron stars in the Galaxy” Astrophysics & Space Science, 1998 (принята к печати)

4) S.B. Popov and M.E.Prokhorov, ‘Spatial distribution of the luminosity of accreting neutron stars and black holes in the Galaxy” Astron. Astrophys., 1998, (принята к печати) (astro-ph/9706236).

5) Попов, С.Б., Липунов, В.М., Прохоров, М.Е. и Постнов, К.А., ‘Влияние изменения начальной функции масс на популяции некоторых рентгеновских двойных после вспышки звездообразования” Астрономический Журнал **75**, N3, 1998 (принята к печати)

1. Эволюция периодов нейтронных звезд.

Первая глава посвящена рассмотрению магнитовращательной эволюции одиночных и двойных нейтронных звезд. Особое внимание уделено аккреции на одиночные нейтронные звезды и проблеме распада магнитного поля нейтронных звезд.

1.1. Эволюция без затухания магнитного поля

В этом параграфе мы подробно рассматриваем возможный сценарий эволюции изолированных нейтронных звезд (ИНЗ). Основные результаты были опубликованы в работах (Липунов и Попов, 1995a, 1996). Популярное изложение содержиться в статьях (Попов, 1994b, 1996). По-сравнению с предыдущими работами приводятся следующие новые результаты:

– выдвигаются дополнительные аргументы в пользу короткого масштаба времени стадии Эжектора ($\approx 10^7 - 10^8$ лет).

– формулируется *теорема о замедлении* и выдвигаются аргументы в пользу ее применимости.

– впервые рассматривается эволюцию периода ИНЗ на стадии Аккретора и предсказывается, что периоды ИНЗ имеют значения $\geq 5 \cdot 10^2$ сек., и ИНЗ могут наблюдаться как пульсирующие рентгеновские источники.

– рассматривается идея о стохастическом ускорении старых ИНЗ вследствии аккреции турбулизованной межзвездной среды.

– показывается, что ИНЗ могут ускоряться и замедляться практически с равной вероятностью.

1.1.1. Критические периоды и классификация нейтронных звезд

В последнее время особое внимание стали привлекать к себе изолированные нейтронные звезды, которые не наблюдаются в качестве радиопульсаров и практически не могут наблюдаться в других диапазонах электромагнитного спектра из-за их малой светимости. Тревс и Колпи в своей работе (Тревс и Колпи, 1991) предположили, что ИНЗ, аккрецирующие вещество из межзвездной среды (МЗС), могут наблюдаться в УФ и рентгеновском диапазонах на спутнике $ROSAT$.

Оценки энергетики, спектров и возможностей наблюдения ИНЗ проводились в нескольких работах (Блаез и Мадо, 1993; Бохрингер и др., 1987; Тревс и Колпи, 1991). Существует также большое количество работ, посвященных пространственному распределению ИНЗ в Галактике и распределению их скоростей (Блаез и Раджагопал, 1991; Пачинский, 1990; Хартман и др., 1990; Кордес и Чернофф, 1997a,b; Колб, 1997). Вопрос о распределении ИНЗ рассматривается нами в третьей части этой главы. Однако другой важный параметр — период, p, и его эволюция пока рассматривались не столь подробно . В этом параграфе мы пытаемся представить подробное рассмотрение этой проблемы, учитывая такую важную характеристику аккрецируемого вещества как его турбулизованность.

Для звезд главной последовательности существует два наиболее важных параметра, необходимых для описания их эволюции: масса и химический состав. Для НЗ также существует два наиболее важных параметра: период и гравимагнитный параметр, $y = \frac{\dot{M}}{\mu^2}$ (см. ниже).

Эволюция периодов ИНЗ может быть легко представлена на 'p–y' диаграмме, т.к. в этом представлении мы можем одновременно продемонстрировать все возможные эволюционные треки (более подробно см. (Липунов, 1987a)).

Существует четыре возможных состояния НЗ в плазме низкой плотности: Эжектор (E), Пропеллер (P), Аккретор (A) и Георотатор (G). Стадия определяется соотношениями между четыремя характерными радиусами: R_l, радиусом светового цилиндра, R_{st}, радиусом остановки, $R_G = (\frac{2GM}{v_\infty^2})$– радиусом гравитационного захвата и $R_{co} = (\frac{GM}{\omega^2})^{1/3}$– радиусом коротации.

В результате мы имеем два критических периода: P_E и P_A, разделяющих различные стадии НЗ. Если $P < P_E$, то мы имеем Эжектор (или пульсар, излучающий энергию вращения), если $P_E < P < P_A$, мы имеем НЗ на стадии Пропеллера, и, если $P > P_A$ и $R_{st} < R_G$ – Аккретор. В некоторых случаях возможна ситуация, когда $P > P_A$, но $R_{st} > R_G$ и аккреция невозможна, т.к. образуется геоподобная магнитосфера: образуется Георотатор.

Гравимагнитный параметр, y, был впервые предложен в работе (Дэйвис и Прингл, 1981) в виде:

$$y = \frac{\dot{M}}{\mu^2} \tag{1}$$

Но в некоторых случаях, когда y не очень мал, мы можем использовать модифицированный гравимагнитный параметр (Осминкин и Прохоров, частное сообщение):

$$y_m = \frac{\dot{M} v_\infty}{\mu^2} \tag{2}$$

Для критических периодов P_E и P_A мы имеем следующие оценки:

$$P_E = \begin{cases} 2\pi\left(\frac{2\,k_t}{c^4}\right)^{\frac{1}{4}}\left(\frac{\mu^2}{v_\infty \dot{M}}\right)^{\frac{1}{4}} \sim y^{-\frac{1}{4}}, & R_G \geq R_l \\ 2\pi\left[\frac{8\,k_t(GM_x)^2}{v_\infty^5\,c^6}\right]^{\frac{1}{6}}\left(\frac{\mu^2}{\dot{M}}\right)^{\frac{1}{6}} \sim y^{-\frac{1}{6}}, & R_G < R_l \end{cases} \tag{3}$$

$$P_A = \begin{cases} 2^{\frac{5}{14}}\pi(GM_x)^{-\frac{5}{7}}\left(\frac{\mu^2}{\dot{M}_c}\right)^{\frac{3}{7}} \sim y^{-\frac{1}{7}}, & R_A \leq R_G \\ 2\pi\left(\frac{2}{v_\infty^5}\right)\left(\frac{\mu^2}{\dot{M}_c}\right)^{\frac{1}{4}} \sim y^{-\frac{1}{4}}, & R_A > R_G \end{cases} \tag{4}$$

Обычно трек НЗ на диаграмме может быть представлен как монотонное замедление, и НЗ последовательно проходит через три стадии:

$$E \longrightarrow P \longrightarrow A$$

или

$$E \longrightarrow P \longrightarrow G$$

(для очень большой скорости или очень маленького y)

Стадия Георотатора имеет место, если

$$y < y_G = \frac{v_\infty^7}{(2\,G\,M)^4} \tag{5}$$

Простые оценки показывают, что Георотатор может появиться вне Галактического газового диска, где мала плотность аккрецируемого вещества. В этой части мы рассматриваем как возможный результат эволюции ИНЗ только Аккретор.

На рис.1 представлены три примера эволюционных треков НЗ, которая заканчивает свою эволюцию как Аккретор.

I. $E \longrightarrow P \longrightarrow A$–эволюция НЗ в МЗС постоянной плотности при отсутствии диссипации магнитного поля.

II. $E \longrightarrow P \longrightarrow A \longrightarrow P \longrightarrow A$– эволюция НЗ, проходящей через гигантское молекулярное облако (ГМО) при отсутствии диссипации магнитного поля.

III. Эволюция с диссипацией магнитного поля.

Эти типы треков представляют особый интерес в свете современных наблюдений, и мы должны вычислить характерные эволюционные времена этих процессов. Эволюция с диссипацией магнитного поля также будет рассмотрена ниже (см. пункт 1.1.6 и параграф 1.2).

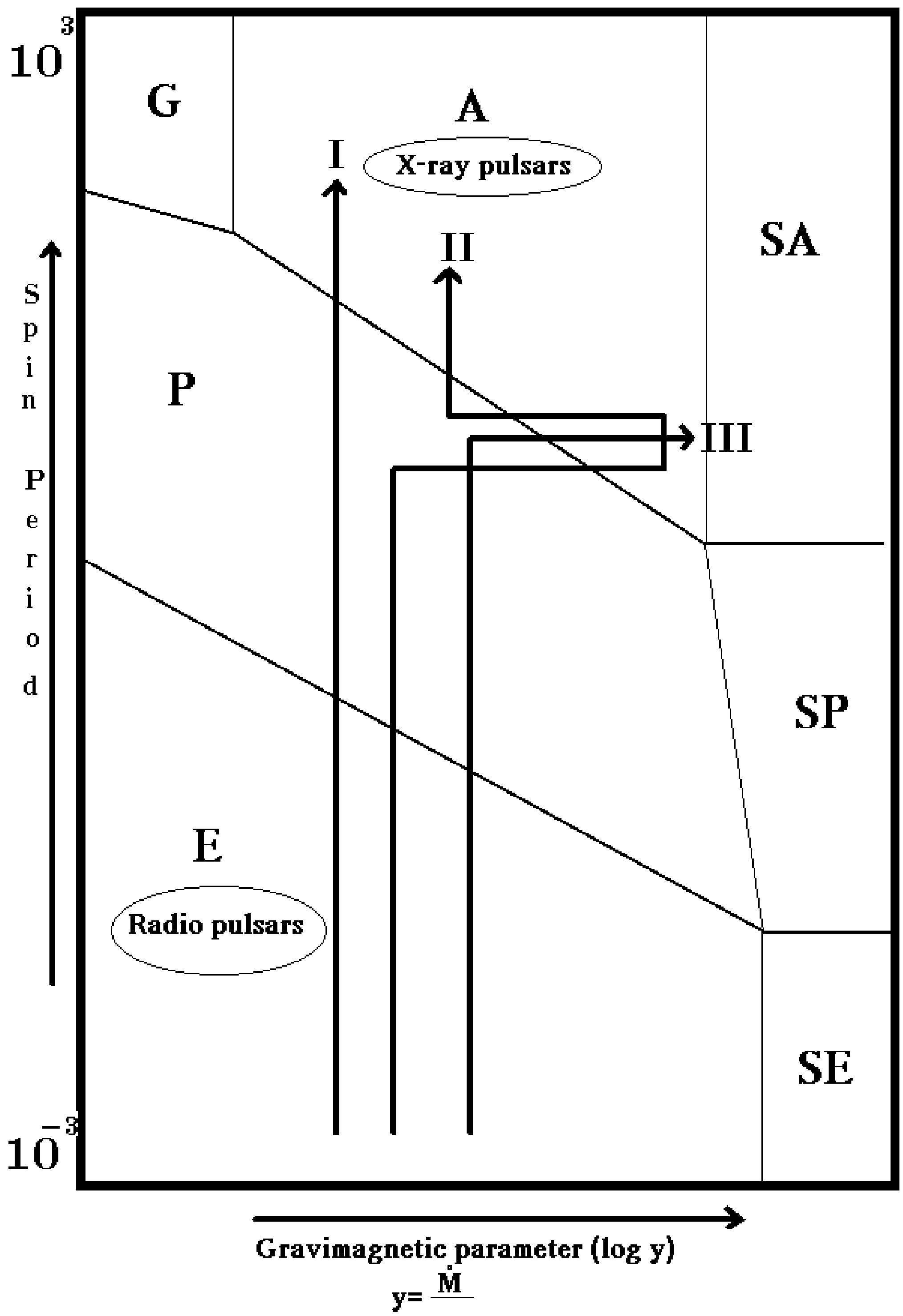

Рис. 1. $P - y$-диаграмма.

1.1.2. Время замедления.

Теперь мы рассмотрим наиболее вероятные в астрофизике условия, когда y так велико, что всегда выполняются условия $R_l < R_G$ и $R_A < R_G$.

Уравнение эволюции периода ИНЗ может быть представлено в форме (Липунов, 1987а):

$$\frac{d\,I\omega}{dt} = -\frac{k_t\mu^2}{R_t^3} \tag{6}$$

где k_t–безразмерный параметр, R_t–масштаб взаимодействия между магнитным полем нейтронной звезды и окружающей ее плазмой.

$$R_t = \begin{cases} R_l = c/\omega, \quad \text{для Эжектора}\,(k_t \approx 1) \\ R_A, \quad \text{для Пропеллера}\,(k_t = ?) \\ R_{co} = (GM/\omega^2)^{1/3}, \quad \text{для Аккретора}\,(k_t \approx 1) \end{cases} \tag{7}$$

Наименее исследованной стадией является стадия Пропеллера. В этом случае мы не знаем точного значения k_t, но позже мы обсудим эту проблему подробнее. Теперь мы переходим к рассмотрению продолжительности различных стадий.

1.1.3. Стадия Эжектора.

Критический период, соответствующий переходу со стадии Эжектора определяется первой формулой уравнения (3):

$$P < P_E\,(E \longrightarrow P) \approx 10 \cdot (k_t)^{1/4}\mu_{30}^{1/2}\rho_{-24}^{-1/4}v_6^{-1/2}\text{сек}, \tag{8}$$

где $\rho_{-24} = \rho/10^{-24}$г/см^3, $\mu_{30} = \mu/10^{30}$Гс $\cdot$ см^3, $v_6 = v/10^6$см/с и k_t–некоторый безразмерный коэффициент ≈ 1, зависящий от детальной теории (энергопотерь, сферической симметрии и т.д.). Соответствующая продолжительность стадии Эжектора может быть определена из уравнения (6):

$$t_E \approx 2 \cdot 10^9 \cdot (k_t)^{-1/2} \mu_{30}^{-1} \rho_{-24}^{-1/2} v_6^{-1} I_{45}\,\text{лет}, \qquad (9)$$

где $I_{45} = I/10^{45}\text{г} \cdot \text{см}^2$.

Это очень большое время, но мы подчеркиваем, что $t_E \sim P_E^2$, и что это время также зависит от точного значения константы в уравнении (8). Например, если мы возьмем P_E в три раза меньше, то получим $t_E \approx 10^8$лет. Это означает, что время (9) может изменяться на порядок!

Существует также другой важный аргумент в пользу увеличения t_E. Как было впервые отмечено Шварцманом, переходы от Е к Р и обратно от Р к Е несимметричны!

Обратный переход происходит при меньшем периоде, т.к. мы должны рассматривать равенство давлений (в случае $P \longrightarrow E$) на радиусе светового цилиндра и соответствующий критический период:

$$P_E\,(P \longrightarrow E) \approx 3 \cdot \mu_{30}^{4/7} v_6^{6/7} \rho_{-24}^{-2/7}\text{сек}. \qquad (10)$$

Этот эффект гистерезиса очень важен, т.к. НЗ в течении своей жизни может пролететь сквозь ГМО, и при плотности $\rho_{-24} \approx 100 - 10^4$ пульсар "умрет", а после пролета ГМО пульсар не сможет "включиться" вновь из-за эффекта гистерезиса! Это означает, что реально время продолжительности стадии Эжектора гораздо меньше 10^9 лет, и для реальной плотности ГМО мы имеем $t_E \approx 10^{7-8}$ лет для стадии эжектора.

Еще одним аргументом в пользу уменьшения t_E являются наблюдения радиопульсаров. Критическая линия радиопульсаров совпадает с уравнение (8) (Колосов и др., 1989), и это означает, что время жизни радиопульсаров совпадает с продолжительностью стадии Эжектора.

В результате за время порядка 10^{7-8} лет НЗ переходит на стадию Пропеллера.

1.1.4. Стадия Пропеллера.

Уравнение замедления для стадии Пропеллера является наиболее неопределенным параметром нашего обсуждения. Существует около 10 формул (и около 10 режимов) для замедления посредством пропеллерного механизма (о деталях см. (Липунов, 1987a)).

Общее уравнение (6):

$$\frac{d\,I\omega}{dt} = -k_t \frac{\mu^2}{R_A^3} \tag{11}$$

(здесь мы сразу записали $R_t = R_A$, что соответствует стадии Пропеллера, см. (7)) содержит безразмерный параметр k_t (который в некоторых моделях является функцией ω), который имеет в различных моделях сильно отличающиеся значения ($10^{-4} < k_t < 1$).

Для дальнейшего обсуждения мы формулируем некоторую астрофизическую теорему.

Теорема о замедлении.

Продолжительность стадии Пропеллера при постоянных условиях меньше

продолжительности стадии Эжектора:

$$t_P \leq t_E, \qquad (SDT)$$

Аргументы.

I). Для наиболее исследованных режимов пропеллера коэффициент k_t слабо зависит от частоты вращения, ω, и в результате продолжительность этой стадии определяется начальным (а не конечным, как для Эжектора) периодом НЗ!

Существует несколько формул для замедляющего момента на стадии Пропеллера (подробности см. в (Липунов, 1987a), гл."Режим Пропеллера").

1). Формула Илларионова и Сюняева (Илларионов и Сюняев, 1975):

$$\frac{d\,I\omega}{dt} = -\dot{M}\sqrt{GMR_A} \qquad (12)$$

Плазма покидает магнитосферу примерно с кеплеровским моментом. Это уравнение дает для общего уравнения (11) $k_t \approx 1$.

2). Формула Шакуры (Шакура, 1975):

$$\frac{d\,I\omega}{dt} = -\dot{M}\omega R_A^2$$

Это дает для (11) $k_t \approx (\frac{R_A}{R_{co}})^{3/2} > 1$ и $k_t \approx \omega$. Т.о. $\omega \sim \exp\left(-t/t_{sd}\right)$, где t_{sd} не зависит от частоты вращения.

3). Формула Дейвиса и Прингла (Дэйвис и Прингл, 1981):

a). Сверхзвуковой пропеллер.

$$\frac{d\,I\omega}{dt} \approx \left(\frac{R_{co}}{R_A}\right)^{3/2}\frac{\mu^2}{R_m^3}$$

$k_t \ll 1$, но не меньше чем $(R_{co}/R_l)^3$, $k_t \sim \omega^{-1}$ и время замедления определяется начальным периодом.

b). Очень быстрый пропеллер.

$$\frac{d\,I\omega}{dt} \approx \frac{\mu^2}{R_m^3}$$

где R_m–модифицированный альвеновский радиус. Это дает k_t =const и время замедления определяется начальным периодом!

4). Формула Ванга и Робертсона (Ванг и Робертсон, 1985):

$$k_{sd} \approx \frac{2\,\zeta}{\pi\beta}\dot{M}\omega R_m^2$$

ζ и β–некоторые параметры, зависящие от магнитного поля и $\dot{M}$. Это дает:

$$k_t \approx \left(\frac{R_{co}}{R_A}\right)^3$$

Мы видим, что $k_{sd} \sim \omega^{-2}$, $k_t \gg 1$, и время замедления определяется начальным периодом. Последняя формула дает наиболее сильный замедляющий момент.

II). Взаимодействие между магнитным полем НЗ и аккрецируемой плазмой в каждом из перечисленных выше случаев эффективнее взаимодействия между магнитным полем и вакуумом (магнито-дипольные потери). Действительно, из (7) мы имеем соотношение:

$$\beta = \frac{\left(\frac{d\,I\omega}{dt}\right)_E}{\left(\frac{d\,I\omega}{dt}\right)_P} = \frac{2}{3k_t} \cdot \left(\frac{R_A}{R_l}\right)^3. \tag{13}$$

Поскольку $(R_A/R_l)^3$ является очень небольшим параметром, мы можем ожидать, что $\beta < 1$, для большого диапазона значений k_t.

Итак, если **I).** и **II).** верны, то продолжительность стадии Пропеллера меньше или равна продолжительности стадии Эжектора.

Если принять теорему о замедлении, то мы приходим к выводу, что после 10^{7-8} лет ИНЗ в реальной МЗС выходит на режим Аккретора.

У нас есть сильные наблюдательные аргументы в пользу теоремы: рентгеновский пульсар X Персея является чрезвычайно медленно вращающейся НЗ (период 835 секунд) в паре с молодым массивным компаньоном (возраст компаньона $\approx 10^7$лет), и имеет очень малый темп аккреции (около $\approx 10^{13-14}$г/с, такой темп возможен в достаточно плотном МО). Мы не можем объяснить существование подобного рентгеновского пульсара, без привлечения пропеллерного механизма!

1.1.5. Стадия Аккретора.

Формула, описывающая увеличение периода на стадии Аккретора, может быть найдена тремя независимыми способами (Липунов, 1987а):

$$\frac{d\,I\omega}{dt} \equiv -k_t\frac{\mu^2}{R_{co}^3} = -k_t\frac{\mu^2}{G\,M}\omega^2, \qquad \text{где } k_t \approx 1. \tag{14}$$

Условие $R_A = R_{co}$ дает критический период (первая формула в уравнении (4))

$$P_A \approx 4 \cdot 10^2 \cdot \mu_{30}^{6/7} \rho_{-24}^{-3/7} v_6^{9/7} m_x^{-11/7} \,\text{сек}. \qquad (15)$$

После начала аккреционной стадии период быстро растет и мы получаем значение

$$P \approx 10^3 \cdot I_{45}^{-1} \mu_{30}^2 m_x^{-1} t_{Myr} \,\text{сек}, \qquad (16)$$

где $t_{Myr} = t/10^6$ лет. Для стандартного магнитного поля через 10^{8-9} лет период становится порядка нескольких дней или месяцев.

Этот вывод не зависит от существования стационарной аккреции! Единственное необходимое условие: $R_A \le R_{co}$. Отметим, что, если это условие не выполнено, то при некоторых условиях возможна квазипериодическая аккреция за счет накопления и последующего сброса оболочки (подробнее см. Тревс и др., 1993; Попов, 1994).

Как было отмечено Дейвисом и Принглом (Дэйвис и Прингл, 1981) нагрев из-за трения на границе магнитосферы может помешать аккреции. Если же охлаждение велико, то начинается аккреция.

Для охлаждения за счет тормозного излучения критический период начала аккреции записывается в виде:

$$P_{br} \approx 5 \cdot 10^4 \mu_{30}^{16/21} \rho_{-24}^{-5/7} v_6^{15/7} \,\text{сек}. \qquad (17)$$

Но в реальных условиях, особенно в МО, мы имеем $\rho_{-24} \approx 10^{2-4}$. С другой стороны мы также должны учесть циклотронное охлаждение, которое может оказаться эффективнее тормозного (см. Тревс и др., 1993), т.о. в МО ИНЗ должна находиться на стадии аккреции.

1.1.6. Диссипация магнитного поля.

Для нашего обсуждения существенна возможность диссипации магнитного поля НЗ. Но в настоящее время характерное время диссипации точно неизвестно. По причине отсутствия общепринятой теории обратимся к наблюдениям. Существуют достаточно сильные аргументы в пользу большого времени диссипации магнитного поля (см. Липунов, 1987a; Лэмб, 1992) — $t_d \gg 10^6$лет (см., однако, следующий параграф и Коненков и Попов, 1997; Попов и Коненков 1998). Если $t_d < t_E$, t_P или t_A, то мы должны включить этот процесс в наше рассмотрение. Например, если $t_d < t_E$, то мы получаем быстровращающуюся НЗ на стадии Аккретора (см. трек 3 на рис. 1). И наоборот, если $t_d > t_E$, t_P, период аккрецирующей НЗ равен (уравнение (15)):

$$P \approx 10^5 I_{45}^{-1} \mu_{30}^2 m_x^{-1} \left(\frac{t_d}{10^8 \text{лет}} \right) \text{сек.} \tag{18}$$

Такой период может быть замечен с существующим сейчас оборудованием на рентгеновских спутниках (с большим временем накопления $\approx 10^4$с).

1.1.7. Стохастическое ускорение ИНЗ.

Теперь мы рассмотрим случай очень старых ИНЗ и их периоды. Обратимся к ИНЗ в режиме аккреции. Как будет эволюционировать период такого объекта?

Вычислим флуктуации периода НЗ. Предположим, что изменение угловой скорости аккрецирующей звезды происходит под действием случайной силы:

$$\frac{d\omega}{dt} = -\frac{k_t \mu^2}{I R_{co}^3} + \Phi \tag{19}$$

Здесь Φ–флуктуирующий момент, возникающий из-за аккреции из турбулизованной МЗС. Мы можем ввести скалярный потенциал V (см.

Липунов, 1987а):

$$\frac{k_t \mu^2}{I R_{co}^3} = \nabla_\omega V(\omega) \tag{20}$$

Функция распределения по частотам, $f(\omega)$, может быть получена как стационарное решение соответствующего уравнения Фоккера–Планка:

$$f(\omega) = N \cdot \exp\left(-V(\omega)/D\right) \tag{21}$$

здесь D–коэффициент диффузии. В нашем случае мы имеем:

$$V(\omega) = \frac{k_t \mu^2}{3GMI} \mid \omega \mid^3 \tag{22}$$

и

$$D \approx \frac{1}{2}\left(\frac{\dot{M} v_t R_t}{I}\right)^2 \frac{R_G}{v} \tag{23}$$

где v_t и R_t–турбулентная скорость и масштаб турбулентности. Мы полагаем $R_t \approx R_G$, и после некоторых вычислений получаем:

$$D \approx 7.6 \cdot 10^{-18} \rho_{-24}^2 v_6^{-13} v_{t_6}^2 I_{45}^{-2} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^7 \text{ сек}^{-3} \tag{24}$$

Принимая $V(\omega) \approx D$, мы получаем оценку возможного периода ИНЗ при стохастическом ускорении:

$$P = 2\pi \left(\frac{k_t \mu^2}{3GMID}\right)^{1/3} \approx$$

$$\approx 5 \cdot 10^2 k_t^{1/3} \mu_{30}^{2/3} I_{45}^{1/3} \rho_{-24}^{-2/3} v_6^{13/3} v_{t_6}^{-2/3} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-8/3} \text{ сек.} \tag{25}$$

В принципе эта оценка показывает, что реальный период ИНЗ может быть порядка от часов до нескольких дней. Но из-за сильной зависимости от скорости, v, и турбулентной скорости, v_t, на масштабе порядка R_G мы не можем дать более точные цифры. Мы только иллюстрируем, что старые ИНЗ могут ускоряться стохастическим моментом из турбулизованной МЗС. В этом случае мы с равной вероятностью можем видеть и ускоряющиеся и замедляющиеся ИНЗ!

Характерные времена ускорения и замедления можно оценить с помощью выражения:

$$t_{su} \approx t_{sd} \approx \frac{I\omega}{\dot{M} v_t R_G} = \frac{I v_\infty^5}{(2GM)^3 \rho_\infty v_t p} \approx$$

$$\approx 20\,\text{лет}\, I_{45} v_6^5 \rho_{-24}^{-1} \left(\frac{p}{10^5\,\text{с}}\right)^{-1} \left(\frac{v_t}{10^6\,\text{см/с}}\right)^{-1} \tag{26}$$

Турбулентная скорость v_t мала по-сравнению со скоростью звука (по-крайней мере не превышает ее), т.к. в противоположном случае энергия турбулентности будет диссипировать в тепло в результате возникновения ударных волн. Наблюдения дают для турбулентности в МЗС степенной спектр:

$$v_t \sim l^\alpha, \tag{27}$$

(здесь l размер турбулентного вихря с турбулентной скоростью v_t), но точное значение константы α неизвестно. Очень часто используют колмогоровский спектр турбулентности:

$$v_t \sim l^{1/3}. \tag{28}$$

Некоторые наблюдения межзвездной турбулентности показывают хорошее согласие с колмогоровской моделью (Фальгароне и Филипс, 1990). Но существуют и другие оценки коэффициента α. Кануто и Баттаглиа (1985) приводят для α значения $0.47 < \alpha < 0.7$ и выдвигают утверждение о неприменимости модели Колмогорова к МО. Рузмайкин и др. (1988) дают $\alpha \approx 0.25$ для межоблачной среды. Ларсон

(1981) находит $\alpha = 0.37$ на масштабах $1\,\text{пк} < l < 1000\,\text{пк}$ для межоблачной среды и $\alpha = 0.38$ на масштабах $0.1\,\text{пк} < l < 100\,\text{пк}$ для МО. Эти значения достаточно близки к колмогоровскому $\alpha = 0.33$.

В наших оценках мы будем использовать колмогоровский спектр турбулентности, т.е.:

$$v_t^3 = \epsilon l, \tag{29}$$

где ϵ–константа, характеризующая перенос энергии вдоль спектра. Если мы хотим вычислить v_t на R_G, то необходимо знать v_t на некотором характеристическом масштабе. Турбулентность наблюдается на масштабах $10^8 < l < 4 \cdot 10^{20}\,\text{см}$ и для $l = (50 - 150)\,\text{пк}$ v_t порядка $10^6\,$см/с (Рузмайкин и др., 1988). Мы также использовали значение $v_t = 10^5 (\frac{l}{10^{18}\text{см}})^{1/3}$ (Каплан и Пикельнер, 1979). Итак, для $R_G = 4{\cdot}10^{14}\,$см мы имеем: $v_t \approx 10^4 - 10^5\,$см/с. В этом случае t_{su} и t_{sd} порядка 200-2000 лет. В плотных облаках ($\rho_{-24} \approx 100$) $v_t \approx 3 \cdot 10^3 - 10^4\,\text{см}/c$ (Кануто и Баттаглиа, 1985) и $t_{su} \approx t_{sd} \approx 20 - 60\,$лет и ИНЗ в принципе могут быть наблюдаемы.

1.2. RX J0720.4-3125 как возможный пример затухания магнитного поля нейтронных звезд

В этом параграфе рассматривается возможная эволюция периода вращения и магнитного поля рентгеновского источника RX J0720.4-3125 предполагая, что этот источник является старой изолированной нейтронной звездой, аккрецирующей межзвездную среду. Магнитное поле источника по нашим оценкам находиться в интервале $10^6 - 10^9$ Гс, и без гипотезы о распаде поля трудно объяснить наблюдаемый период вращения 8.38 с. Для расчетов мы использовали модель омической диссипации поля в коре нейтронной звезды. Получены оценки темпа аккреции ($10^{-14} - 10^{-16} M_{\odot}$/год), скорости движения источника через межзвездную среду ($10 - 50$ км/с), возраста нейтронной звезды ($2 \cdot 10^9 - 10^{10}$ лет). Основные результаты опубликованы в работах (Коненков и Попов, 1997; Попов и Коненков, 1998).

1.2.1. Введение

В середине 1996 г. Хаберл и др. сообщили об обнаружении на спутнике *ROSAT* в мягком рентгеновском диапазоне пульсирующего источника RX J0720.4-3125. Для оценок мы будем использовать две наблюдательные характеристики этого источника (Хаберл и др., 1996, 1997): период пульсаций рентгеновского излучения $p = 8.38$ с и чернотельную температуру $T = (79 \pm 4)$ эВ.

Исходя из гипотезы о том, что этот источник является ИНЗ, аккрецирующей вещество из МЗС (мы не рассматриваем альтернативные гипотезы, правильно это или нет, покажут дальнейшие наблюдения), мы сделаем оценки темпа аккреции и магнитного поля. Мы покажем, что ИНЗ не могла замедлиться до наблюдаемого периода за время жизни Вселенной, если предположить, что она родилась с современным значением магнитного поля. Таким образом, мы придем к выводу, что магнитное поле этой нейтронной звезды (НЗ), по-видимому, распадалось со временем. Далее, используя модель омической диссипации поля, мы рассчитаем магнитовращательную эволюцию НЗ.

Параграф организован следующим образом: во второй части мы приводим справочные сведения об эволюции периода нейтронных звезд и о модели омической диссипации магнитного поля; в третьей части мы сделаем аналитические оценки параметров нейтронной звезды; в четвертой части представим эволюционные треки ИНЗ; в пятой части мы изложим выводы.

1.2.2. Эволюция периода вращения и магнитного поля нейтронной звезды

Основные данные об эволюции периода были даны в параграфе 1.1. Здесь мы еще раз затронем стадию аккретора.

На стадии аккретора на НЗ действуют два момента сил:

$$\frac{d(2\pi I/p)}{dt} = K_{sd} + K_{turb}, \tag{30}$$

$$K_{sd} = -k_t \frac{\mu^2}{R_{co}^3}.$$

Здесь K_{sd} – тормозящий момент сил, а K_{turb} – момент сил, возникающий из-за того, что МЗС может быть сильно турбулизованна. K_{turb} действует случайно, и может как ускорять, так и замедлять НЗ (см. Липунов и Попов, 1995a, 1996).

Изменение периода аккрецирующей ИНЗ связано со взаимодействием с турбулизованной МЗС. Это привносит свою специфику в задачу об эволюции периода. Если принять гипотезу об ускорении нейтронной звезды в турбулизованной межзвездной среде (Липунов и Попов, 1995a, 1996), то возникает новый характерный период:

$$P_{eq} = 960 k_t^{1/3} \mu_{30}^{2/3} I_{45}^{1/3} \rho_{-24}^{-2/3} v_{\infty_6}^{13/3} v_{t_6}^{-2/3} M_{1.4}^{-8/3}\ \text{с} = \tag{31}$$

$$= 3450 k_t^{1/3} \mu_{30}^{2/3} I_{45}^{1/3} \dot{M}_{-15}^{-2/3} v_{\infty_6}^{7/3} v_{t_6}^{-2/3} M_{1.4}^{-4/3} \text{ с},$$

где μ_{30} – магнитный дипольный момент НЗ в единицах 10^{30}Гс $\cdot$ см^2, I_{45} – момент инерции НЗ в единицах 10^{45}г $\cdot$ см^2, ρ_{-24} – плотность МЗС в единицах 10^{-24}г/см^3, v_{∞_6} – скорость НЗ относительно МЗС в единицах 10^6см/с, $M_{1.4}$ – масса НЗ в единицах $1.4 M_\odot$, $\dot{M}_{-15}$ – темп аккреции в единицах $10^{-15} M_\odot$/год, v_{t_6} – турбулентная скорость в единицах 10^6см/с . Период P_{eq} соответствует среднеквадратичной частоте вращения НЗ, получаемой из решения соответствующего уравнения Фоккера-Планка. Реально период ИНЗ флуктуирует вблизи этого значения. Здесь сделана более точная оценка периода, чем выше и в работе (Липунов и Попов, 1995а; см. параграф 1.1) (большую помощь в расчетах оказал М.Е. Прохоров). Это значение было получено в результате численного моделирования. Учтено, что турбулентность трехмерна. В этом случае диффузия происходит в трехмерном пространстве угловых скоростей.

Распад магнитного поля в коре нейтронной звезды исследовался многими авторами (см., например, Урпин и Муслимов, 1992). Такой распад описывается уравнением индукции:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{c^2}{4\pi} \nabla \times \left(\frac{1}{\sigma} \nabla \times \mathbf{B} \right) + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) , \qquad (32)$$

где σ – проводимость, $\mathbf{v}$ — скорость движения коры, $\mathbf{v} = 0$ на стадиях эжектора и пропеллера. На стадии аккретора $\mathbf{v} = (-v_r, 0, 0)$,

$$v_r = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 \rho(z)},$$

где r – расстояние до центра НЗ, $\rho(z)$ – плотность вещества на глубине $z = R - r$. Уравнение (32) сильно упрощается в случае дипольного поля и сводится к одномерному параболическому уравнению для вектор-потенциала. Граничные условия ставятся так же, как и в работе (Урпин и Муслимов, 1992).

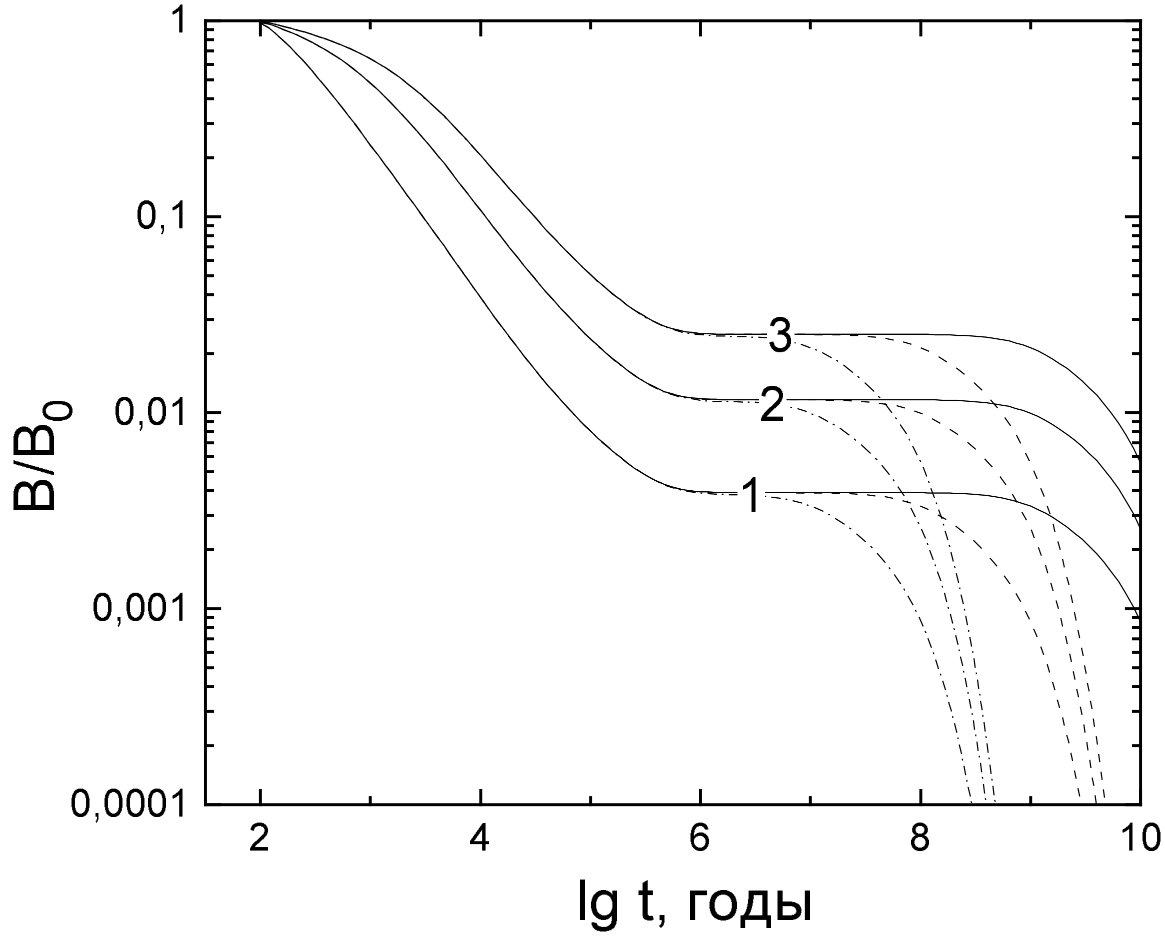

Рис. 2. Изменение поверхностного магнитного поля изолированной нейтронной звезды со временем при стандартном остывании. Кривые 1, 2, 3 соответствуют начальным глубинам залегания 10^{11}, 10^{12}, 10^{13} г/см^3. Сплошные кривые соответствуют $Q = 0.001$, штриховые кривые — $Q = 0.01$, штрих-пунктирные кривые — $Q = 0.1$.

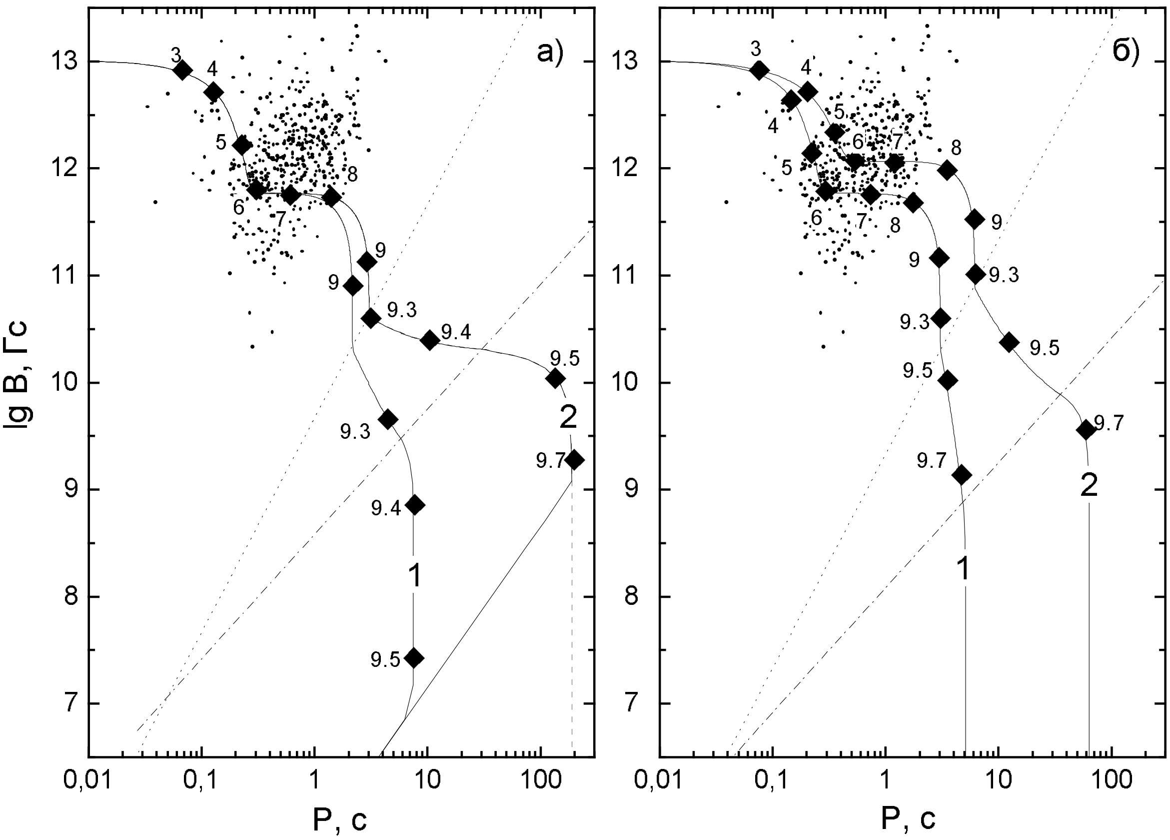

Рис. 3. Эволюционные треки НЗ для $\dot{M} = 10^{-15} M_{\odot}$/год (рис. 3а) и для $\dot{M} = 10^{-16} M_{\odot}$/год (рис. 3б). Параметры модели для каждого трека описаны в тексте. Точечные линии – $p = P_E$, штрих-пунктирные линии – $p = P_A$. Для второго трека на рис. 3а штриховой линией показана эволюция НЗ без учета ускорения в турбулизованной МЗС. Числа около отметок на треках обозначают логарифм возраста НЗ, выраженного в годах. Точками показаны наблюдаемые радиопульсары.

Проводимость σ определяется в основном рассеянием электронов на фононах и примесях:

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{1}{\sigma_{ph}} + \frac{1}{\sigma_{imp}}.$$

Фононная проводимость σ_{ph}, зависящая от плотности и температуры, доминирует при высоких температурах и не очень больших плотностях. При более низких температурах и более высоких плотностях доминирует примесная проводимость σ_{imp}. Примесная проводимость не зависит от температуры, но зависит от концентрации и заряда примесей, которые характеризуются параметром Q:

$$Q = \frac{1}{n} \sum_{n'} n'(Z - Z')^2,$$

где n и Z — концентрация и заряд основного сорта ионов, n' и Z' — концентрация и заряд примеси, суммирование ведется по всем сортам примесей. Аналитическая формула для примесной проводимости была получена Яковлевым и Урпиным (1980), фононную проводимость мы взяли из работы (Ито и др., 1993). Начальное поле считается локализованным в поверхностном слое некоторой толщины. Плотность вещества ρ_0 на внутренней границе этого слоя является параметром задачи. Величина Q считается независящей от глубины.

Основные результаты расчета распада дипольного магнитного поля ИНЗ таковы. Диссипация магнитного поля оказывается тесным образом связаной с тепловой эволюцией НЗ. Для *стандартного* остывания, при котором нейтринная светимость молодой НЗ определяется в основном модифицированными урка-процессами (Петик, 1992), за первый миллион лет поле распадается в 2-1000 раз в зависимости от начальной глубины залегания и уравнения состояния в ядре звезды (Урпин и Коненков, 1997). По мере остывания НЗ проводимость увеличивается, и распад поля замедляется. Скорость распада на поздней стадии зависит от σ_{imp} и, следовательно, от Q. Например, при $Q = 0.01$

поле практически не уменьшается за последующие 10^8 лет. Однако как только магнитное поле продиффундирует через всю кору и достигнет сверхпроводящего ядра (за $2 \cdot 10^9$ лет при $Q = 0.01$), распад становится экспоненциальным.

На рисунке 2 показано уменьшение поверхностного магнитного поля нейтронной звезды со временем для различных параметров ρ_0 и Q. Для расчета использовалась модель нейтронной звезды с умеренно жестким уравнением состояния Фридмана–Пандхарипанде (1981) в ядре звезды, массой $M = 1.4\,M_\odot$, радиусом $R = 10.6$ км и толщиной коры $\Delta R =$ 940 м (Ван Райпер, 1991). Видно, что на начальной стадии ($t < 10^6$ лет) распад определяется начальной глубиной залегания, а в дальнейшем скорость распада зависит от количества примесей.

Аккреция оказывает влияние на эволюцию поля. Во-первых, она нагревает кору нейтронной звезды (Ждуник и др., 1992), уменьшая тем самым проводимость. Во-вторых, возникает поток вещества, направленный к центру звезды, который стремится перенести поле в более глубокие слои. Как показывают расчеты (Урпин, Гепперт, Коненков, 1996), аккреция с темпом $\dot{M} < 10^{-14} M_\odot$/год незначительно ускоряет распад поля.

1.2.3. Аналитические оценки параметров RX J0720.4-3125

Исходя из гипотезы об аккрецирующей нейтронной звезде и используя наблюдаемые период $p = 8.38$ с и температуру $T = (79 \pm 4)$ эВ (Хаберл и др., 1996), мы можем получить ограничения на магнитное поле, темп аккреции и светимость.

1. Если мы действительно наблюдаем аккретор, то $p > P_A(B, \dot{M})$, где P_A дается формулой (4). Отсюда имеем первое ограничение на B и $\dot{M}$:

$$B < 4.6 \cdot 10^9 M_{1.4}^{5/6} R_6^{-3} \dot{M}_{-15}^{1/2}\,\text{Гс}. \tag{33}$$

2. Если мы видим пульсирующее излучение, то это значит, что аккрецируемое вещество каналируется магнитным полем на полярные шапки. Используя известное соотношение $R_{\rm cap} = \sqrt{(R/R_A)}\cdot R$, связывающее радиус полярной шапки $R_{\rm cap}$, альвеновский радиус R_A и радиус НЗ, оцениваем $R_{\rm cap}$:

$$R_{\rm cap} = 0.53 \cdot B_9^{-2/7} \dot{M}_{-15}^{1/7} R_6^{9/14} M_{1.4}^{1/14}\,\text{км},$$

где $B_9 = B/10^9$ Гс. Из условия $R_{\rm cap} < R$ (или $R_A > R$) получаем еще одно ограничение:

$$B > 3.4 \cdot 10^4 M_{1.4}^{1/4} R_6^{-5/4} \dot{M}_{-15}^{1/2}\,\text{Гс}. \qquad (34)$$

3. Наконец, нам известна температура шапок. Из условия

$$2\pi R_{\rm cap}^2 \sigma T^4 = \frac{GM\dot{M}}{R}$$

получаем дополнительную связь между B и $\dot{M}$:

$$B = 2.5 \cdot 10^7 \left(T/79\ \text{эВ}\right)^7 R_6^4 M_{1.4}^{-3/2} \dot{M}_{-15}^{-5/4}\,\text{Гс}. \qquad (35)$$

Комбинация неравенств (8) и (9) и условия (10), определяет разрешенный диапазон значений B и $\dot{M}$:

$$2 \cdot 10^5 < B[\text{Гс}] < 10^9,$$
$$6 \cdot 10^{-17} < \dot{M}[M_\odot/\text{год}] < 4 \cdot 10^{-14}. \qquad (36)$$

Этому интервалу возможных $\dot{M}$ соответствует интервал возможных светимостей L:

$$7 \cdot 10^{29} < L[\text{эрг/сек}] < 5 \cdot 10^{32}.$$

Оценим время замедления до $p = 8.38$ с, предположив, что НЗ родилась как радиопульсар с $p_0 \ll P_E$. Время замедления до $p = P_E$ при постоянном магнитном поле определяется из (3) и (1) как:

$$t_E = \frac{3c^3 I}{16\pi^2 R^6 B^2} P_E^2 =$$

$$= 4 \cdot 10^{12} \dot{M}_{-15}^{-1/2} I_{45} v_{\infty_6}^{-1/2} R_6^{-3} B_9^{-1} \text{ лет.}$$

При $B < 10^{10}$Гс, $\dot{M} < 10^{-13} M_{\odot}$/год время замедления превышает возраст Вселенной. Для замедления на стадии пропеллера требуется дополнительное время. Таким образом, мы приходим к выводу, что при полученных из оценок значениях магнитного поля, темпа аккреции и скорости движения относительно МЗС нейтронная звезда не могла замедлиться до $p = 8.38$с. Следовательно, данная ИНЗ имела в прошлом бо́льшее магнитное поле, распавшееся во время эволюции.

Попытаемся оценить характерное время ускорения и замедления такой нейтронной звезды:

$$t_{su} = t_{sd} = \frac{I\omega}{\dot{M} v_t R_G} =$$

$$= 20\text{лет} \cdot I_{45} v_{\infty_6}^5 \rho_{-24}^{-1} \left(\frac{p}{10^5\text{сек}}\right)^{-1} \left(\frac{v_t}{10^6\text{см/сек}}\right)^{-1}$$

где t_{su}, t_{sd} - характерные времена изменения периода.

При p=10 сек $t_{su} = 2 \cdot 10^5$ лет. Уменьшение v_t еще увеличивает это время. Т.о., $\dot{p} \approx p/t_{su} <\approx \frac{8.38}{2 \cdot 10^5 \cdot 3 \cdot 10^7} \approx 10^{-12}$сек/сек.

Если принять гипотезу об ускорении нейтронной звезды из турбулизованной межзвездной среды, то мы приходим к формуле, накладывающей ограничение на магнитное поле:

$$P_{eq} = 2355 k_t^{1/3} \mu_{30}^{2/3} I_{45}^{1/3} \rho_{-24}^{-2/3} v_{\infty_6}^{13/3} v_{t_6}^{-2/3} \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{-8/3} \text{ сек.} \qquad (37)$$

Здесь I_{45} – момент инерции в единицах $10^{45}\text{г} \cdot \text{см}^2$, v_{t_6} – турбулентная скорость в единицах 10^6см/с.

Отсюда:

$$\mu_{30} = \left(\frac{8.38}{2355}\right)^{3/2} k_t^{-1/2} I_{45}^{-1/2} \rho_{-24} v_{\infty_6}^{-13/2} v_{t_6} \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^4.$$

Таким образом, получаем еще одну оценку: $B \approx 2.1 \cdot 10^8$ Гс.

1.2.4. Эволюционные треки НЗ на $B-P$ диаграмме

Эволюция периода вращения с учетом распада магнитного поля на стадиях эжектора и пропеллера рассчитывалась по формулам (3) и (4). На стадии аккретора, поскольку описание ускорения в турбулизованной МЗС не является простой задачей, для описания эволюции периода применялась следующая упрощенная модель. Когда НЗ попадает на стадию аккретора, то замедляющий момент существенно превосходит момент ускоряющий, т.к. ускорение происходит в турбулизованной МЗС, и нет постоянного ускоряющего момента, как в двойной системе. Однако, можно получить аналог равновесного периода (раздел 1.2.2), который соответствует стационарному решению уравнения Фоккера-Планка (см. Липунов, 1987а; Липунов и Попов, 1995а, 1996). Поэтому эволюция периода на данной стадии рассматривалась как стационарное замедление от P_A до P_{eq}, а затем период полагался равным P_{eq}, который, в свою очередь, изменялся за счет распада магнитного поля.

Мы рассчитали магнитовращательную эволюцию НЗ с массой $M = 1.4M_{\odot}$ для темпов аккреции $10^{-15}M_{\odot}$/год и $10^{-16}M_{\odot}$/год и при движении через МЗС с плотностью $\rho = 10^{-24}$г/см^3. Таким темпам аккреции при данной плотности МЗС соответствуют скорости движения ≈ 20 и ≈ 40 км/с. Мы полагали, что нейтронная звезда родилась как обычный радиопульсар, с коротким периодом ($p_0 = 0.01$с) и "стандартным" начальным магнитным полем $B_0 = 10^{13}$ Гс. Модель омического распада магнитного поля позволяет получить как высокую, так и низкую скорость диссипации. Однако в данном случае мы должны подобрать параметры таким образом, чтобы получить аккрецирующую ИНЗ с периодом 8.38 и с полем $2 \cdot 10^7$ Гс при темпе аккреции $\dot{M} = 10^{-15}M_{\odot}$/год или с полем $4 \cdot 10^8$ Гс при темпе аккреции $\dot{M} = 10^{-16}M_{\odot}$/год (см. формулу (10)). Поэтому, поле должно распадаться не слишком быстро, чтобы НЗ успела замедлиться до $p = 8.38$с. Кроме того, на начальной стадии эволюции желательно получить согласие с величинами магнитных полей и периодов наблюдаемых радиопульсаров. Из этих соображений можно получить оценки параметров ρ_0 и Q и нижнего предела возраста ИНЗ.

На рисунке 3 мы показываем эволюционные треки НЗ для темпов аккреции $10^{-15} M_\odot$/год (рис. 3а) и для $10^{-16} M_\odot$/год (рис. 3б).

Треки под номером 1 на обеих частях рис. 3 иллюстрируют эволюцию с максимально возможной скоростью диссипации магнитного поля со временем. Для темпа аккреции $10^{-15} M_\odot$/год параметры модели таковы: $\rho_0 = 3 \cdot 10^{13}$г/см^3, $Q = 0.02$, $v_t = 10^6$см/с. Нейтронная звезда рождается в точке (p_0, B_0) в левом верхнем углу $B - P$ диаграммы. За первые 10^6 лет поле распадается примерно в 20 раз, а нейтронная звезда замедляется до $p \approx 0.3$ с. В этот момент НЗ представляет собой типичный радиопульсар. В дальнейшем из-за остывания распад поля замедляется. За следующие $8 \cdot 10^7$ лет поле распадается до $4.5 \cdot 10^{11}$ Гс, период увеличивается до 1.4 с и пульсар гаснет. Однако стадия эжектора длится еще $1.2 \cdot 10^9$ лет. За это время поле уменьшается до $2.5 \cdot 10^{10}$ Гс, а период увеличивается до 2.1 с, и НЗ переходит на стадию пропеллера (см. формулу (1)), которая длится около 10^9 лет. На ней происходит дальнейшее замедление НЗ согласно (4) до $p = 5.7$ с, а поле распадается до $3 \cdot 10^9$ Гс. Звезда переходит на стадию аккретора и становится источником периодического рентгеновского излучения. Распад поля незначительно ускоряется из-за нагрева коры (Урпин, Гепперт, Коненков, 1996). Поле распадается до $2 \cdot 10^7$ Гс за $4 \cdot 10^9$ лет. Период не увеличивается, так как поле достаточно мало. Как только P_{eq} становится равным текущему периоду, НЗ начинает ускоряться турбулизованной МЗС. При этом период флуктуирует вокруг P_{eq}. Здесь мы не оцениваем амплутуду этих флуктуаций.

Треки под номером 2 иллюстрируют эволюцию с более медленным распадом поля. Такой распад можно получить, если, например, рассмотреть кору с более низким содержанием примесей. Для $\dot{M} = 10^{-15} M_\odot$/год мы положили $Q = 0.01$, значения остальных параметров остались теми же, что и для первого трека на рис. 3а. Треки 1 и 2 совпадают на начальной стадии эволюции, когда скорость диссипации не зависит от концентрации примесей. Однако через 10^7 лет треки расходятся. В результате на стадии эжектора звезда проводит $2 \cdot 10^9$ лет, переходя на стадию пропеллера при $p = 3$ с и $B = 4 \cdot 10^{10}$ Гс. Замедление на стадии пропеллера происходит гораздо быстрее, чем в первом случае, по трем причинам: более длинный период, бо́льшее значение магнитного поля во время перехода со стадии эжектора на стадию пропеллера, и более медленная скорость распада поля из-за низкого значения параметра Q. На стадии аккретора НЗ замедляется до 190 с за $2 \cdot 10^9$ лет, и, когда поле распадается до $4 \cdot 10^8$ Гс, может начать сказываться эффект ускорения в турбулизованной МЗС. Трек при отсутствии такого ускорения ($v_t = 0$) показан штриховой линией. При этом конечный период оказывается порядка 200 с. Турбулентное ускорение может уменьшить этот период. Однако для самосогласованного расчета эволюции периода нейтронной звезды на стадии аккретора с учетом распада магнитного поля необходимо решать уравнение Фоккера-Планка для функции распределения в пространстве угловых скоростей, что выходит за рамки данной работы.

Для $\dot{M} = 10^{-16} M_\odot$/год для первого трека были выбраны такие параметры: $\rho_0 = 3 \cdot 10^{13}$г/см^3, $Q = 0.01$, $v_t = 10^6$ см/с. Переход на стадию пропеллера происходит через $2.7 \cdot 10^9$ лет при периоде 3.1 с и магнитном поле $2 \cdot 10^{10}$ Гс. На стадию аккретора НЗ переходит с периодом 4.9 с и магнитным полем $7 \cdot 10^8$ Гс. Замедления на стадии аккретора не происходит, так как магнитное поле мало. Время распада поля до $4 \cdot 10^8$ Гс составляет $6 \cdot 10^9$ лет. При этом $p = 5$ с. Второй трек на рис. 3б был рассчитан для бóльшей начальной глубины залегания токов, соответствующей $\rho_0 = 6 \cdot 10^{13}$г/см^3. Поэтому магнитное поле на начальной стадии распадается медленнее, стадия эжектора длится $2.1 \cdot 10^9$ лет, стадия пропеллера — $1.9 \cdot 10^9$ лет. При поле $4 \cdot 10^8$ Гс период равен 63 с.

1.2.5. Основные выводы

Наблюдаемые период и температуру рентгеновского источника RX J0720.4-3125 можно объяснить в рамках гипотезы об аккреции МЗС на старую ИНЗ. Мы показали, что магнитное поле НЗ в этом случае малó ($B < 10^9$ Гс). При таком магнитном поле время замедления до $p = 8.38$ с превышает возраст Вселенной. Мы предположили, что НЗ родилась с более высоким значением магнитного поля, и поле сильно уменьшилось за время эволюции. Используя модель омической диссипации магнитного поля в коре НЗ, мы рассчитали возможную эволюцию НЗ на $B - P$ диаграмме. Наблюдаемое значение периода вращения может быть получено при $Q \sim 0.01 - 0.05$. Однако эволюция периода зависит от скорости диссипации поля, а, следовательно, и от параметров модели распада. Так, изменение примесного параметра Q в два раза привело к изменению периода на стадии аккретора более чем на порядок (рис. 3a, треки 1 и 2). Поэтому наблюдения периодов вращения старых изолированных НЗ могут стать важным тестом для моделей эволюции магнитного поля нейтронных звезд.

Распад магнитного поля может повлиять на оценку общего количества наблюдаемых аккрецирующих ИНЗ. В частности, поскольку для образования периодического рентгеновского источника на стадии пропеллера необходимо достаточно сильное магнитное поле (Попов, 1994), то его затухание может уменьшить количество подобных источников. Отсутствие же пульсаций у других кандидатов в ИНЗ может говорить о том, что их поле уже распалось настолько, что не может каналировать движение плазмы на полюса ИНЗ (см. также Попов, 1997).

1.3. Определение “коэффициентов диффузии” и скорости звездного ветра для рентгеновских пульсаров.

Этот параграф посвящен рассмотрению двойных систем с нейтронными звездами – рентгеновским пульсарам (см. Нельсон и др., 1997 и Билдстен и др., 1997). Основные результаты параграфа были опубликованы в работах (Липунов и Попов, 1995b, 1996). Частично популярное изложение содержиться в (Попов, 1995b).

1.3.1. Флуктуации периодов аккрецирующих нейтронных звезд

Наиболее точно измеримой характеристикой для аккрецирующих нейтронных звезд является период их вращения. Таким образом, можно попытаться по известному периоду определять другие важные параметры. Для этого нужно связать их с периодом.

Изменение периодов рентгеновских пульсаров подвержено флуктуациям. Эти флуктуации обсуждались во многих работах (см., например, де Куул и Анзер, 1993; Хошино и Такешима, 1993). Де Куул и Анзер в своей работе определили тип и основные параметры шума, а также характерные временные масштабы для ряда двойных систем. Используя эти результаты, мы оценили “коэффициенты диффузии” (см. параграфы 1.1 и 1.2) и скорости звездного ветра (для систем с аккрецией из звездного ветра).

В процессе аккреции угловой момент плазмы передается НЗ. Но процесс переноса момента нестационарен. Переносимый угловой момент флуктуирует, и таким образом мы наблюдаем флуктуации периода.

Процессы с флуктуациями хорошо известны (см., например, Хакен, 1978). Некоторые приложения этих процессов в астрофизике обсуждались в работах (Липунов, 1987a,b; Хошино и Такешима, 1993). В своей работе Хошино и Такешима, используя простую модель МГД турбулентности, попытались объяснить апериодические изменения рентге-

Таблица 1.

	p, с	p_{orb}, с	L, эрг/с	$\mu/10^{30}$, Гс $\cdot$ см^3	$t_{su\,observ}$, лет	$t_{su\,min}$, лет
Vela X–1	283	$7.7 \cdot 10^5$	$1.5 \cdot 10^{36}$	3	3000	3000
GX 301–2	696	$3.6 \cdot 10^6$	10^{37}	120	> 100	100
Her X–1	1.24	$1.5 \cdot 10^5$	10^{37}	0.6	$3 \cdot 10^5$	8000
Cen X–3	4.84	$1.8 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^{37}$	5.7	3400	600

новской светимости аккрецирующих пульсаров. Флуктуации светимости объясняются как результат флуктуаций плотности плазмы в турбулентном потоке. Авторы использовали двумерную модель в случае дисковой аккреции и трехмерную – в случае аккреции звездного ветра. Детальное рассмотрение этого вопроса представляется чрезвычайно сложным и с теоретической, и с наблюдательной точек зрения (см. подробнее работу Хошино и Такешима, 1993).

Существуют различные методы описания подобных процессов. Здесь мы используем дифференциальное уравнение для функции распределения. Для изменения частоты мы можем записать уравнение Ланжевена, описывающее процессы с флуктуациями:

$$\frac{d\omega}{dt} = F(\omega) + \Phi(t) \tag{38}$$

Здесь $F(\omega)$ – постоянный угловой момент. Для $F(\omega)$ в наиболее общей форме можно записать (Липунов, 1982):

$$F(\omega) \cdot I = \begin{cases} \dot{M}\eta_k \Omega R_G^2 - k_t \frac{\mu^2}{R_{co}^3}, & \text{аккреция ветра} \\ \dot{M}\sqrt{GMR_d} - k_t \frac{\mu^2}{R_{co}^3}, & \text{дисковая аккреция,} \end{cases}$$

где R_d– радиус диска, k_t и η_k – безразмерные параметры ($k_t \approx 1$, $\eta_k \approx 1$), I– момент инерции НЗ, M– масса НЗ, Ω– орбитальная частота системы, R_G– радиус гравитационного захвата ($R_G = \frac{2GM}{v^2+v_{orb}^2}$, здесь мы учли орбитальную скорость) и R_{co}– радиус коротации, $R_{co} = \left(\frac{GM}{\omega^2}\right)^{1/3}$.

Мы считаем, что "сила" консервативна, и в этом случае можно записать $F(\omega)$ в виде: $F(\omega) = -\nabla_\omega V$, где V – скалярный потенциал. Φ – флуктуирующий момент, т.е. $< \Phi(t) >= 0$ (Липунов, 1987a).

Распределение частоты, ω , описывается функцией $f(\omega)$. Эта функция удовлетворяет уравнению Фоккера-Планка (Хакен, 1978):

$$\frac{df}{dt} = \frac{df\ F(\omega)}{d\omega} + D\frac{d^2 f}{d\omega^2}, \tag{39}$$

где D – "коэффициент диффузии", который определяется корреляциями стохастической силы Φ :

$$< \Phi(t)\Phi(t') >= 2D\delta(t - t') \tag{40}$$

Стационарное решение уравнения (38) такого:

$$f(\omega) = N \exp\left(-V(\omega)/D\right) \tag{41}$$

где N определяется из условия нормировки:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(\omega)\, d\omega = 1 \tag{42}$$

Используя выражение для $V(\omega)$ из работы (Липунов, 1987a), мы можем записать D в виде:

$$D = \frac{k_t \mu^2}{3GMI} \cdot \frac{\omega^3}{\gamma} \tag{43}$$

где k_t– постоянный параметр ($k_t \approx 1$) , I– момент инерции НЗ и γ оценивается как $\gamma \approx \frac{t_{su}}{\Delta t}$, где t_{su}– характерное время ускорения и Δt – характеристическое время изменения периода (см. детали в работах Липунов, 1987a,b).

Используя уравнение для $V(\omega)$ из (Липунов, 1987a) мы можем определить значение "коэффициентов диффузии", D. С помощью этих зна-

Таблица 2.

	A	L_{max}
Vela X–1	-9.1	$10^{36.8}$
GX 301–2	-8.5	10^{37}

чений D в пункте 1.3.3 мы сделаем оценки скоростей звездного ветра для систем Vela X–1 и GX 301–2.

1.3.2. Вычисление параметров систем по флуктуациям периодов

В начале мы оценим D, используя уравнение (42). В этом уравнении все переменные кроме Δt в принципе известны. Их значения, взятые из (Липунов, 1987a), приведены в таблице 1.

В работе (Нагазе, 1992) приведены результаты наблюдений на спутнике $GINGA$ циклотронных линий рентгеновских пульсаров. Для Vela X-1 и Her X-1 мы использовали значения магнитного момента, μ, которые соответствуют наблюдаемым значениям магнитного поля , B, при радиусах 10 км и 6 км соответственно. Значение поля для НЗ в системе Vela X-1, $B = 2.3\cdot 10^{12}$ Гс, хорошо соответствует предположению об отсутствии устойчивого аккреционного диска в этой системе.

Характерное время Δt для систем с аккрецией из звездного ветра может быть оценено по формуле:

$$\Delta t \approx 1.7 \cdot 10^4 \alpha^{-2} 10^{2(A+8.5)} L_{37}^{-\frac{12}{7}} \mu_{30}^{-\frac{4}{7}} \text{сек}, \qquad (44)$$

где α – доля удельного углового момента кеплеровской орбиты на радиусе магнитосферы, A– уровень шума (см. таблицу 2) (де Куул и Анзер, 1993).

В уравнении (42) для t_{su} следует использовать минимальные значения. Эти времена были вычислены для “чистого” ускорения из работы Липунов (1987a), $t_{su\,min}$ приведены в таблице 1.

Мы использовали значения $k_t = 1/3, M = 1.5\,M_\odot, I = 10^{45}\,\text{г}\cdot\text{см}^2$. Из (43) можно получить значения Δt для Vela X–1 и GX 301–2. Для Her X–1 и Cen X–3, Δt определяется из рисунка в работе (де Куул и Анзер, 1993) (см. таблицу 3). Таким образом мы можем записать уравнение для D в виде:

$$D = 5.55\cdot 10^{-19}\mu_{30}^2\omega^3\gamma_6^{-1}I_{45}^{-1}\left(\frac{M}{1.5M_\odot}\right)^{-1}\ \text{с}^{-3}\,. \tag{45}$$

Значения D для четырех систем показаны в таблице 3.

Из теории диффузии (Хакен, 1978) мы можем записать:

$$D = \omega_{char}\dot{\omega}\,, \tag{46}$$

где ω_{char} – характеристическая длина в пространстве частот.

Для характеристического времени в этом пространстве мы можем записать:

$$t_{char} = \omega_{char}/\dot{\omega} = \frac{Dp^4}{4\pi^2\dot{p}^2} \tag{47}$$

Мы можем дать физическую интерпретацию для t_{char} для пульсаров, аккрецирующих вещество из звездного ветра как характеристическое время переноса момента:

$$\frac{R_G}{v_{sw}} = 400\left(\frac{M}{1.5M_\odot}\right)\left(\frac{v_{sw}}{10^8\text{см/с}}\right)^{-3}\qquad\text{сек} \tag{48}$$

Для $v_{sw} = 1178\,\text{км/с}$ мы получили оценку $\frac{R_G}{v_{sw}} = 245\,\text{сек}$ и для $v_{sw} = 1281\,\text{км/с}$ – $\frac{R_G}{v_{sw}} = 200\,\text{сек}$. Эти скорости близки к оценкам v_{sw} , полученным используя "коэффициенты диффузии".

Эти характеристические времена также приведены в таблице 3.

Флуктуирующий момент Φ (см. уравнение (37)) можно оценить как:

$$\left(\frac{\dot{M}\,v_t\,R_t}{I}\right)$$

Таблица 3.

	Δt, сек	γ	D, сек$^{-3}$	v_{sw}, км/с ($v_t = 0.1a_s$)	v_{sw}, км/с ($v_t = a_s$)	t_{char}, сек
Vela X–1	$1.5 \cdot 10^4$	$6.3 \cdot 10^6$	$8.7 \cdot 10^{-24}$	848	1442	200
GX 301–2	$1.1 \cdot 10^3$	$2.9 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^{-21}$	656	1120	245
Her X–1	$4 \cdot 10^3$	$6.0 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^{-19}$	—	—	960
Cen X–3	$2 \cdot 10^4$	$9.5 \cdot 10^5$	$4.1 \cdot 10^{-17}$	—	—	8500

Таким образом, для D мы можем записать уравнение, отличное от уравнения (42) (Липунов и Попов, 1995а; см. также параграф 1.1):

$$D = \frac{1}{2}\left(\frac{\dot{M}\, v_t\, R_t}{I}\right)^2 \frac{R_G}{v_{sw}}, \tag{49}$$

где v_t– турбулентная скорость, R_t– характеристический масштаб турбулентности. Этот масштаб порядка радиуса гравитационного захвата, R_G:

$$R_t \approx R_G = \frac{2GM}{v_{sw}^2} \approx 4 \cdot 10^{10} v_8^{-2} \left(\frac{M}{1.5\, M_\odot}\right) \text{см}, \tag{50}$$

где $v_8 = \frac{v}{10^8\,\text{см/с}}$.

Турбулентная скорость меньше или порядка скорости звука, a_s (в противном случае энергия будет диссипировать в возникающих ударных волнах), поэтому мы можем записать:

$$v_t = \eta \cdot a_s, \qquad \eta \leq 1 \tag{51}$$

где $a_s = ((5\, RT)/(3\, \mu))^{1/2} = 1.18 \cdot 10^6 T_4^{1/2} \mu^{-1/2}$ см/с и $T_4 = T/(10\,000K)$.

Из уравнения (48) можем получить:

$$D = 4.38 \cdot 10^{-23} \dot{M}_{16}^2 \eta^2 T_4 \mu^{-1} v_8^{-7} I_{45}^{-2} \left(\frac{M}{1.5\, M_\odot}\right) \text{ с}^{-3}, \tag{52}$$

здесь $\dot{M}_{16} = \frac{\dot{M}}{10^{16}\,\text{г/с}}$, $I_{45} = \frac{I}{10^{45}\,\text{г}\cdot\text{см}^2}$ (μ – не магнитный момент!).

Поскольку мы видим сильную зависимость D от v, мы можем оценить v (в данном случае это скорость звездного ветра, v_{sw}):

$$v_{sw} = 1700 \cdot D_{-24}^{-1/7} \dot{M}_{16}^{2/7} \eta^{2/7} T_4^{1/7} \mu^{-1/7} \\ I_{45}^{-2/7} \left(\frac{M}{1.5\, M_\odot}\right)^{2/7} \text{ км/с.} \tag{53}$$

Значения v_{sw} приведены в таблице 3.

1.3.3. Сравнение с наблюдениями

Полученные значения v_{sw} хорошо совпадают с типичными скоростями звездного ветра для сверхгигантов ранних спектральных классов: $v_{sw} \approx (600 - 3000)$ км/с (де Ягер, 1980). Мы также используем в наших оценках известное уравнение для скорости звездного ветра:

$$v_\infty \approx 3 \cdot v_{esc}, \tag{54}$$

где $v_{esc} = (\frac{2\,G\,M}{R_*^2})^{1/2}$ есть скорость убегания на поверхности звезды, $r = R_*$. Мы используем эту зависимость и уравнение (де Ягер, 1980):

$$v(r) = V_\infty (1 - \frac{R_*}{r})^\alpha \tag{55}$$

где $\alpha \approx (0.35 - 0.5)$.

Для оптического компонента GX 301–2 мы имеем: $M = 35\, M_\odot, R = 43\, R_\odot$ и $e = 0.47$ (Ватсон и др. 1982). Мы приняли $r = r_{min} \approx 2\, R_*,$, т.к. в наших вычислениях мы использовали максимальное значение для светимости, т.е. светимость в периастре. Для этих значений мы имеем: $v_{esc} \approx 560$ км/с и для v_∞ мы имеем $v_\infty \approx 1680$ км/с (для ρLeo, B1 Iab, в работе (де Ягер, 1980) мы можем найти $v_{sw} = 1580$ км/с).

Из уравнения (54) мы получаем: $v_{sw}(r = 2\, R_*, \alpha = 0.5) \approx 1180$ км/с. Это совпадает с нашим максимальным значением ≈ 1150 км/с (см. таблицу 3). Для Vela X–1 имеются следующие оценки: $v_\infty = 1700$ км/с, $r =$

$1.7\,R_*$ и $\alpha = 0.35$. Мы имеем: $v_{sw} \approx 1250$ км/с. Это также совпадает с нашими оценками максимальной скорости звездного ветра: ≈ 1450 км/с. С различными предположениями относительно значения турбулентной скорости (например, $v_t = \frac{1}{3}a_s$) мы можем достичь отличного соответствия наших результатов со значениями скорости звездного ветра, полученными другими методами.

2. Расчеты эволюции двойных систем после вспышки звездообразования

Вторая глава посвящена расчету эволюции двойных систем после вспышек звездообразования с помощью программы "Машина сценариев" (Липунов и др., 1996с).

2.1. Вспышка звездообразования в центре Галактики

В этом параграфе мы исследуем популяции массивных двойных систем для вспышки звездообразования в условиях близких к центру нашей Галактики на временном масштабе 10^7 лет. Расчеты проводились с помощью пакета программ "Машина сценариев", созданном в отделе Релятивистской астрофизики ГАИШ. Методом Монте-Карло моделировалась эволюция большого ансамбля двойных систем (Липунов, 1987а, 1994; Корнилов и Липунов, 1984; Липунов и Постнов, 1987; Липунов и др., 1994а). Наши результаты включают в себя количество рентгеновских транзиентов (системы нейтронная звезда (НЗ) + Ве-звезда), сверхаккрецирующих черных дыр (ЧД) и систем ЧД + сверхгигант в зависимости от времени. Результаты данного параграфа были опубликованы в работах (Липунов и др., 1994b, 1995b, 1996a, d). Популярное изложение полученных рузультатов представлено в работе (Попов, 1995а).

Нами будет показано, что спустя примерно $7 \cdot 10^6$ лет после такой вспышки звездообразования можно ожидать ~ 1 источника типа Cyg X-1 (ЧД + сверхгигант), ~ 1 источника типа SS 433 (сверхаккрецирующая ЧД) и ~ 37 транзиентных источников с НЗ, что находится в соответствии с наблюдениями области галактического центра. Интересный результат, который можно рассматривать как специфическую особенность вспышки звездообразования, связан с относительным числом источников с ЧД и НЗ. Вместо типичного для поля Галактики соотношения 1:1000 мы получили в расчетах для области Галактического центра значение порядка 1:25 — 1:100 (нижняя оценка), что неплохо совпадает с наблюдаемым значением.

2.1.1. Звездное население центра Галактики

С тех пор как источник IRS 7 в Галактическом центре был отождествлен как яркий красный сверхгигант (Лебофский и др., 1982), продолжаются дебаты относительно недавней вспышки звездообразования в этой области. Более десятилетия накапливались аргументы *pro* и *contra*. Наиболее сильным аргументом в пользу наличия молодого звездного населения явилось обнаружение сильной HeI/HI эмиссии от звезд IRS 16 (Холл и др., 1982) и центрального звездного скопления (Краббе и др., 1991). Спектроскопическое изучение AF звезд привело к выводу, что они связаны с яркими голубыми сверхгигантами на короткой стадии интенсивной потери массы (Наджарро и др., 1993). Надо отметить, что в работе (Моррис, 1993) было указано, что интерпретация звезд с эмиссией HeI/HI в терминах молодых массивных звезд не является единственно возможной. Обнаружение очень высокой звездной плотности в центральном скоплении (Экарт и др., 1993) объясняется в рамках этих моделей (см. обсуждение в работе (Гензель и др., 1994)). Озерной и др. (1993) высказали идею, согласно которой горячий (10 KeV) газ в центральных 200 пк Галактики (Кояма и др., 1989) мог быть порожден взрывами сверхновых в недавнем прошлом. Т.о., центральную область Галактики можно связать с т.н. “starburst galaxies” (Озерной, 1994). Подобное рассмотрение было проведено в работе (Софуе, 1994) на основе данных по Северному полярному шпуру. Тамблин и Рике (1993) и Шаерер (1994) предложили модели вспышек звездообразования, которые могли бы объяснить происхождение молодого звездного населения в Галактическом центре. Также были сделаны соответствующие попытки объяснить происхождение некоторых пекулярных горячих звезд (Тамблин и др., 1996). Обнаружение звезды WR на расстоянии порядка 1 пк от центра Галактики (Блум и др., 1996) возможно является недостающим связующим звеном в картине звездного населения центра Галактики.

В центре Галактики наблюдается множество рентгеновских источников, связанных с двойными системами (Павлинский и др., 1994; Чуразов и др., 1994), причем среди них многие являются кандидатами в ЧД. Эти наблюдения показывают относительно большую долю источников с ЧД. Здесь мы рассмотрим эволюцию двойных систем в связи с возможностью наблюдения продуктов этой эволюции в рентгеновском диапазоне. Нами рассматривалась только эволюция массивных систем ($M > 15 - 20\,\mathrm{M}_{\odot}$), т.к. маломассивные системы не успевают проэволюционировать за времена порядка миллионов лет. Кроме того, рассматривается пространственное распределение этих систем.

2.1.2. Параметры модели эволюции двойных систем

Метод Монте-Карло в применении к моделированию эволюции ансамбля двойных систем был предложен в работах Корнилова и Липунова (1983a,b) для массивных систем, а затем развит для применения к маломассивным системам (Липунов и Постнов, 1987). Дью и Кордес (1987) применяли аналогичный метод для анализа статистики радиопульсаров, а де Куул (1992) рассматривал с помощью подобной методики образование галактических катаклизмических переменных. Также для исследования популяций одиночных звезд проводилось множество работ (см., например, Лейтерер и Хекмен, 1995).

Метод Монте-Карло для расчета эволюции двойных звезд позволяет рассмотреть большой ансамбль систем, и оценить количество двойных на различных эволюционных стадиях. Неизбежные упрощения при формализации процесса эволюции приводят к неопределенности этого количества с фактором порядка двойки. Неопределенности расчетов в данном подходе сравнимы с тем, что получается в расчетах других групп (см., например, Ибен и Тутуков, 1984; Меурс и ван ден Хевел, 1989; ван ден Хевел, 1994). Важной чертой "Машины сценариев" является достаточно подробный и аккуратный учет магнитовращательной эволюции НЗ и белых карликов (БК), что выделяет данный пакет программ. Детальное описание пакета приводилось в нескольких работах (см., например, Липунов и др., 1996b,c), поэтому здесь мы дадим лишь краткое описание.

Мы прослеживали эволюцию двойных на протяжении первых 10 миллионов лет после их образования. За такое время только массивные, $M \geq 10$ M$_\odot$, системы успевают существенно проэволюционировать и образовать компактные остатки. По этой причине мы рассматривали только системы, в которых более массивный компонент имел массу ≥ 10 M$_\odot$. Масса менее массивного компонента принадлежит интервалу $0.1\,M_\odot$ – $120\,M_\odot$.

Далее мы описываем вид распределения наиболее важных параметров двойных систем, которые использовались нами в расчете: масса первичного компонента, M_1; отношение масс компонент, $q = M_2/M_1 < 1$; большая полуось системы, a. Начальный эксцентриситет принимался равным нулю.

Вид распределения больших полуосей был взят согласно наблюдениям (Абт, 1983):

$$f(\log a) = \mathrm{const}\,, \qquad \max\,\{10\ \mathrm{R}_\odot,\ \mathrm{Roche\ Lobe}\ (M_1)\} < \log a < 10^4\ \mathrm{R}_\odot. \tag{56}$$

Информация о распределении компонент по массам достаточно скудна. Однако, с эволюционной точки зрения она представляет большую ценность (см., например, Тримбл, 1983). "Нулевой гипотезой", часто использующейся в расчетах, является плоский вид распределения для отношения масс компонент, т.е. двойные с большим отношением масс встречаются столь же часто, как и двойные с близкими массами. Сравнение наблюдаемой статистики рентгеновских источников с предсказаниями сценария (см., например, Липунов и др., 1996b,c) показывает, что распределение отношения масс компонент должно иметь максимум вблизи единицы, поэтому для данных расчетов мы выбрали $\alpha_q = 2$ (в следующем параграфе нами используется значение $\alpha_q = 0$ в связи с тем, что данное значение удобнее при нормировке для использования другими авторами). При этом массы первичных компонент предполагались распределенными по Солпитеру:

$$\begin{aligned} &f(M_1) \propto M_1^{-2.35}\,,\ 10\ \mathrm{M}_\odot < M_1 < 120\ \mathrm{M}_\odot\,; \\ &f(q) \propto q^{\alpha_q}\,, \qquad q \equiv M_2/M_1 < 1\,. \end{aligned} \tag{57}$$

Поскольку мы рассматриваем здесь только массивные системы (масса первичного компонента больше 10 $\mathrm{M}_\odot$), то компактные остатки могут представлять собой только НЗ или ЧД.

Мы считали, что НЗ с массой 1.4 $\mathrm{M}_\odot$ образуется при коллапсе массивной звезды, масса ядра которой перед коллапсом была равна $M_* \sim (2.5-35)\ \mathrm{M}_\odot$. Это соответствует начальной массе $\sim (10-60)\ \mathrm{M}_\odot$ с учетом того, что за время своей жизни звезда может потерять значительную часть своей массы в виде звездного ветра (де Ягер, 1980).

Мы также учитывали, что коллапс может быть асимметричным, так что новорожденный компактный объект (НЗ или ЧД) получает дополнительную случайно ориентированную скорость, v_{kick}. В данном расчете эта скорость была принята равной 75 км/с (см. более детальное обсуждение в работах Липунов и др., 1997; Хансен и Финней, 1997; Колб, 1997).

Магнитные поля вращающихся НЗ в большой степени определяют эволюцию двойной системы после образования компактного объекта (Шварцман, 1970; Дэвидсон и Острайкер, 1973; Илларионов и Сюняев, 1975). Для целей классификации мы использовали схему, предложенную Липуновым (см. Липунов, 1987а, глава 1).

Эволюция НЗ в двойной практически сводится к ее вращательной эволюции, $\omega(t)$, (при пренебрежении затуханием поля), которая в свою очередь определяется эволюцией вторичного копмонента и большой полуоси, $a(t)$. Эволюция НЗ в двойной системе может выглядеть, например, так: $E \to P \to A \to E$ ("recycling"), etc.

Когда изначально менее массивный компонент переполняет полость Роша, темп аккреции на компактный объект резко возрастает, светимость может достигнуть Эддингтоновской, $L_{Edd} \simeq 10^{38}$ $(M/\mathrm{M}_\odot)$ эрг/с на радиусе остановки R_{stop}; тогда устанавливается сверхкритический режим (могут существовать не только сверхаккреторы, но и сверхпропеллеры, и сверхэжекторы, см., например, (Липунов, 1987а)).

ЧД может проявлять себя только как аккретор или сверхаккретор. Возможно возниконовение экзотических двойных систем (о системах ЧД + радиопульсар см. (Липунов и др., 1994, 1995а)).

Распределение начальных магнитных моментов НЗ было взято в виде:

$$f(\log\mu) = \text{ const}\,, \quad 10^{28} \le \mu \le 10^{32} \text{ Гс см}^3\,, \tag{58}$$

и начальный период вращения НЗ был принят равным 1 мс.

Ситуация с затуханием поля у НЗ остается неоднозначной (см. главу 1 и, например, работу (Чанмугам, 1992)). В данном расчете мы приняли, что магнитные поля экспоненциально затухают с характерным временем 10^8 лет. Фактически в данном расчете такое затухание не проявляется, так как рассматриваемое время жизни НЗ не превосходит нескольких миллионов лет. Радиопульсар считается "включенным” пока он не достигнет “линии смерти” , что соответствует периоду P_{death}. P_{death} определяется из условия $\mu_{30}/P_{death}^2 = 0.4$, где μ_{30} – магнитный дипольный момент в единицах 10^{30} Гс см^3, и P_{death} берется в секундах.

Предельная масса НЗ (предел Оппенгеймера- Волкова) была принята равной $M_{OV} = 2.5$ M$_{\odot}$, что соответствует жесткому уравнению состояния.

Наиболее массивные звезды в результате коллапса превращаются в ЧД. Предсверхновая должна иметь массу $M > M_{cr} = 35$ M$_{\odot}$, что соответствует начальной массе ~ 60 M$_{\odot}$. Масса ЧД вычисляется как $M_{bh} = k_{bh} M_{cr}$, где параметр k_{bh} был взят равным 0.3 (см. Липунов и др., 1994).

Мы рассматривали звезды с одинаковым солнечным химическим составом. Процесс переноса вещества в двойной системе считался, где это возможно, консервативным, т.е. масса и полный угловой момент системы сохранялись. Для неконсервативных стадий использовалась модель Бхатачариа и ван ден Хевела (1991). Если темп аккреции вещества очень высок (например, перенос вещества осуществляется на временном масштабе в несколько раз меньшем теплового времени нормального компонента) или компактный объект захватывается гигантом, устанавливается стадия общей оболочки (CE) (см. Пачинский, 1976; ван ден Хевел, 1983).

В течении стадии CE происходит сближение, “вспираливание”, компонентов. Этот сложный процесс до конца не понят, поэтому мы использовали общепринятые энергетические соображения (см. ван ден Хевел, 1994), которые приводят к характеризации этой стадии параметром α_{CE}. Этот параметр показывает какая часть орбитальной энергии системы преходит в течении этой стадии в энергию связи (гравитационная минус тепловая) выбрасываемой общей оболочки. Т.о.,

$$\alpha_{CE}\left(\frac{GM_aM_c}{2a_f}-\frac{GM_aM_d}{2a_i}\right)=\frac{GM_d\left(M_d-M_c\right)}{R_d}\,, \qquad (59)$$

где M_c– масса ядра звезды, теряющей вещество, с начальной массой M_d и радиусом R_d (который просто является функцией начальной полуоси a_i и начального отношения масс M_a/M_d), масса аккрецирующей звезды считается постоянной (Шевалье, 1993). Чем меньше α_{CE}, тем теснее становится система после стадии CE. В данных расчетах мы приняли $\alpha_{CE}=0.5$.

Другие неконсервативные стадии (такие как потеря вещества за счет сильного звездного ветра, потеря момента за счет излучения гравитационных волн, магнитный звездный ветер) рассматриваются следуя общеизвестным формулам (см. Вербунт и Зваан, 1981; Раппапорт и др., 1982; Липунов и Постнов, 1987).

Мы приняли, что мгновенная вспышка звездообразования произошла в области Галактического центра. Половина (по числу) звезд была образована в двойных системах. Полная масса звезд нормировалась таким образом, чтобы удовлетворить оценкам количества массивных OB звезд (1,900 звезд с $M>10$ $M_\odot$), которые остались через $\sim 6-8$ миллионов лет после вспышки звездообразования), приведенных в работе (Тамблин и Рике, 1993). Начальные условия для определения пространственного распределения систем обсуждаются ниже.

Для получения статистически значимых результатов расчитывалась эволюция 300000 систем. Оценки Тамблина и Рике имеют неопределенность порядка 2, но это не представляет для нас существенной проблемы, т.к. основные выводы касаются относительного количества источников.

2.1.3. Результаты расчета. Эволюция количества источников и их пространственное распределение

Количество источников трех типов, содержащих НЗ или ЧД и наиболее интересные с точки зрения их наблюдательного проявления, было получено в результате расчета как функция времени:

i) Транзиентные рентгеновские источники с НЗ на эксцентричной орбите вокруг Be-звезды (наблюдаемый пример – A0535+26), *ii)* ЧД, аккрецирующая вещество из звездного ветра OB-сверхгиганта (наблюдаемый пример – Cyg X-1), и *iii)* ЧД, аккрецирующая в сверхкритическом режиме при заполнении компонентом полости Роша (возможно, объект SS 433 относится к этому типу систем). Эволюция источников этих типов проводится на рисунке 4.

На рисунке 4a показано количество источников, содержащих НЗ и Be-звезды. Такие системы образуются, если изначально массы компонент были сравнимы, и если большая полуось была таковой, что не удалось избежать стадии с общей оболочкой во время первого обмена масс (последнее условие выполняется в условиях Галактического центра практически всегда, т.к. слишком широкие пары просто разрушаются приливным воздействием за счет высокой звездной плотности). Чтобы стать транзиентным рентгеновским источником НЗ должна аккрецировать вещество Be-звезды хотя бы при проходе периастра. Т.к. продолжительность периода аккреции зависит от магнитного поля, эксцентриситета и орбитального периода, то не все транзиенты будут находиться в активной стадии одновременно. Т.о. наблюдаемое число источников этого типа будет отличаться в меньшую сторону от указанного на графике (а отношение числа источников с ЧД к числу источников с НЗ будет отличаться в большую сторону). На рисунках 4b и 4c показана эволюция систем с ЧД: систем типа Cyg X-1 и SS433.

Можно высказать гипотезу, что источники с джетами (например 1E

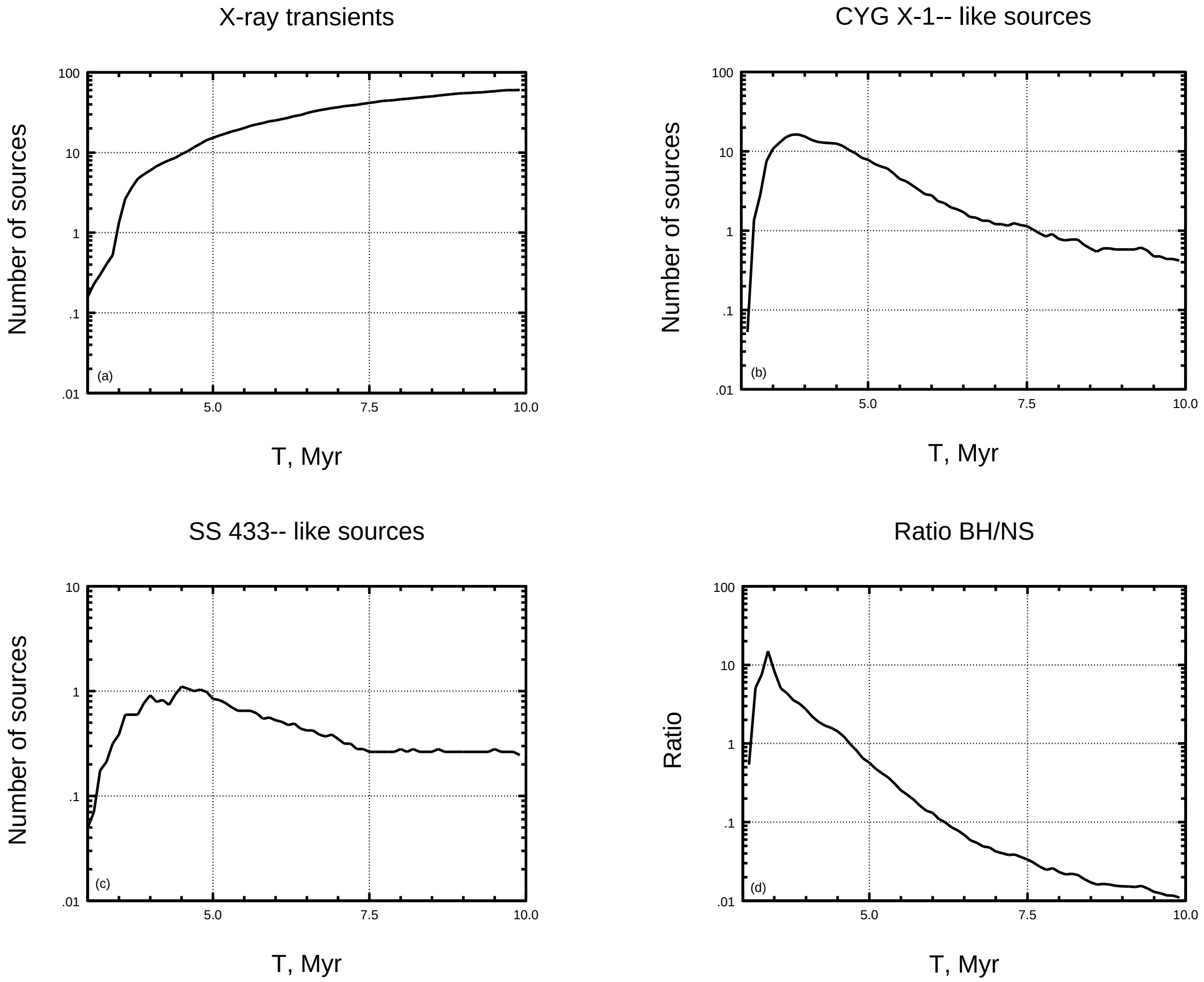

Рис. 4. Эволюция количества рентгеновских источников избранных типов после вспышки звездообразования в центре Галактики.

1740-2942 (Чуразов и др., 1994)) могут быть сверхаккрецирующими ЧД. Было также показано (Хейдл и др., 1993), что 1E 1740-2942 не может быть источником типа Cyg X-1, и есть также аргументы (Мирабель и др., 1991), что он является одиночной ЧД, аккрецирующей вещество из молекулярного облака.

Отношение количества источников с ЧД (и типа SS 433, и типа Cyg X-1) к количеству источников с НЗ (НЗ + Be-звезда) показано на рисунке 4d. Это отношение очень чувствительно ко времени, прошедшему с момента вспышки звездообразования. Т.о. можно использовать эту величину для оценки возраста звездного населения. Абсолютные значения количества источников служат худшими индикаторами возраста, т.к. они подвержены большому количеству неизвестных селекционных эффектов.

Как известно, наблюдаемое распределение массивных звезд в центре Галактики обладает следующей особенностью: основная часть массивных звезд показывает концентрацию к центральному парсеку (Генцель и др., 1994). Наблюдаемые рентгеновские источники в области Галактического центра также испытывают подобную концентрацию, но в гораздо более слабой степени.

Чтобы сравнить наблюдаемое распределение источников в Галактическом центре с тем, что можно ожидать от результатов расчета в рамках применяемого нами популяционного синтеза, нами были рассчитаны два гипотетических сценария для пространственной локализации вспышки звездообразования. В *Scenario I* прародители рентгеновских двойных образовывались в центральной области размером 1 пк. Затем, в основном за счет скорости полученной при асимметричном взрыве свехновой, эти системы "разлетались" по большей области. В *Scenario II* вспышка звездообразования происходила на большом расстоянии от центра.

Scenario I: вспышка в центральном парсеке

Распределение массы в области Галактического центра было взято из работы (Лэйси и др., 1991):

$$M(r) = 3.4 \times 10^6 \ \mathrm{M}_\odot \left(1 + \frac{R}{1\,\text{пк}}\right) . \qquad (60)$$

Прямым интегрированием можно показать, что начальная скорость и максимальное расстояние, на которое звезда может удалиться связаны соотношением:

$$\ln\frac{r}{r_0} = \frac{1}{2.94}\left(v_0^2 - v^2\right) \ , \qquad (61)$$

где v_0 (в единицах 100 км/с) – начальная скорость на начальном радиусе r_0. Видно, что для того чтобы достичь расстояния 1 кпк с $r_0 = 1$ пк необходима начальная скорость 450 км/с. Для $r_0 = 10$ пк эта скорость составляет 368 км/с. Такая скорость практически недостижима для двойных систем, т.к. добавочная скорость такого порядка разрушит большинство двойных (для одиночных нейтронных звезд и черных дыр такой проблемы не существует). Это подтверждается отсутствием в нашей Галактике быстродвижущихся массивных двойных. Т.о. *Scenario I* по-видимому не может объяснить наблюдаемую картину распределения двойных рентгеновских систем в центральной области Галактики.

Scenario II: вспышка на расстоянии ~ 0.5кпк *от центра*

Как можно объяснить образование большого количества звезд в течении очень короткого отрезка времени вне центральной области Галактики, если никакого материала для звездообразования сейчас в этой области не наблюдается?

Возможный механизм, который может запускать (возможно квазипериодически) звездообразование в центральной области Галактики –

столкновение гигантских молекулярных облаков (ГМО) – был предложен Озерным (1995). Каждое столкновение двух ГМО, происходящие с интервалом порядка $\sim 2 \cdot 10^8$ лет, приводит к диссипации существенной части углового момента каждого из облаков. В результате они переходят на более низкие орбиты. Но после столкновения в облаках должен запуститься механизм звездообразования. Т.о. "волна звездообразования" может начаться на достаточно большом расстоянии от центра Галактики.

Чтобы количественно рассмотреть этот сценарий, можно рассчитать столкновение двух ГМО на расстоянии порядка 500-750 пк от центра. Пусть столкновение порождает мгновенную вспышку звездообразования (в нашем случае это означает, что продолжительность вспышки существенно меньше 10 миллионов лет). И пусть звезды сохранили начальную дисперсию скоростей порядка 3 км/с. Поскольку значительная часть вращательной скорости была потеряна в результате столкновения, звезды начинают "падать" на центр. За счет сохранения углового момента в процессе движения звезд к центру дисперсия скоростей будет расти как r^{-1} и достигнет максимума при прохождении минимального расстояния от центра. Если это расстояние ~ 10 пк (т.е. сравнимо с размером ГМО), то дисперсия скоростей звезд достигнет величины $\sim 150 - 225$ км/с, а систематическая скорость – $v_0 \sim 300 - 400$ км/с. Комбинация систематической и хаотической скоростей приводит к рассеянию образовавшихся звезд по большой области вокруг центра.

Для двойных систем с компактными объектами есть дополнительные механизмы увеличения скорости, что приводит к усилению эффекта рассеяния: (i) выброс вещества при взрыве сверхновой (источник работает даже при симметричном взрыве); (ii) асимметричный взрыв, за счет которого компактный источник приобретает дополнительную

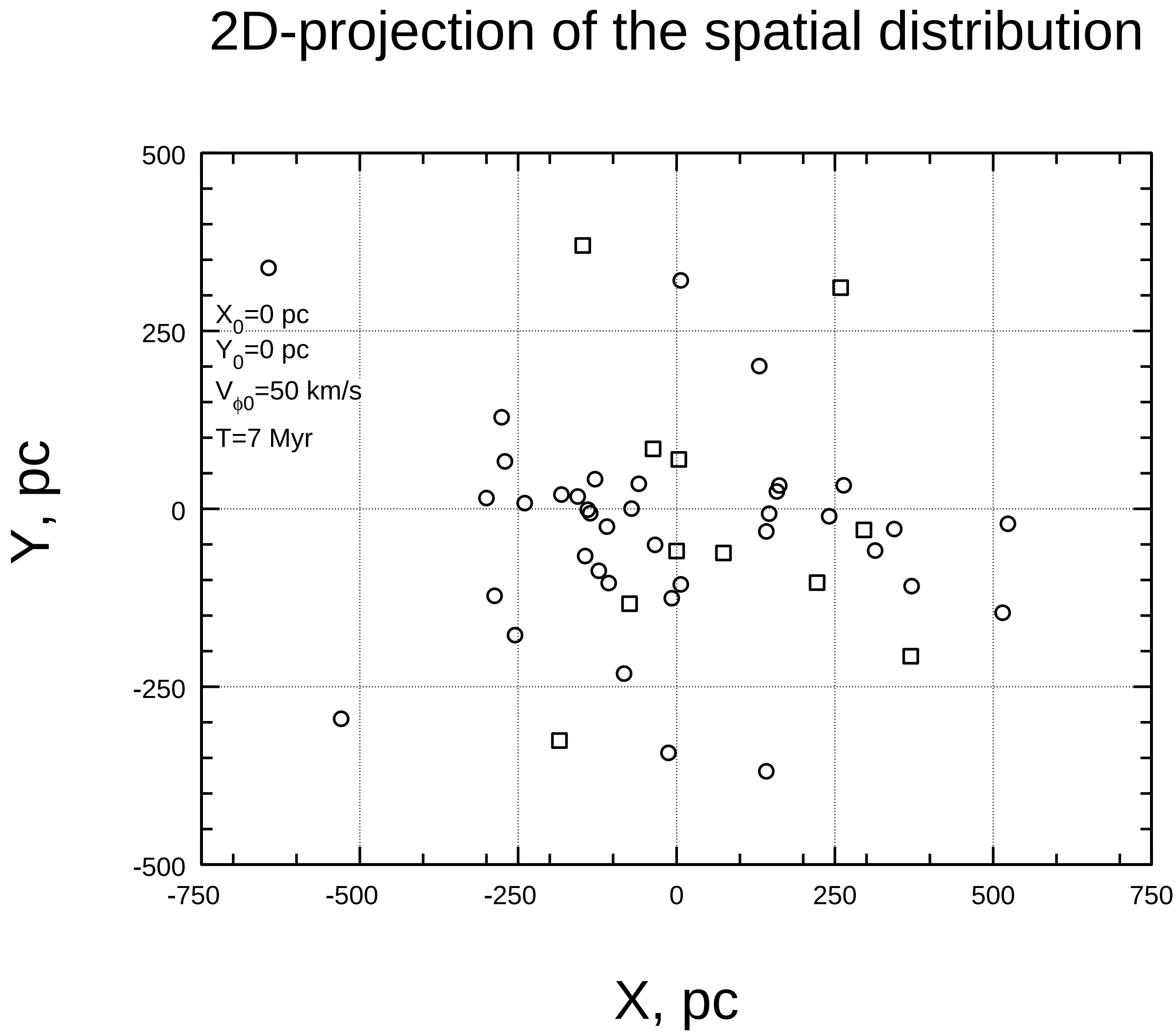

Рис. 5. Двумерная проекция пространственного распределения. Кружки: рентгеновские транзиенты; квадраты: источники ГРАНАТ. Вспышка произошла в точке с координатами $X = 0$ пк, $Y = 0$ пк, т.е. на луче зрения (см. текст). Начальная скорость вращения $v_{\phi_0} = 50$ км/с.

скорость. Для первого механизма оценки дают величину скорости порядка 20- 100 км/с (см., например, Шор и др., 1994). Для второго механизма существует большой диапазон оценок вплоть до сотен км/с (см., например, Лайн и Лоример, 1994). Т.о. можно ожидать, что двойные системы испытают еще более сильное рассеяние по-сравнению с одиночными звездами.

На рисунках 5-7 показаны результаты наших модельных расчетов для систем НЗ + Ве-звезда (эти системы более многочислены) в сравне-

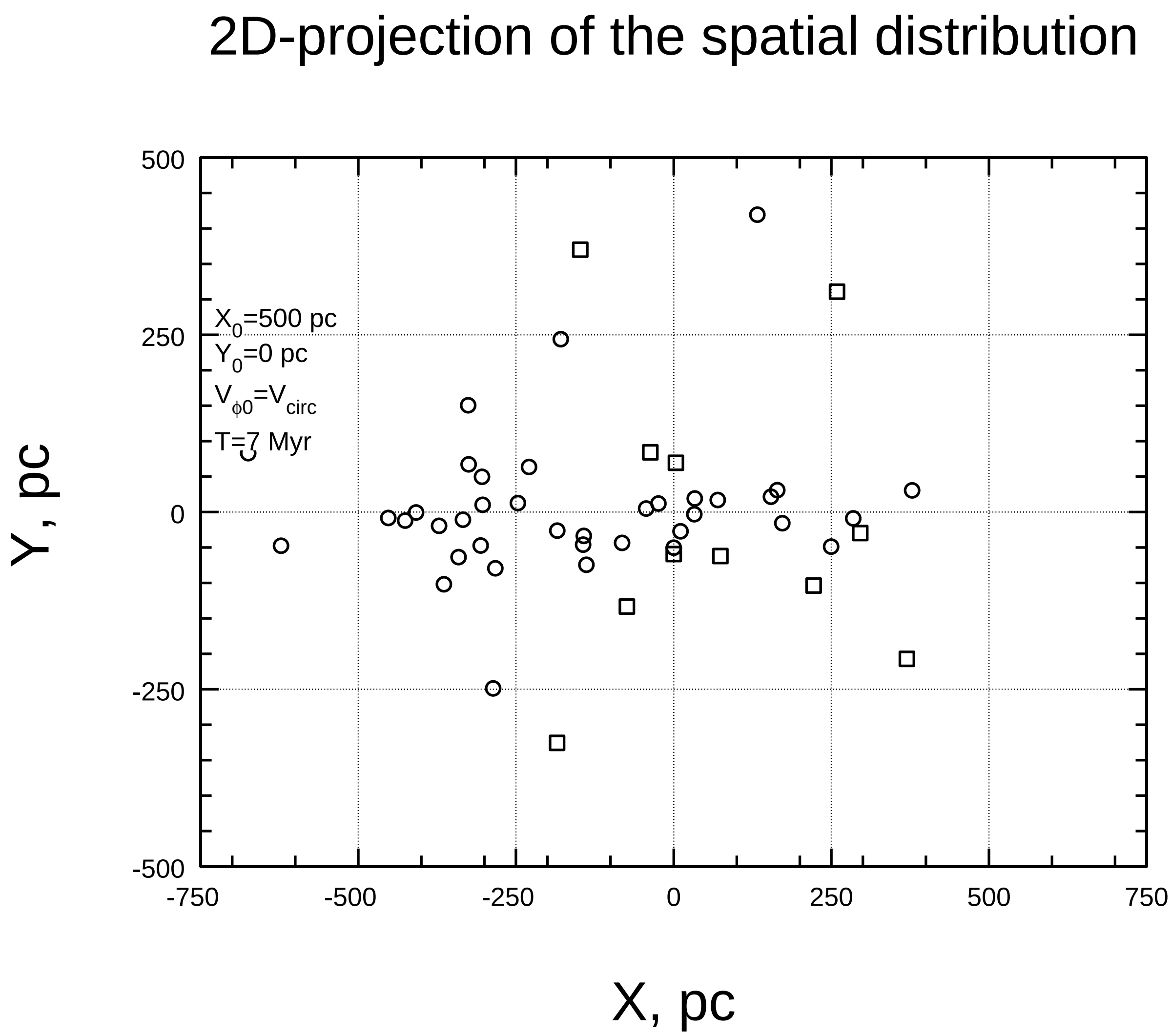

Рис. 6. Двумерная проекция пространственного распределения. Кружки: рентгеновские транзиенты; квадраты: источники ГРАНАТ. Вспышка произошла в точке с координатами $X = 500$ пк, $Y = 0$ пк. Начальная скорость вращения $v_{\phi_0} = v_{circ}$.

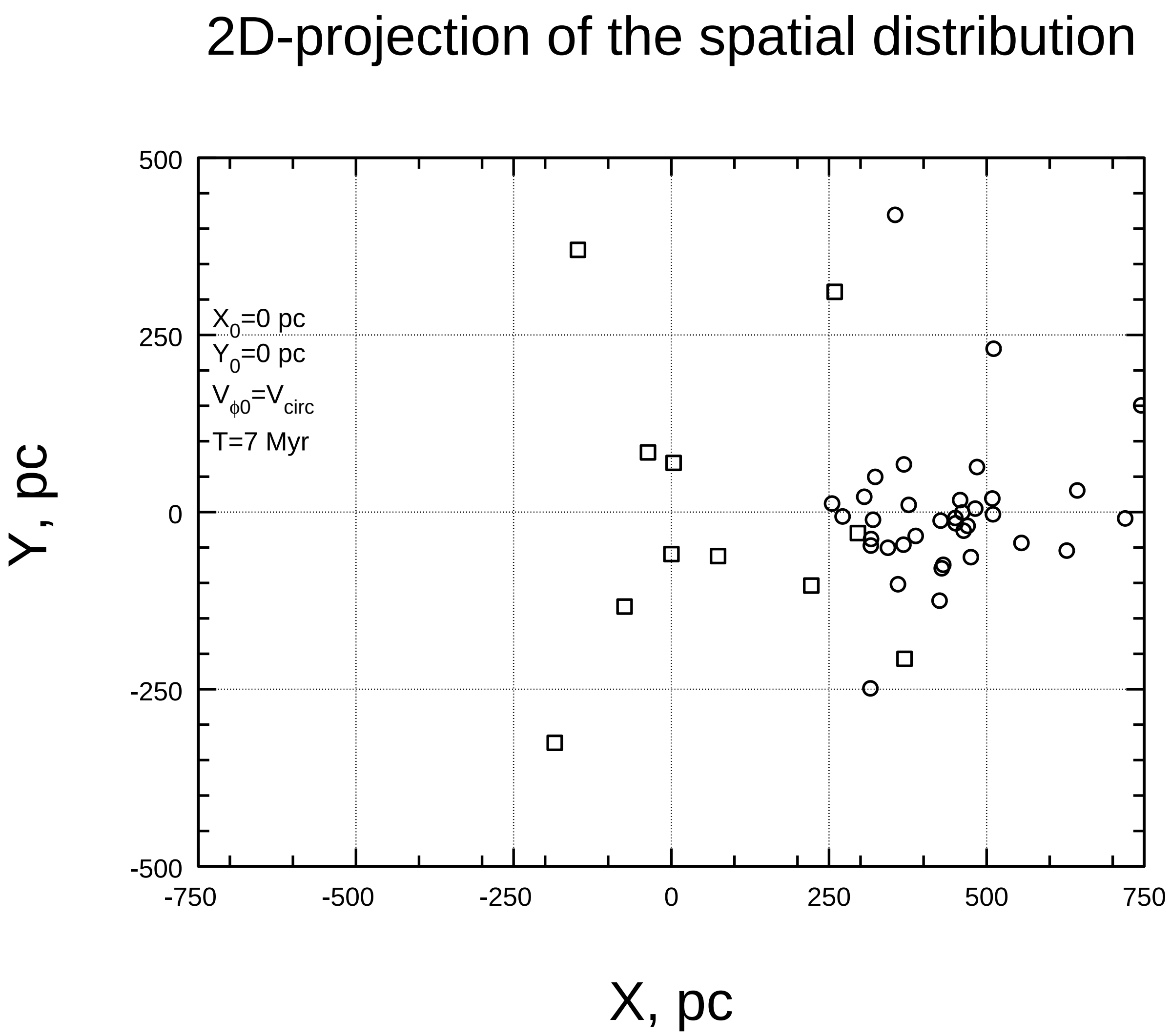

Рис. 7. Двумерная проекция пространственного распределения. Кружки: рентгеновские транзиенты; квадраты: источники ГРАНАТ. Вспышка произошла в точке с координатами $X = 0$ пк, $Y = 0$ пк, т.е. на луче зрения (см. текст). Начальная скорость вращения $v_{\phi_0} = v_{circ}$.

нии с наблюдениями на спутнике *ГРАНАТ*. Изначально звезды имели небольшие случайно ориентированные скорости с максвелловским распределением и дисперсией 3 км/с. В момент взрыва сверхновой они приобретали дополнительную скорость порядка 75 км/с, также случайно ориентированную в пространстве. Мы исследовали различные варианты пространственного распределения, которое наблюдатель может увидеть через T =6-8 миллионов лет. Были рассмотрены различные скорости вращения, v_ϕ, (от нулевой до круговой, v_{circ}) и различные начальные положения вспышки относительно наблюдателя.

Если вспышка звездообразования произошла на расстоянии $r_0 \sim 500$ пк и v_{ϕ_0} была невелика, то пространственное распределение, достаточно симметрично, звезды заполняют большую область в соответствии с наблюдениями. На рисунке 5 показана проекция на небесную сферу распределения спустя $T = 7$ миллионов лет после вспышки. Место вспышки проецируется в точку с координатами $X_0 = 0$ пк, $Y_0 = 0$ пк. После столкновения ГМО вращательная скорость составляла $v_{\phi_0} = 50$ км/с. Изменения начального положения для данных параметров несущественно изменяет картину распределения (изменения будут заметны при уменьшении скорости v_{ϕ_0}).

При возрастании v_{ϕ_0} возрастает степень анизотропии распределения, т.к. при этом звезды не могут продвинуться близко к центру, и дисперсия скоростей возрастает незначительно. Звезды не могут уходить далеко от плоскости вращения, и распределение становится существенно несферичным. Примеры показаны на рисунках 6 и 7. Асимметрию можно уменьшить, если подобрать параметры таким образом, что в момент наблюдения центр распределения находится между центром и наблюдателем (как на рисунке 6), но это представляется маловероятным. Другим источником асимметрии являются большие r_0 (порядка 1 кпк), т.к. в этом случае 6-8 миллионов лет не хватает для достижения центральной области.

Итак, суммируя вышеизложенное можно сказать, что рисунки 5 и 6 иллюстрируют, что такая вспышка звездообразования может породить квазиизотропное (в проекции) распределение рентгеновских источников в соответствии с наблюдениями.

2.1.4. Обсуждение и заключение

Мы сравниваем наши результаты с наблюдениями на спутнике ГРАНАТ (Чуразов и др., 1994; Павлинский и др., 1994). Кроме SGR A* наблюдается более десятка источников в центральной области $5^\circ \times 5^\circ$, что соответствует линейному размеру 750 пк $\times$ 750 пк. Из числа этих источников несколько классифицировано как кандидаты в черные дыры (для нашего рассмотрения важны, в первую очередь, ЧД с массивными компонентами).

Как было отмечено выше, отношение количества источников с ЧД к количеству источников с НЗ является хорошим индикатором возраста вспышки звездообразования. Количество источников с НЗ растет со временем, достигая примерно постоянного значения после 6 миллионов лет (речь идет об эволюции на протяжении первых 10 миллионов лет). Количество систем с ЧД уменьшается примерно экспоненциально с характерным временем ≈ 1.5 миллиона лет. Это происходит из-за того, что прародители ЧД — наиболее массивные звезды с $M > 35$ M$_\odot$ перед вспышкой сверхновой - быстро эволюционируют. При этом рентгеновские стадии, за которыми мы следили, достаточно короткие (в сравнении со стадией рентгеновского транзиента).

Конечно, статистика по источникам с ЧД достаточно мала. Кроме того некоторая неопределенность связана с тем, что мы использовали солнечный химический состав. Однако, относительные оценки менне чувствительны к данным неопределенностям, поэтому полученное нами значение возраста вспышки звездообразования представляется достаточно достоверным.

Полезно сравнить наши результаты с тем, что ожидалось бы в случае отсутствия вспышки звездообразования, т.е. при обычном непрерывном процессе образования звезд со средней для Галактики скоростью. Для этой модели мы могли бы ожидать появления в наблюдаемой области $\sim$4 % от галактических источников: ни одного источника типа SS 433 или Cyg X-1, и порядка 5 рентгеновских транзиентов. Т.е. модель постоянного звездообразования не может объснить ни абсолютных, ни относительных величин.

Что касается размера области вспышки звездообразования, то здесь ситуация менее определена. Мы показали, что глубина гравитационного потенциала исключает возможность вспышки в самом центре с учетом наблюдаемого распределения источников. Мы рассмотрели другой сценарий, в котором вспышка происходит на большом, $\gg 1$ пк, расстоянии от центра в результате столкновения ГМО. В данном подходе высокая скорость, приобретаемая газом, сохраняется образовавшимися звездами, что позволяет им разлететься по области размером порядка сотен пк. Но хотелось бы в этом сценарии единым образом объяснить происхождении молодых массивных звезд в центральном парсеке. Можно предположить, что часть газа с малым угловым моментом после столкновения ГМО не перешла в звезды, а достигла центра, где и породила наблюдаемые массивные звезды с дисперсией скоростей менее 100 км/с. Однако, необходимо тщательное численное моделирование для решения такой сложной задачи. Возможно, такой сценарий позволит объяснить наблюдаемые популяции и двойных, и одиночных звезд на очень отличающихся масштабах: от ~ 1 пк до $\sim$1 кпк.

Результаты нашего моделирования применимы также к изучению областей звездообразования в других галактиках, включая т.н. “starburst galaxies". В последнем случае по-видимому $\sim$10 миллионов лет назад произошли мощные вспышки звездообразования (Коциол и Демерс, 1994), возможно с необычной начальной функцией масс. Наши расчеты для различных начальных параметров приводятся в следующем параграфе в форме удобной для прямого приложения к областям звездообразования.

В заключении данного раздела можно сказать, что *статистика рентгеновских двойных источников, а особенно отношение числа источников с ЧД к источникам с НЗ, является чувствительным индикатором возраста вспышки звездообразования в течении 2-10 миллионов лет после вспышки.* В качестве применения данного метода оценки возраста мы показали, что наблюдаемая популяция источников в Галактическом центре может быть объяснена в рамках модели со вспышкой звездообразования, произошедшей $\sim$ 6-8 миллионов лет назад.

2.2. Влияние изменения начальной функции масс на популяции некоторых рентгеновских двойных после вспышки звездообразования

В данном параграфе с помощью программы популяционного синтеза "Машина сценариев" рассмотрена эволюция популяций рентгеновских источников четырех типов (рентгеновские транзиенты – аккрецирующая нейтронная звезда в паре с Be-звездой; аккрецирующая нейтронная звезда в паре со сверхгигантом; сверхаккрецирующая черная дыра; источники типа Cyg X-1 – черная дыра в паре со сверхгигантом) после вспышки звездообразования с массой в двойных звездах $1.5 \cdot 10^6 M_\odot$ для двух значений показателя функции распределения по массам α: 2.35 (солпитеровская функция масс) и 1.01 ("плоский спектр") до времени $2 \cdot 10^7$ лет. Переход к "плоскому спектру" приводит к увеличению количества источников этих типов в несколько раз. Расчеты проведены для двух верхних пределов массы: $120\,M_\odot$ и $30\,M_\odot$. Снижение верхнего предела масс ниже критической массы образования черной дыры при "плоском спектре" приводит к существенному увеличению количества транзиентов с нейтронными звездами (до ≈ 300). Мы приводим аппроксимационные формулы для зависимости числа источников от времени. Основные результаты приведены в статье (Попов и др., 1998).

2.2.1. Введение

С точки зрения теории звездной эволюции особый интерес представляют объекты с бурным звездообразованием (Хекман, 1997). Примером таких объектов являются галактики Вольфа- Райе (Конти, 1991). В своей работе Контини и др. (1995) высказали предположение о том, что некоторые наблюдаемые проявления галактики Mrk 712 можно описать, существенно изменив начальную функцию масс. Ими был предложен “плоский” спектр масс с показателем $\alpha = 1$ вместо солпитеровского показателя $\alpha = 2.35$ при верхнем пределе масс 120 $M_\odot$. Авторы (Контини и др., 1995) рассматривали эволюцию только одиночных звезд. Позже Шаерер (1996) показал (также рассматривая эволюцию только одиночных звезд), что наблюдения удается объяснить и при солпитеровском спектре масс.

В работе (Липунов и др., 1996a) нами была рассмотрена вспышка звездообразования в применении в центру Галактики (см. также выше параграф 2.1). Нами было показано, что массивные двойные рентгеновские источники являются иногда более хорошим индикатором возраста и собственно наличия вспышки звездообразования по-сравнению с оптическими определениями параметров популяций одиночных, в первую очередь, звезд (показатели цвета etc). Одна из целей, руководивших нами при выполнении данной работы, — привлечь внимание специалистов по популяционному синтезу одиночных звезд к необходимости учета возможных влияний подгонки параметров на эволюцию популяций двойных звезд. Здесь мы рассматриваем эволюцию двойных систем после вспышки звездообразования для двух значений показателя спектра масс и двух значений верхних пределов масс.

2.2.2. Параметры, использовавшиеся в расчете

Программа “Машина сценариев”, впервые была описана в работах (Корнилов и Липунов, 1983a,b). Недавно подробное описание было дано в обзоре (Липунов, Постнов и Прохоров, 1996c) (см. также Липунов и др., 1996a), поэтому здесь мы лишь перечислим параметры, использовавшиеся в расчете.

Рассматривалось две степенные функции масс: с показателями α 2.35 и 1.01.

$$\frac{dN}{dM} \propto M^{-\alpha} \tag{62}$$

Расчитывалось 10^7 двойных систем в каждом запуске программы. Нижний предел масс для более массивного компонента при нормировке был выбран равным $0.1\,M_{\odot}$, а для расчета – $10\,M_{\odot}$, т.к. менее массивные звезды не успевают существенно проэволюционировать за время $< 2 \cdot 10^7$ лет и не порождают нейтронные звезды и черные дыры (если их масса существенно не увеличивается за счет аккреции). Результаты были нормированы на полную массу двойных звезд во вспышке $1.5 \cdot 10^6\,M_{\odot}$. Верхний предел масс варьировался: расчеты проведены для значений 120 и 30 солнечных масс. Распределение по отношению масс компонент было принято "плоским".

Большие полуоси выбирались из интервала от 10 до $10^7\,R_{\odot}$ с лог-равномерным распределением. Магнитное поле нейтронных звезд не затухало, такой выбор достаточно естественен в связи с рассмотрением относительно короткого промежутка времени эволюции (о затухании поля см главу 1). Черная дыра образовывалась, если масса предсверхновой оказывалась больше 35 $M_{\odot}$, 70% массы переходило в черную дыру. Предел Оппенгеймера– Волкова был выбран равным 2.5 $M_{\odot}$. В данных расчетах не использовался "увеличенный" ("enhanced") темп потери массы, предложенный в работах Женевской группы (см. например, Шаерер, 1996; Шалер и др., 1992). Учет данной возможности будет проведен в последующих работах.

При анизотропном взрыве сверхновой компактный объект (нейтронная звезда или черная дыра) приобретал дополнительную скорость. Скорость имела случайное направление, ее модуль имеет распределение, соответствующее наблюдаемому распределению для радиопульсаров (Лайн и Лоример, 1994), с характерным значением 200 км/с (см. (Липунов и др., 1997) о выборе более низкого по-сравнению с предложенным в (Лайн и Лоример, 1994) значения характерной скорости).

2.2.3. Результаты расчета для вспышки звездообразования

Здесь мы приводим результаты для четырех типов источников: 1)- рентгеновские транзиенты, это системы, состоящие из аккрецирующей нейтронной звезды и Ве-звезды; 2)- аккрецирующая нейтронная звезда в паре со сверхгигантом (один из типов двойных систем, порождающих рентгеновские пульсары); 3)- системы с черными дырами на стадии аккреции с темпом больше эддингтоновского. К этому типу объектов , возможно, относится источник SS433; 4)- двойные, включающие в себя аккрецирующую черную дыру и сверхгигант, наблюдаемым примером таких систем является источник Cyg X-1.

Результаты расчетов для двух значений показателя спектра функции масс и двух значений верхних пределов массы приведены на рисунках. На рис. 8 показана эволюция числа источников для верхнего предела масс 30 $M_{\odot}$, а на рис.9 – для 120 $M_{\odot}$. Кривые не были сглажены, и их "зашумленность" есть следствие статистических флуктуаций (рассчитывалось 10^7 двойных систем для каждого интервала масс, а затем результаты нормировались). Рентгеновские транзиенты являются наиболее многочисленными благодаря большему времени жизни систем на этой стадии (на рисунках показано *наблюдаемое* количество систем в каждый момент времени). Разумеется, информация о том, находится ли транзиент на активной стадии в конкретный момент времени, отсутствует.

При уменьшении верхнего предела масс уменьшается количество источников с черными дырами, и растет число источников с нейтронными звездами. При переходе к верхнему пределу, меньшему чем критическая масса образования черной дыры, источники с черными дырами могут не исчезать полностью, т.к. их образование возможно при

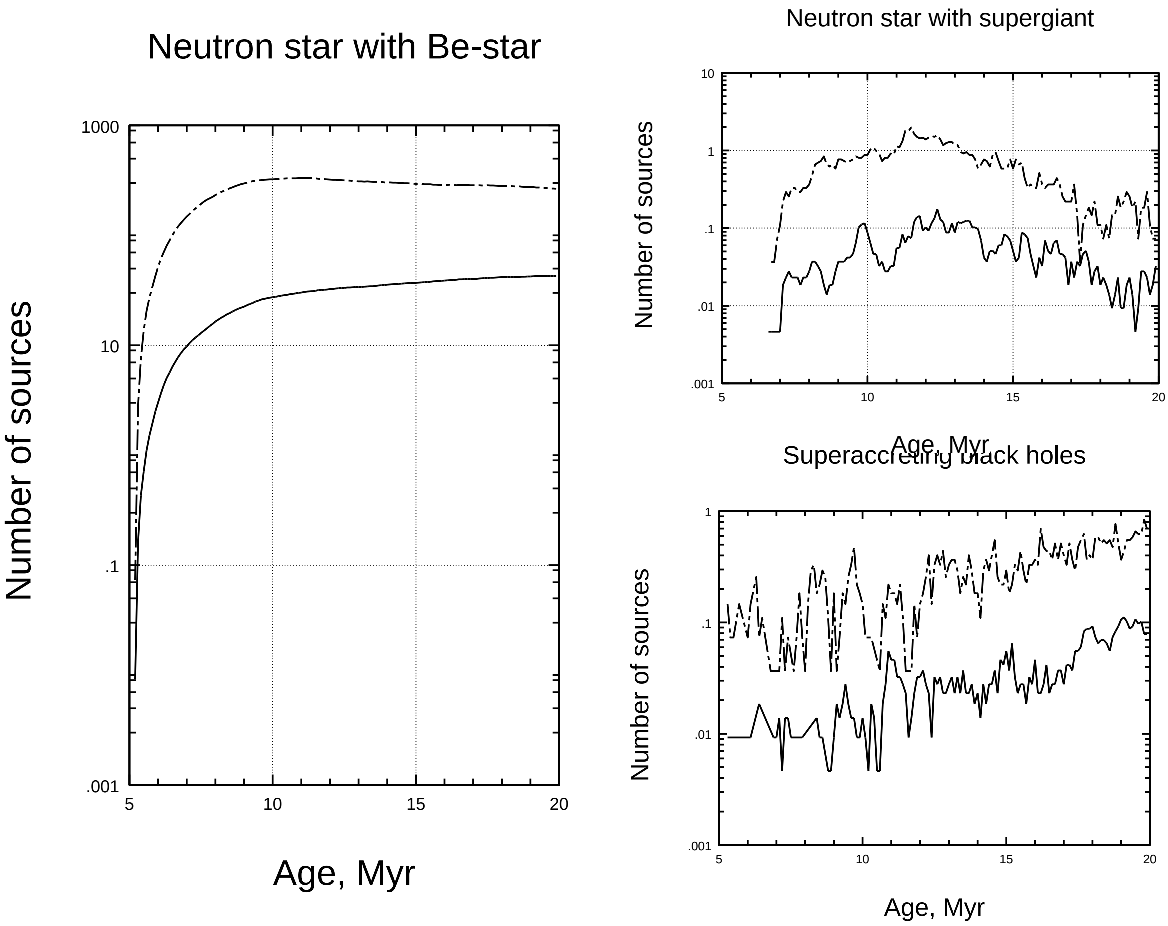

Рис. 8. Эволюция количества рентгеновских источников после вспышки звездообразования для верхнего предела масс $30 M_\odot$. 1a– рентгеновские транзиенты; 1b – “рентгеновские пульсары”; 1c – “источники типа SS433”. Сплошная линия – солпитеровская функция масс, штрих- пунктирная – “плоский” спектр масс. Полная масса двойных звезд в интервале 0.1-30 $M_\odot$ – $1.5 \cdot 10^6 M_\odot$.

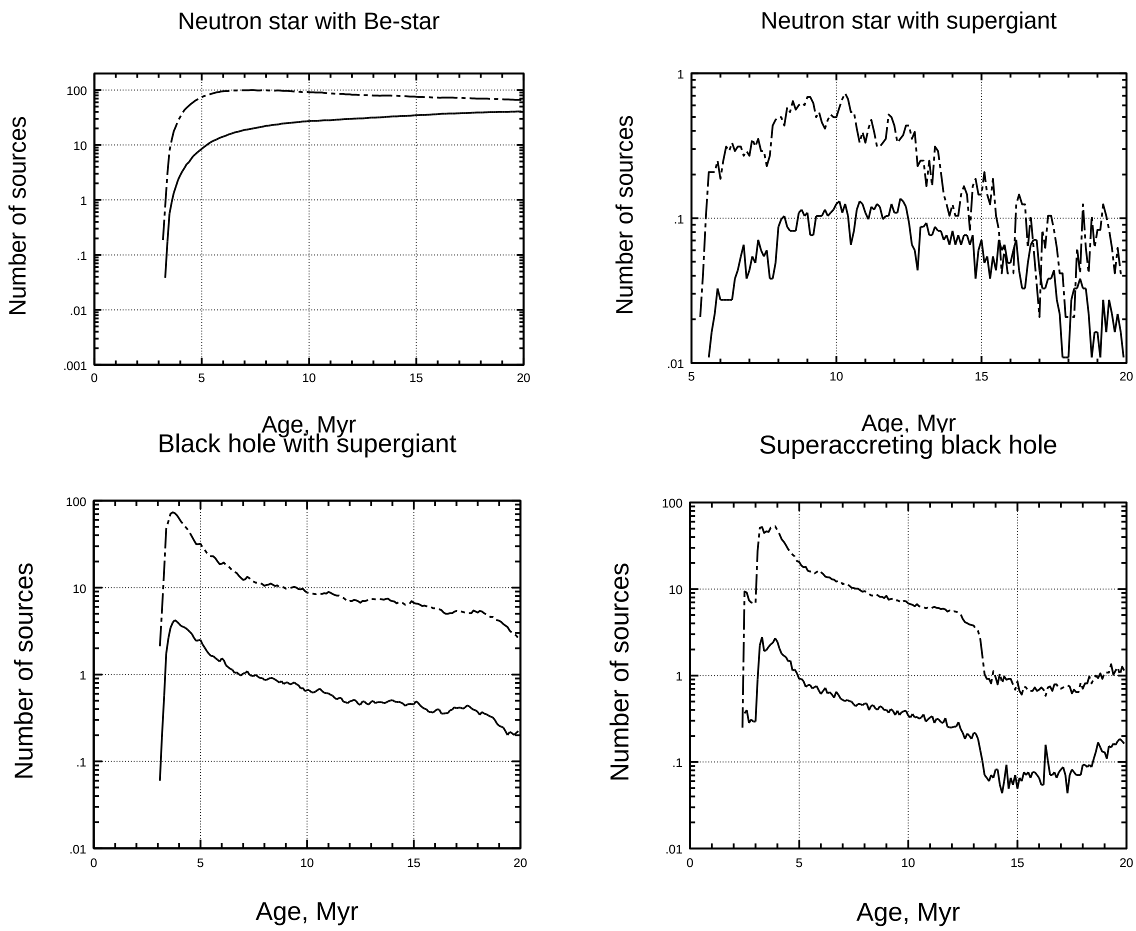

Рис. 9. Эволюция количества рентгеновских источников после вспышки звездообразования для верхнего предела масс $120 M_\odot$. 1a– рентгеновские транзиенты; 1b – "рентгеновские пульсары"; 1c – источники типа Cyg X-1; 1d – "источники типа SS433". Сплошная линия – солпитеровская функция масс, штрих- пунктирная – "плоский" спектр масс. Полная масса двойных звезд в интервале 0.1-120 $M_\odot$ – $1.5 \cdot 10^6 M_\odot$.

увеличении массы нейтронной звезды при аккреции до предела Оппенгеймера– Волкова, однако это наиболее вероятно на стадии сверхкритической аккреции (и зависит от предположений об этий стадии), что и проявилось в расчетах. Системы типа Cyg X-1 для верхнего предела масс $30\,M_{\odot}$ не показаны, т.к. за время счета не появилось ни одной системы этого типа.

Для удобства определения количества различных источников для вспышек произвольной массы мы приводим соответствующие аппроксимационные формулы. Время, t, выражается в миллионах лет.

В случае солпитеровского спектра масс ($\alpha = 2.35$) и верхнего предела масс $M_{up} = 120\,M_{\odot}$ получаем формулы для рентгеновских транзиентов на интервале от 5 до 20 миллионов лет после вспышки:

$$N(t) = -0.14 \cdot t^2 + 5.47 \cdot t - 14.64. \tag{63}$$

Для сверхаккрецирующих черных дыр на интервале от 4 до 20 миллионов лет:

$$N(t) = \frac{2.2}{t - 3.05}. \tag{64}$$

Для источников типа Cyg X-1 на интервале от 4 до 20 миллионов лет:

$$N(t) = \frac{4.63}{t - 2.9}. \tag{65}$$

Для двойных систем, состоящих из аккрецирующих нейтронных звезд и сверхгигантов на интервале от 5 до 20 миллионов лет:

$$N(t) = 2.12 \cdot 10^{-4} \cdot t^3 - 9.6 \cdot 10^{-3} \cdot t^2 + 0.13 \cdot t - 0.47. \tag{66}$$

Для "плоского" спектра масс ($\alpha = 1.01$) и верхнего предела масс $M_{up} = 120\,M_{\odot}$ имеем для рентгеновских транзиентов на интервале от 3 до 7 миллионов лет:

$$N(t) = -8.9 \cdot t^2 + 1.2 \cdot 10^2 \cdot t - 3 \cdot 10^2, \tag{67}$$

и на интервале от 7 до 20 миллионов лет:

$$N(t) = -2.8 \cdot t + 1.2 \cdot 10^2. \tag{68}$$

Для сверхаккрецирующих черных дыр на интервале от 4 до 20 миллионов лет:

$$N(t) = \frac{39.97}{t - 3.17} \tag{69}$$

Для источников типа Cyg X-1 на интервале от 4 до 20 миллионов лет:

$$N(t) = \frac{58.44}{t - 3.08} \tag{70}$$

Для двойных систем, состоящих из аккрецирующих нейтронных звезд и сверхгигантов на интервале от 5 до 20 миллионов лет:

$$N(t) = 1.45 \cdot 10^{-3} \cdot t^3 - 5.96 \cdot 10^{-2} \cdot t^2 + 0.74 \cdot t - 2.41. \tag{71}$$

В работе (Липунов и др., 1996а) нами было показано (см. также параграф 2.1), что абсолютное и относительное количество массивных двойных систем с черными дырами и нейтронными звездами может служить хорошим индикатором возраста вспышки звездообразования. Здесь мы рассмотрели эволюцию популяций четырех типов тесных двойных систем с нейтронными звездами и черными дырами после вспышки звездообразования с полной массой двойных звезд $1.5 \cdot 10^6\ M_\odot$ для двух значений показателя α: 2.35 (солпитеровская функция масс) и 1.01 ("плоский спектр") в течении $2 \cdot 10^7$ лет после вспышки.

Переход к спектру с $\alpha = 1.01$, предложенный в работе (Контини и др, 1995), приводит к увеличению количества двойных рентгеновских источников в несколько раз (соответственно должно увеличиться и количество одиночных аккрецирующих нейтронных звезд и черных дыр, а также других двойных источников, но здесь мы их не рассматриваем).

Снижение верхнего предела масс ниже критической массы образования черной дыры приводит к практически полному исчезновению источников с черными дырами, но увеличивает количество транзиентных источников с нейтронными звездами (особенно сильно – до ≈ 300 – при "плоском спектре" масс). Т.о., соответствующее изменение спектра масс приводит к значительному изменению светимости галактики в стандартном и жестком рентгеновском диапазонах. В связи с чем существование вспышек звездообразования с "плоской" начальной функцией масс должно сопровождаться большим потоком в стандартном и жестком рентгеновских диапазонах.

3. Пространственное распределение светимости аккрецирующих одиночных компактных объектов

В этой главе мы представляем компьтерную модель пространственного распределения светимости аккрецирующих одиночных нейтронных звезд (НЗ) и черных дыр (ЧД). Аккреция на эти компактные объекты идет из межзвездной среды. Рассмотрено распределение светимости одиночных НЗ и ЧД в плоскости R–Z (т.е. плоскости, проходящй через центр Галактики и перепендикулярной диску). Нами показано, что распределение имеет торообразную форму с максимумом на ~ 5 кпк. Основные результаты опубликованы в работах (Попов и Прохоров, 1996, 1997).

3.1. Расчеты для распределения скоростей отдачи по Лайну и Лоримеру

3.1.1. Постановка задачи

Старые одиночные НЗ и ЧД образуют большую популяцию галактических объектов. Согласно недавним оценкам их число в Галактике составляет порядка 10^8–10^9 (Мотч и др., 1997; Блаез и Мадау, 1993), но подавляющее большинство из этих объектов в настоящее время недоступно для наблюдений. Менее 10^3 относительно молодых НЗ проявляют себя как радиопульсары, несколько старых НЗ наблюдаются в рентгеновском диапазоне за счет идущей на них аккреции межзвездного вещества, и, по всей видимости, ни одна одиночная ЧД не наблюдается в настоящий момент (здесь мы исключаем из рассмотрения множество неотождествленных источников каталога $ROSAT$). Речь в дальнейшем будет идти об одиночных НЗ и ЧД, поэтому, не опасаясь путаницы, прилагательное "одиночные" будет иногда отбрасываться.

В течении последних лет именно одиночные НЗ и ЧД стали привлекать внимание исследователей. Это связано с тем, что эти объекты в достаточно большом количестве могут наблюдаться в мягком рентгеновском диапазоне спутником *ROSAT* (см., например, Тревс и Колпи, 1991; Хеклер и Колб, 1996), и несколько НЗ действительно было обнаружено (Вальтер и др., 1996; Хаберл и др., 1996, 1997; Попов, 1997). Поэтому картина распределения светимости этих объектов представляет большой интерес.

НЗ может находиться на одной из нескольких стадий: E, A, P, etc (см. главу 1). Сильное магнитное поле и/или быстрое вращение способны предотвратить аккрецию вещества на поверхность НЗ (см., например, Попов, 1994; Липунов и Попов, 1995a,b и главу 1). Здесь мы рассматриваем только аккрецирующие НЗ. Наибольшая часть НЗ находится именно на стадии аккреции, на которую они попадают спустя примерно 10^8 лет после рождения. Распад поля может ускорить этот переход (см. Коненков и Попов, 1997). ЧД, конечно, могут проявлять себя только как аккреторы.

Моделированию пространственного распределения нейтронных звезд различных типов посвящено множество работ (см. например Кордес и Чернофф, 1997a,b; Блаез и Раджагопал, 1991). Распределение начальных скоростей НЗ также рассмотрено в ряде работ (Пачинский, 1990; Лайн и Лоример, 1994; Хансен и Финней, 1997; Колб, 1997).

В работах (Гуревич и др., 1993; Постнов и Прохоров, 1993, 1994) было показано, что НЗ в Галактике образуют торообразную структуру. Распределение межзвездной среды (МЗС) также обладает похожей особенностью (см., например, Бочкарев, 1992). Причем максимумы этих двух распределений при некоторых значениях параметров могут практически совпадать. Более того, возможна ситуация, когда большая часть медленно движущихся НЗ будет находиться в областях максимума плотности МЗС. Здесь нами численно рассматривается совместное распределение компактных объектов и МЗС.

Таблица 4.

Диск	a_D=0	b_D=277 пк	$M_D = 1.12 \cdot 10^{10} M_\odot$
Балдж	a_B=3.7 кпк	b_B=200 пк	$M_B = 8.07 \cdot 10^{10} M_\odot$
Гало		d_0=277 пк	$M_0 = 5.0 \cdot 10^{10} M_\odot$

Траектории НЗ и ЧД непосредственно вычислялись в заданном потенциале при заданных начальных условиях (рассматривалось несколько вариантов распределения начальных скоростей) и заданном распределении МЗС. В следующем пункте кратко описывается наша модель.

3.1.2. Модель и исходные данные расчета

Нами численно решалась система дифференциальных уравнений движения в заданном потенциале.

Использовался потенциал Галактики в виде (Пачинский, 1990):

$$\Phi_i(R, Z) = GM_i / \left(R^2 + [a_i + (Z^2 + b_i^2)^{1/2}]^2\right)^{1/2}$$

с квазисферическим гало с распределением плотности в виде:

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + (d/d_0)}, \;\; d^2 = R^2 + Z^2.$$

Здесь R и Z – цилиндрические координаты, d– радиальное расстояние в квазисферическом гало. Параметры потенциала приведены в таблице 4, плотность ρ_0 определяется через массу гало, M_0.

Плотность МЗС полагалась постоянной во времени. Локальная плотность вычислялась по данным, приведенным в работах (Бочкарев, 1992; Зэйн и др., 1995). Преполагается, что Галактика осесимметрична (цилиндрическая симметрия). n – полная концентрация водорода в МЗС, n_{HI} и n_{H_2} концентрации нейтрального и молекулярного водорода, $n_0(R)$, $n_2(R)$ и $n_3(R)$ – значения концентраций в плоскости $Z = 0$.

$$n(R, Z) = n_{HI} + 2 \cdot n_{H_2}$$

$$n_{H_2} = n_2(R) \cdot exp\left[\frac{-Z^2}{2 \cdot (70\,\text{пк})^2}\right]$$

В интервале 0 кпк $\leq R \leq 3.4$ кпк, тогда

$$n_{HI} = n_0(R) \cdot exp\left[\frac{-Z^2}{2 \cdot (140\,\text{пк} \cdot R/2\,\text{кпк})^2}\right],$$

Для интервала 0 кпк $\leq R \leq 2$ кпк $n_0(R)$ была принята постоянной для всех R:

$$n_0(R < 2\ \text{кпк}) = n(R = 2\ \text{кпк})$$

Конечно для малых радиусов, $R \leq 2\,$кпк, такая картина распределения МЗС является черезчур упрощенной, поэтому в этой области результаты нашего расчета являются достаточно грубым приближением. Нас наиболее интересует область $\sim 4 - 10\,$кпк, где при разных значениях параметров может располагаться максимум. Детальное рассмотрение картины для центральной области Галактики см. в работе (Зэйн и др., 1996).

Если 3.4 кпк $\leq R \leq 8.5$ кпк, тогда

$$n_{HI} = 0.345 \cdot exp\left[\frac{-Z^2}{2 \cdot (212\,\text{пк})^2}\right] +$$

$$0.107 \cdot exp\left[\frac{-Z^2}{2 \cdot (530\,\text{пк})^2}\right] +$$

$$0.064 \cdot exp\left[\frac{-Z}{403\,\text{пк}}\right]$$

Если 8.5 кпк $\leq R \leq 16$ кпк, тогда

$$n_{HI} = n_3(R) \cdot exp\left[\frac{-Z^2}{2 \cdot (530\,\text{пк} \cdot R/8.5\,\text{кпк})^2}\right]$$

$n_0(R)$, n_2 и $n_3(R)$ были взяты из работы (Бочкарев, 1992) (см. рис. 10).

Распределение плотности МЗС в плоскости R-Z, использовавшееся в вычислениях, приведено на рисунке 10.

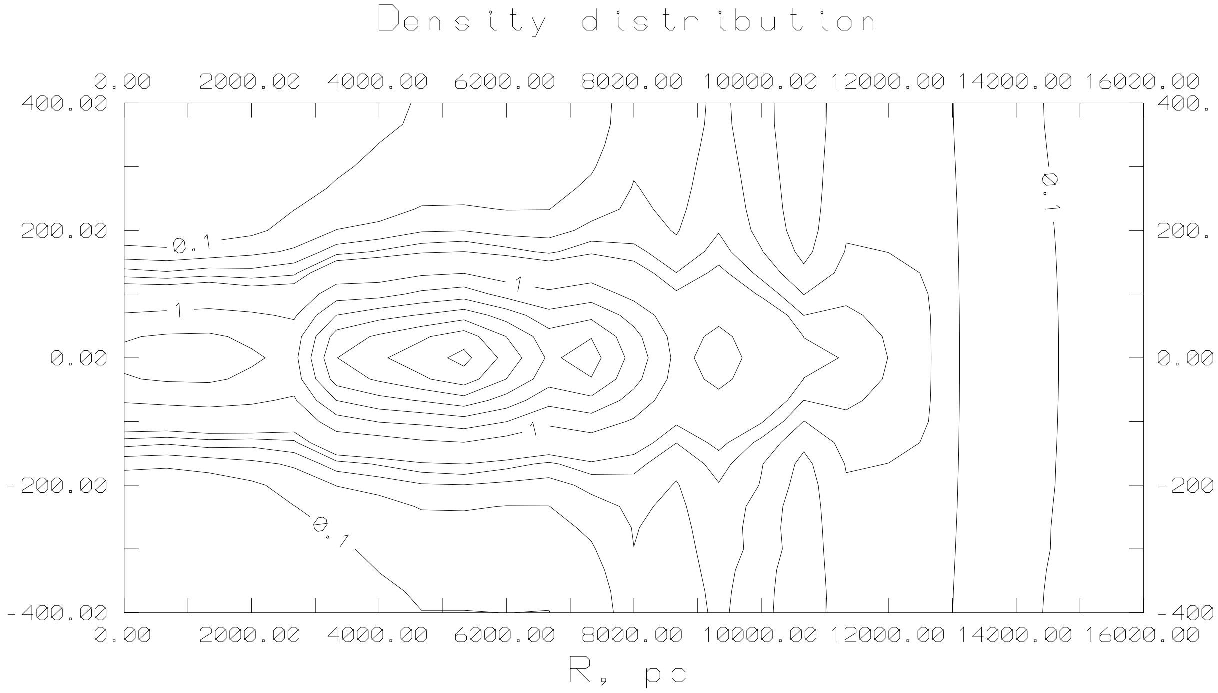

Рис. 10. Распределение плотности в единицах частица на кубический сантиметр в плоскости R–Z

Мы предполагали, что темп рождения НЗ и ЧД пропорционален квадрату локальной плотности МЗС. Звезды рождались в галактической плоскости (Z=0) с круговой скоростью на данном радиусе плюс изотропно направленная дополнительная скорость (скорость отдачи), приобретаемая в результате вспышки сверхновой (см. Липунов и др., 1997).

Для скорости отдачи нами использовалось несколько видов распределения. В этом параграфе (3.1) рассматриваются результаты для распределения, построенного для наблюдаемых радиопульсаров в работе (Лайн и Лоример, 1994). Нами применялась аналитическая аппроксимация из работы (Липунов и др., 1996b):

$$f_{LL}(V) \propto \frac{x^{0.19}}{(1+x^{6.72})^{1/2}},$$

здесь V– пространственная скорость компактного объекта, V_{char} – характеристическая скорость данного распределения, $x = V/V_{char}$, f_{LL}–

вероятность (см. детали в Липунов и др., 1996b). Эта формула воспроизводит наблюдаемое распределения со средней скоростью 350 км/с при V_{char}=400 км/с. Результаты для максвелловского и δ распределения скоростей приводятся в следующем параграфе (3.2). Так как мы не обладаем никакой информацией о скоростях отдачи для ЧД, а для НЗ информация все-таки недостаточно определенная, то мы провели расчеты для двух значений V_{char}: 400 км/с и 200 км/с. Возможно, что второе (меньшее) значение лучше описывает распределение скорости отдачи для ЧД (см. Вайт и Ван Парадайз, 1996).

Для каждой звезды нами вычислялась детальная траектория и аккреционная светимость. Последняя вычислялась по формуле Бонди:

$$L = \left(\frac{GM\dot{M}}{R_{lib}}\right)$$

$$\dot{M} = 2\pi \left(\frac{(GM)^2 \rho(R, Z)}{(V_s^2 + V^2)^{3/2}}\right)$$

.

Скорость звука, V_s, везде считалась равной 10 км/с. Поскольку для большинства объектов пространственная скорость заметно больше 10 км/с, то небольшая неточность в значении скорости звука не может сильно исказить результаты. Масса каждой НЗ принималась равной $M_{NS} = 1.4\,M_{\odot}$, а для ЧД – $M_{BH} = 10\,M_{\odot}$. Радиус энерговыделения, R_{lib}, для НЗ полагался равным 10 км (радиус НЗ), а для ЧД – 90 км (т.е. $3 \cdot R_g$, $R_g = 2GM/c^2$). Статистика собиралась на сетке размером 100 пк в R-направлении и 10 пк в Z-направлении, т.к. интересующая нас область является достаточно уплощенной: $\sim$ 32000 пк на 1000 пк. Центры ячеек располагались в точках R=50 пк, Z=5 пк и т.д. в данном параграфе светимость везде показана в эргах в секунду на кубический парсек.

Для нормализации результатов мы использовали предположение, что в Галактике содержится $N_{NS} = 10^9$ НЗ и $N_{BH} = 10^8$ ЧД. Для Солпитеровской функции масс с $\alpha = 2.35$ такое соотношение НЗ и ЧД достигается, если НЗ образуются из звезд с начальной массой в диапазоне от $10\,M_\odot$ до $\sim 45 - 50\,M_\odot$, а ЧД – из более массивных звезд. Мотч и др. (1997) на основе наблюдений *ROSAT* высказали мнение, что $N_{NS} = 10^9$ слишком большое число для НЗ в Галактике, и $N_{NS} = 10^8$ является более вероятным значением (однако $N_{NS} = 10^9$ требуется для объяснения химической эволюции Галактики). Наши результаты легко нормируются на любое количество компактных объектов, кроме того нас больше интересовал качественный вид распределения светимости

3.1.3. Результаты расчетов

На рисунках 11-14 приведены результаты расчета для двух значений характерной скорости для НЗ и ЧД. На рисунках показана область 16000 пк $\times$ 800 пк для светимости , усредненной по азимутальному углу от 0 до 180 градусов. Расчеты проводились для гораздо большей области, однако из соображения удобств визуализации мы выбрали именно эту часть. Масштаб по R и Z осям различен, чтобы лучше показать структуру в Z направлении.

На рисунке 15 показан срез (зависимость светимости от радиуса) на Z=+5 пк (первая полоса ячеек в положительном направлении Z) для НЗ с характеристической скоростью 200 км/с. Фигура несимметрична: правая часть соответствует усреднению по азимутальным углам от 0 до 180 градусов: левая – от 180 до 360. Разница между правой и левой частями, в частности, демонстрирует точность нашего метода. Минимум в центре в основном является следствием выбранной нами модели МЗС.

На рисунках ясно видна торообразная структура распределения аккреционной светимости с максимумом на ~ 5 кпк.

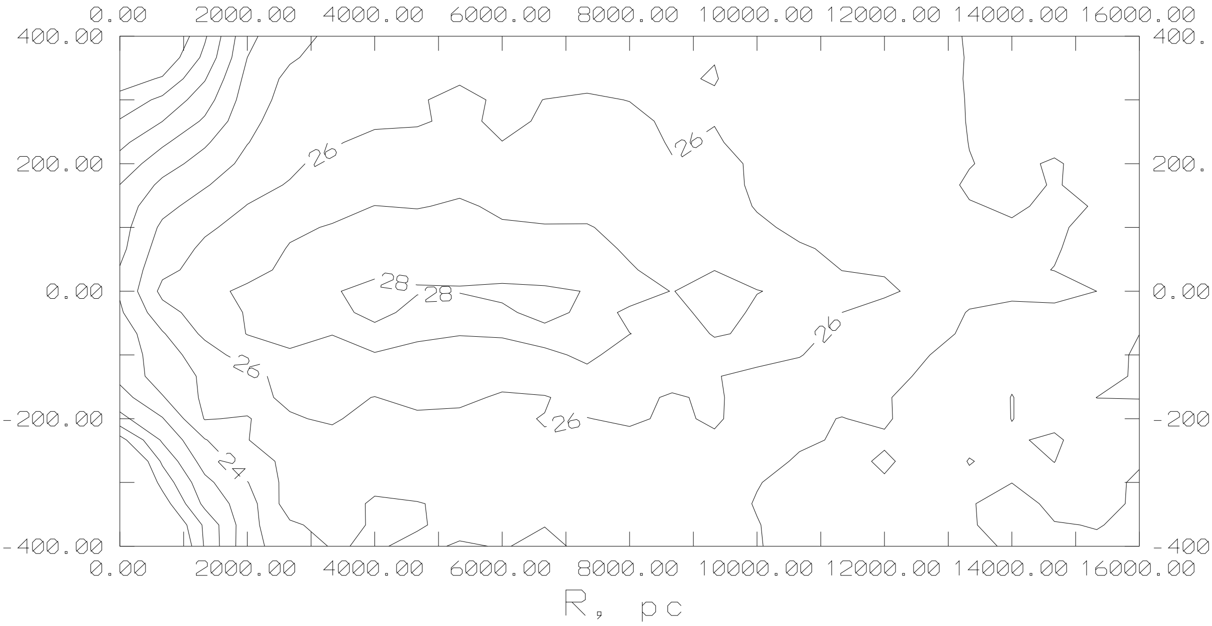

Рис. 11. Распределение аккреционной светимости в плоскости R–Z для нейтронных звезд с характеристической скоростью 200 км/с. Светимость в эргах в секунду на кубический парсек. $N_{NS} = 10^9$

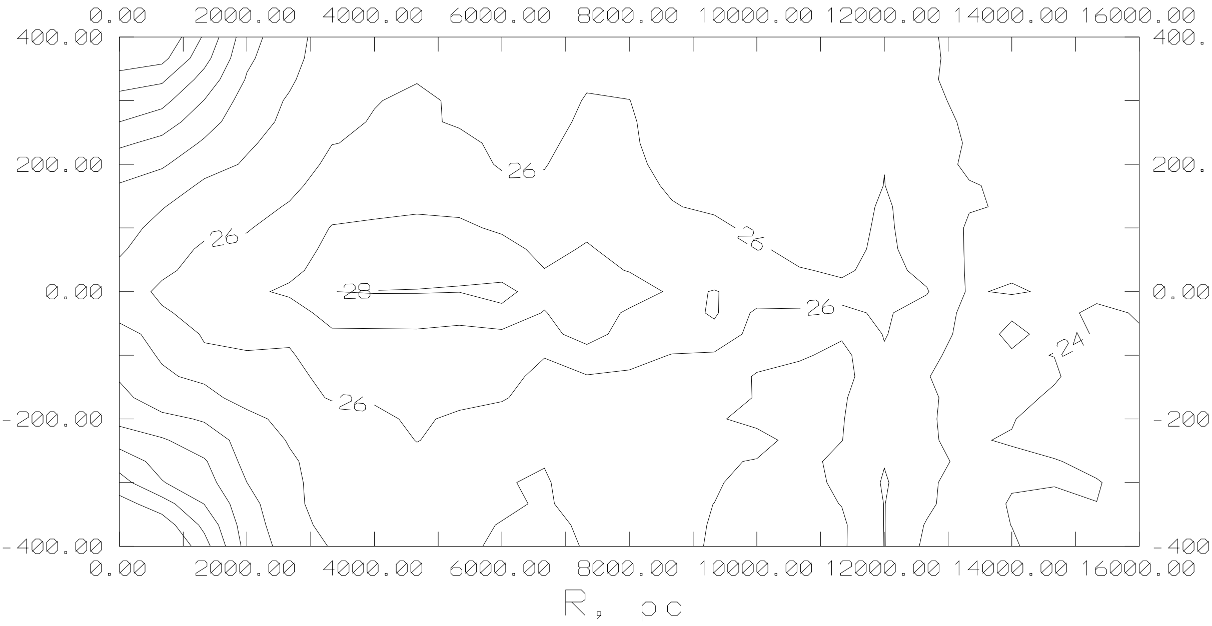

Рис. 12. Распределение аккреционной светимости в плоскости R–Z для нейтронных звезд с характеристической скоростью 400 км/с. Светимость в эргах в секунду на кубический парсек. $N_{NS} = 10^9$

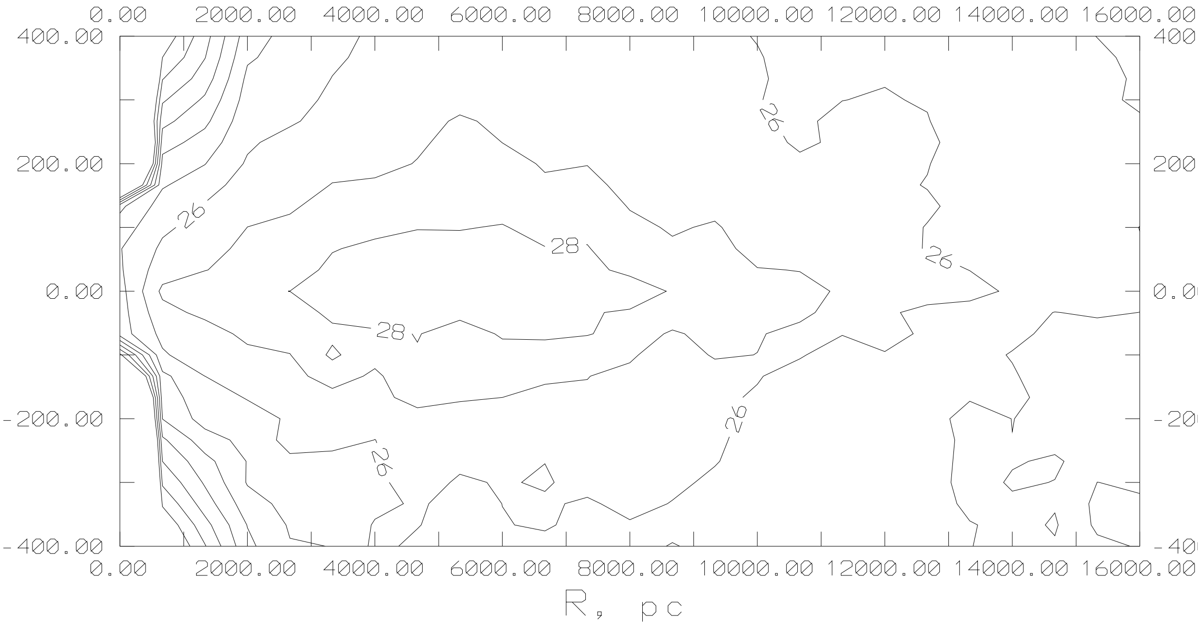

Рис. 13. Распределение аккреционной светимости в плоскости R–Z для черных дыр с характеристической скоростью 200 км/с. Светимость в эргах в секунду на кубический парсек. $N_{BH} = 10^8$

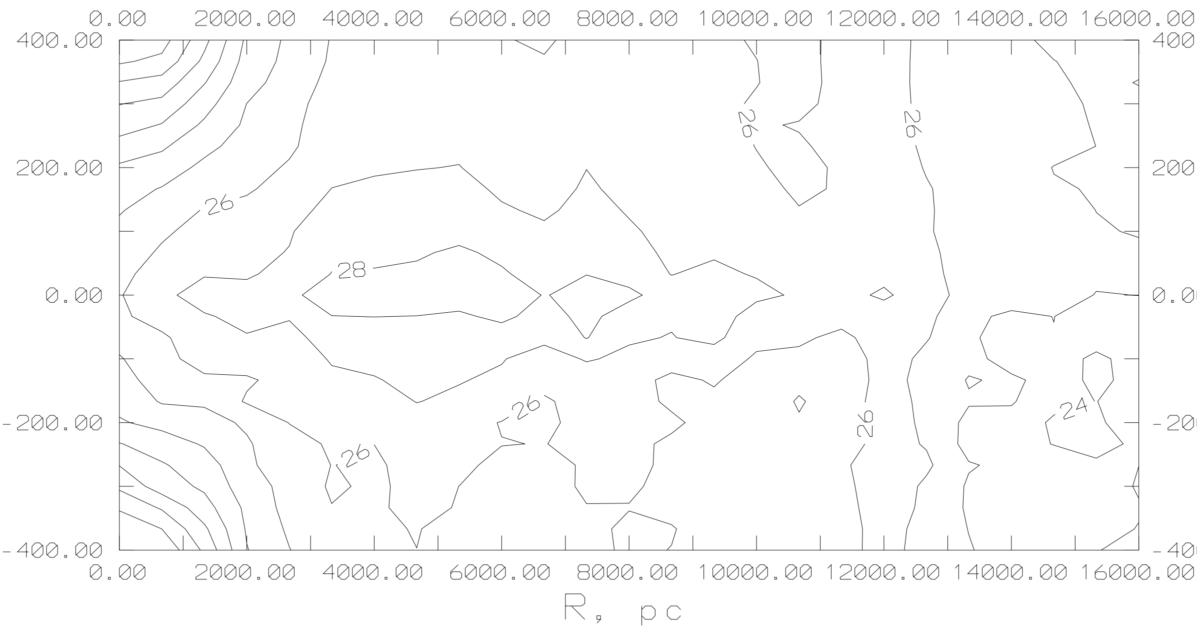

Рис. 14. Распределение аккреционной светимости в плоскости R–Z для черных дыр с характеристической скоростью 400 км/с. Светимость в эргах в секунду на кубический парсек. $N_{BH} = 10^8$

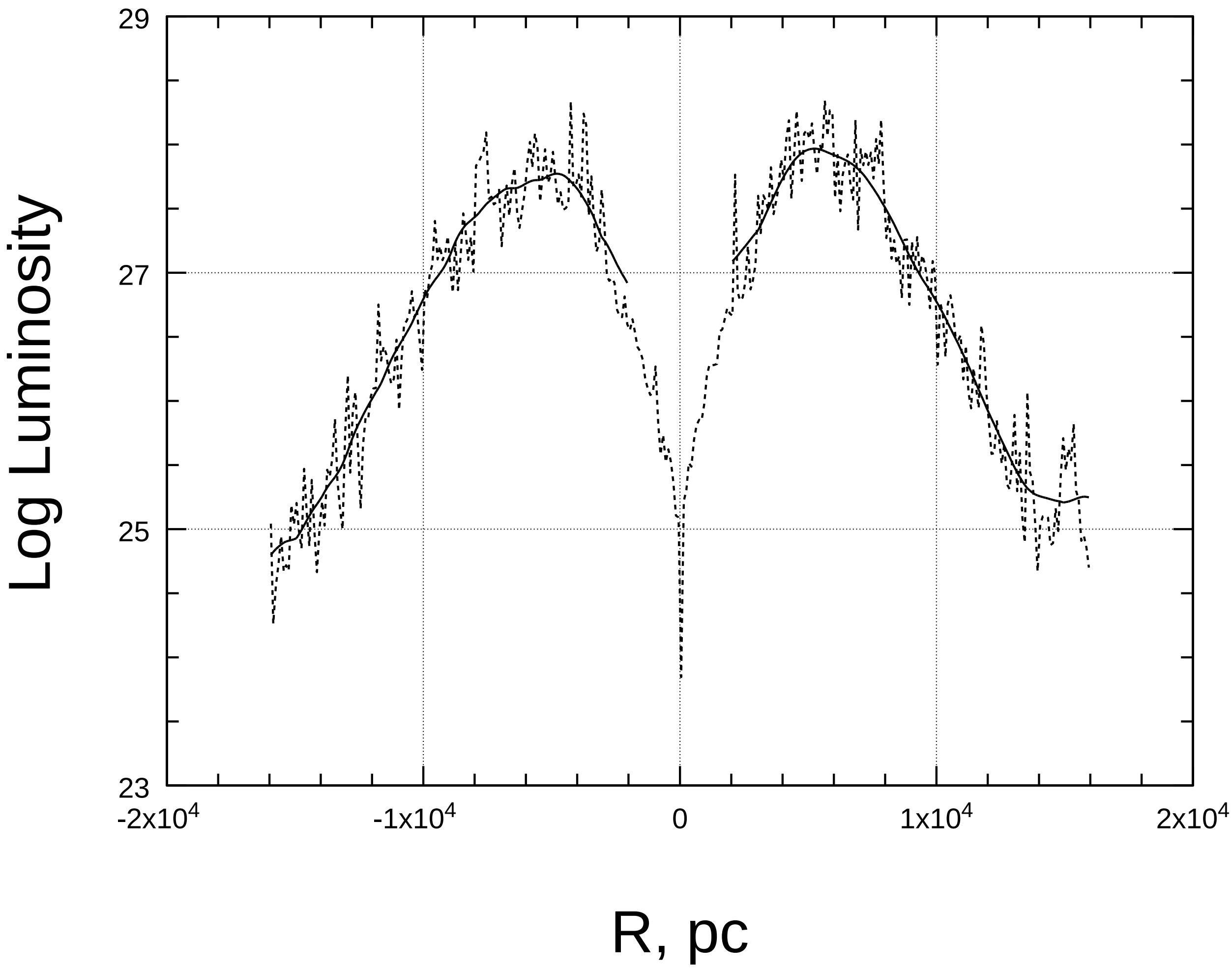

Рис. 15. Срез на Z=+5 пк для НЗ с характеристической скоростью 200 км/с. $N_{NS} = 10^9$. Жирной линией показана сглаженная кривая.

ЧД в среднем, как и ожидалось, имеют большую, чем НЗ, светимость. Однако, если полное число ЧД существенно меньше числа НЗ, то вклад ЧД в полную светимость будет меньше. Полная светимость для $N_{NS} = 10^9$ и $N_{BH} = 10^8$ составляет $10^{39} - 10^{40}$ эрг/с. Для характеристической скорости 200 км/с максимум светимости НЗ приходится на ~ 5 кпк, а ЧД – на ~ 4.8 кпк. Для характеристической скорости 400 км/с на ~ 5.5 кпк и ~ 5 кпк соответственно.

3.2. Расчеты для максвелловского распределения скоростей и распределения скоростей в виде δ- функции

В данном параграфе приводятся результаты расчетов, аналогичных приведенным в предыдущем параграфе (3.1), для двух других распределений скоростей отдачи: максвелловского распределения и распределения в виде δ–функции. В течении достаточно долгого времени эти распределения рассматривались (а максвелловское рассматривается некоторыми авторами до сих пор (Хансен и Финней, 1997)) как вполне вероятные варианты распределения скоростей отдачи. Учитывая, что для ЧД мы не имеем информации о виде этого распределения, а информация по радиопульсарам подвержена большим и трудноучитываемым эффектам селекции, мы рассмотрели и эти два варианта распределения. Для максвелловского распределения использовалось три значения наиболее вероятной скорости (максимум распределения): 35 км/с (средняя скорость 38.4 км/с), 75 км/с (средняя скорость 83.8 км/с) и 150 км/с (средняя скорость 167.5 км/с). Такие же скорости (35, 75 и 150 км/с) использовались и для δ- распределения. Бо́льшие скорости ($>$ 200 км/с для данных типов распределения) противоречат расчетам популяций тесных двойных систем, т.к. столь большие значения скоростей приводили бы к разрушению двойных после вспышек сверхновых. Кроме того, многие авторы (см., например, Кордес и Чернофф, 1997a,b) пришли к выводу, что НЗ распадаются на две популяции: низкоскоростную (куда входит большая часть НЗ) и высокоскоростную. Некоторые данные свидетельствуют в пользу того, что для низкоскоростной популяции характерны скорости $\leq$ 100км/с (см. также Колб 1997, где приводятся данные в пользу низкой скорости отдачи, возможно с максвелловским распределением).

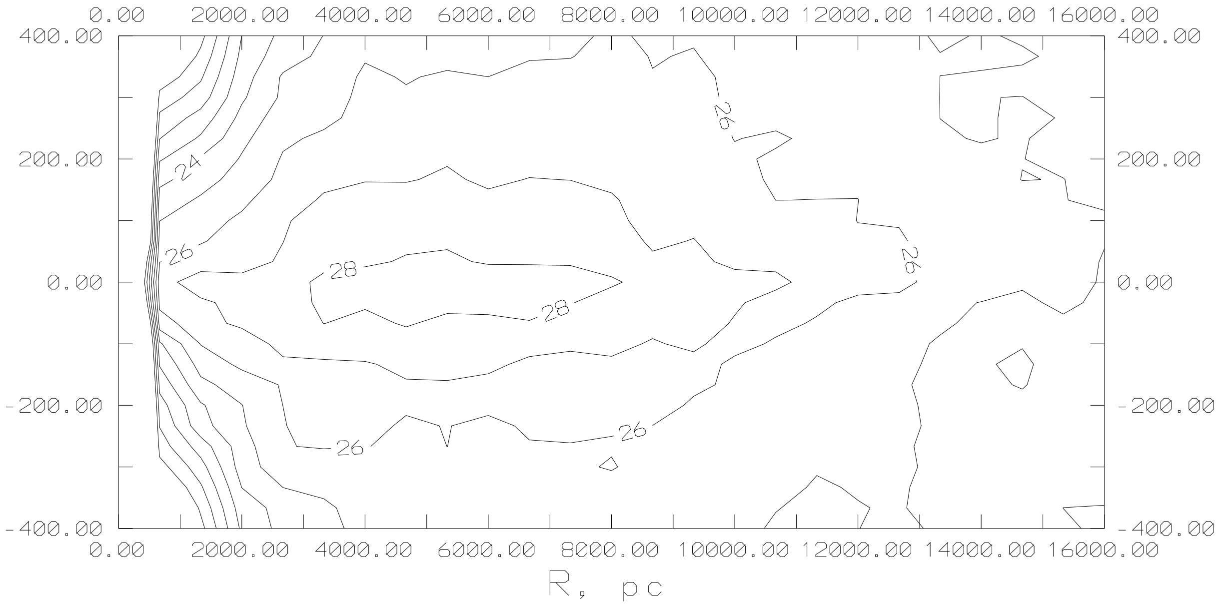

Рис. 16. Распределение светимости в плоскости R–Z для максвелловского распределения (75 км/с). Светимость в эргах в секунду на кубический парсек. $N_{NS} = 10^9$

3.2.1. Результаты расчетов

На рисунках 16-21. мы представляем результаты расчета для двух видов распределения скоростей. На рисунке 22 показан срез на Z=+5 пк для максвелловского распределения (V_{max}= 150 км/с).

На рисунке 23 мы показываем зависимость полной светимости галактики (в условных единицах) от скорости отдачи для двух видов распределения. Отметим интересную черту: пересечение кривых при скорости примерно 125 км/с.

Точно также как и для распределения, рассмотренного в предыдущем параграфе, распределение имеет торообразный вид с максимумом примерно на 5 кпк.

3.2.2. Заключение и обсуждение

Торообразная структура распределения аккреционной светимости одиночных компактных объектов является интересным и важным свойством галактического потенциала. Она возникает при различных распределениях скорости отдачи компактных объектов при разных значе-

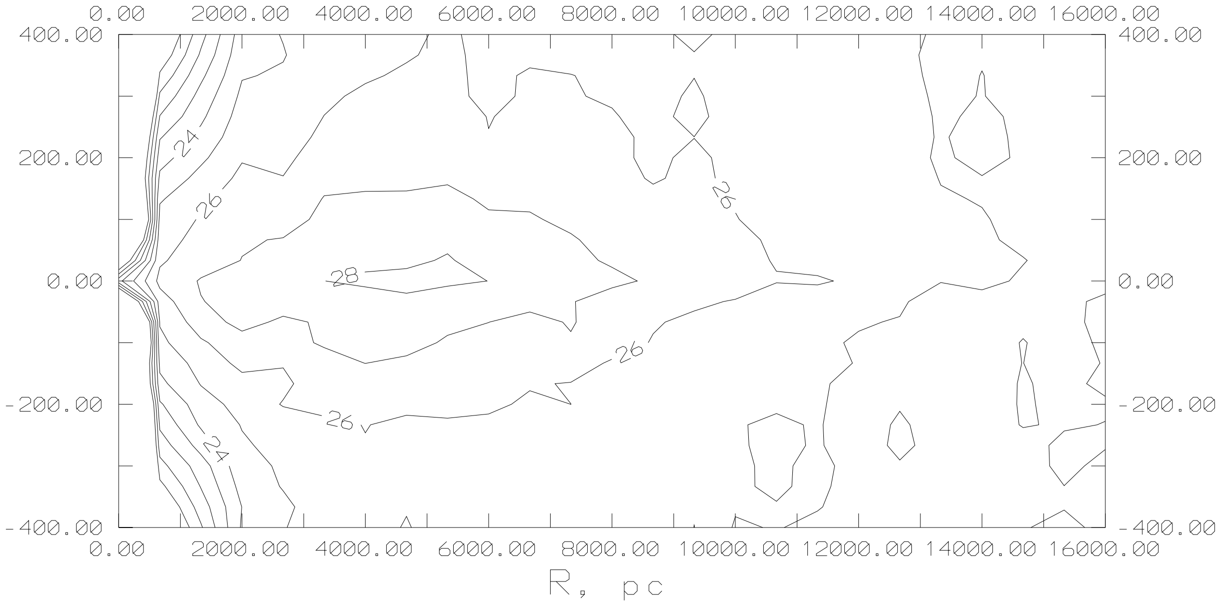

Рис. 17. Распределение светимости в плоскости R–Z для максвелловского распределения (150 км/с). Светимость в эргах в секунду на кубический парсек. $N_{NS} = 10^9$

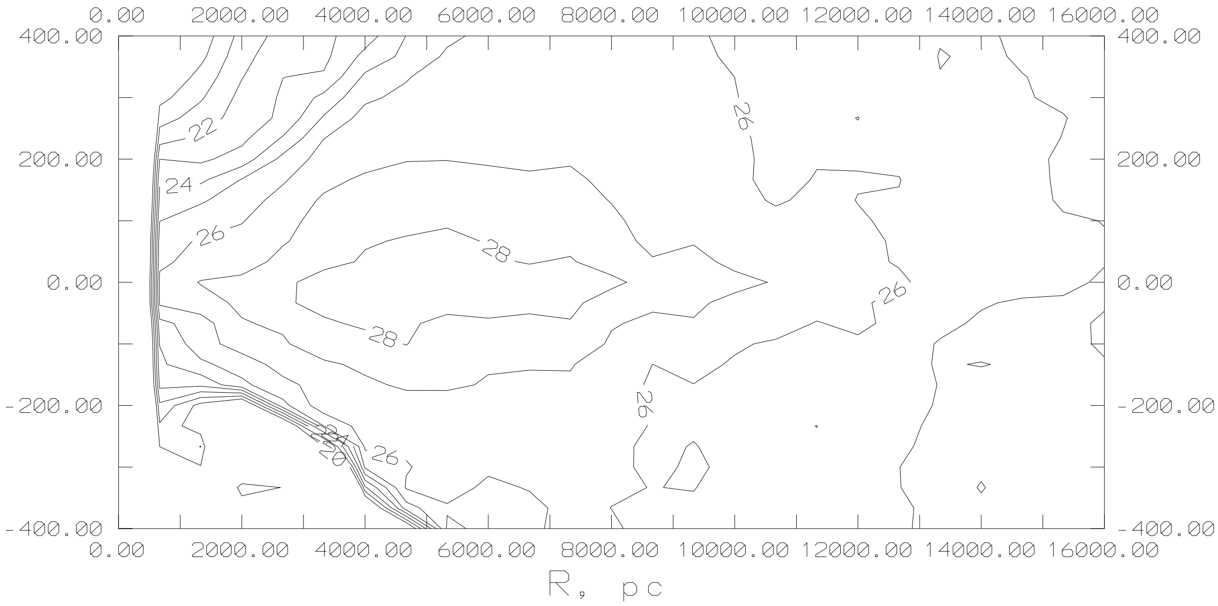

Рис. 18. Распределение светимости в плоскости R–Z для δ- распределения (75 км/с). Светимость в эргах в секунду на кубический парсек. $N_{NS} = 10^9$

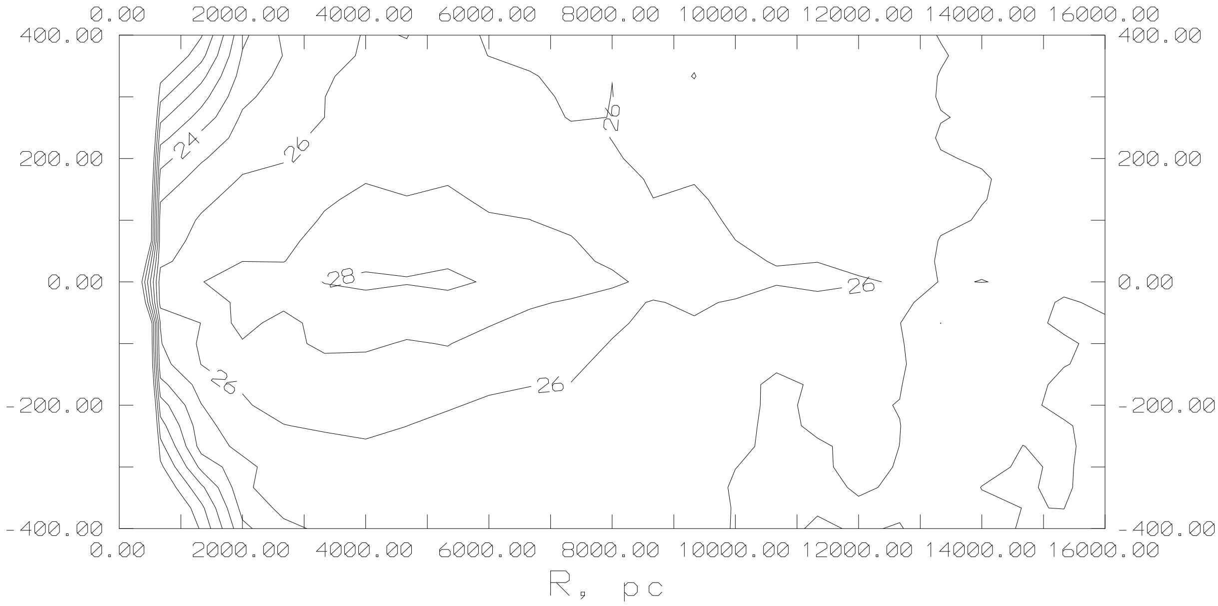

Рис. 19. Распределение светимости в плоскости R–Z для δ- распределения (150 км/с). Светимость в эргах в секунду на кубический парсек. $N_{NS} = 10^9$

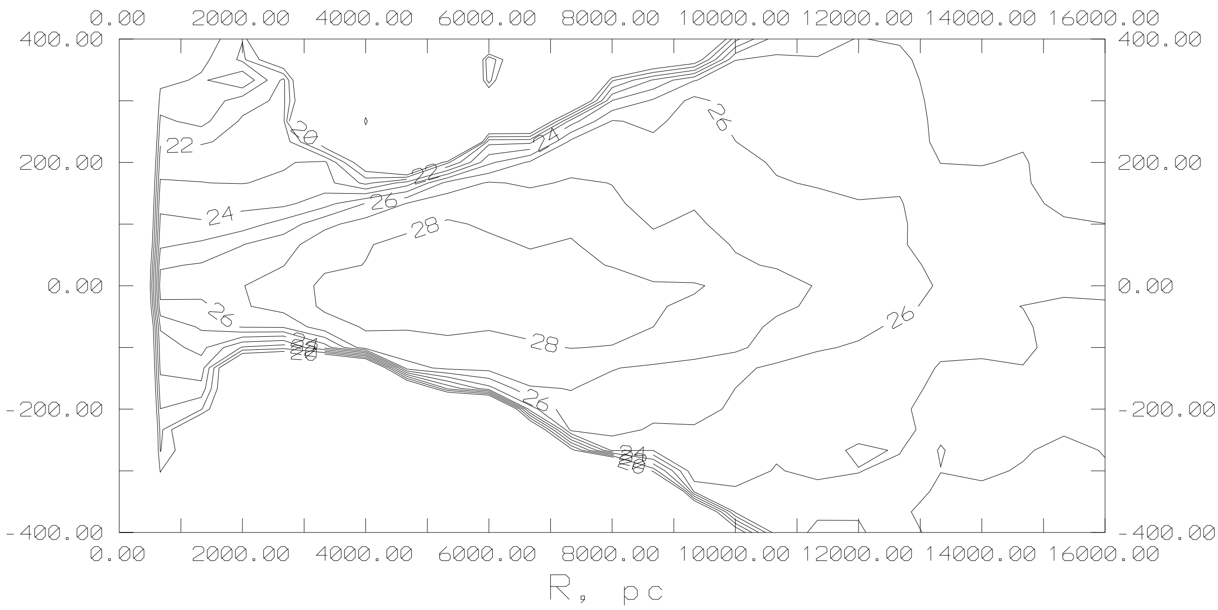

Рис. 20. Распределение светимости в плоскости R–Z для δ- распределения (35 км/с). Светимость в эргах в секунду на кубический парсек. $N_{NS} = 10^9$

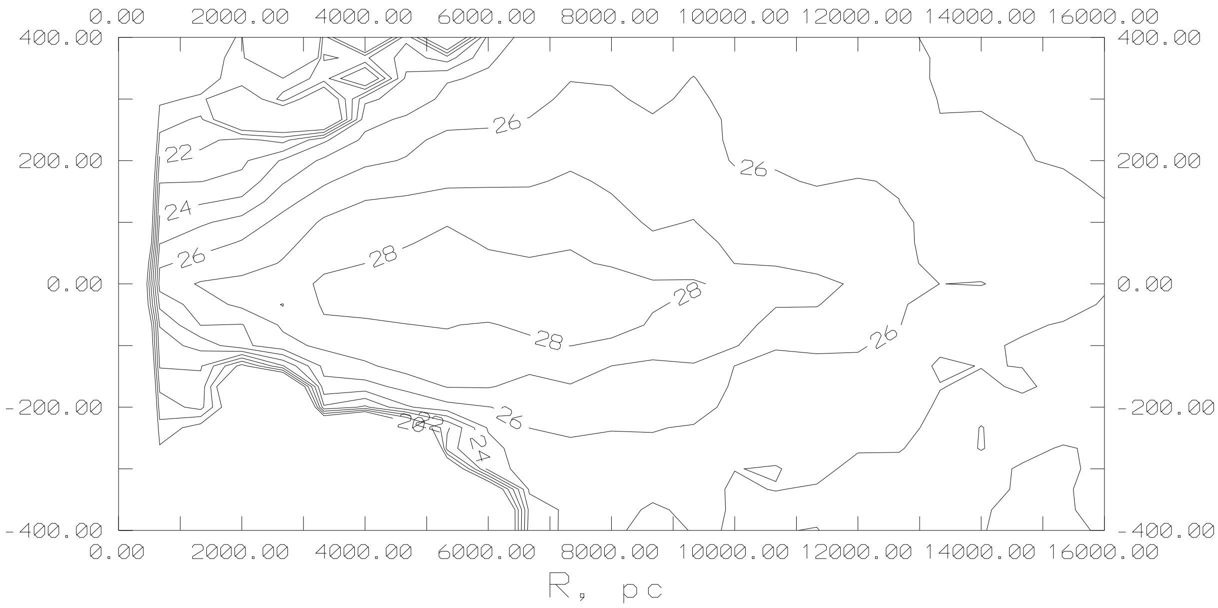

Рис. 21. Распределение светимости в плоскости R–Z для максвелловского распределения (35 км/с). Светимость в эргах в секунду на кубический парсек. $N_{NS} = 10^9$

ниях средних скоростей.

Поскольку мы сделали достаточно общие предположения, то можно сказать, что такая торообразная структура распределения вообще должна быть типична для галактик подобных нашей Галактике.

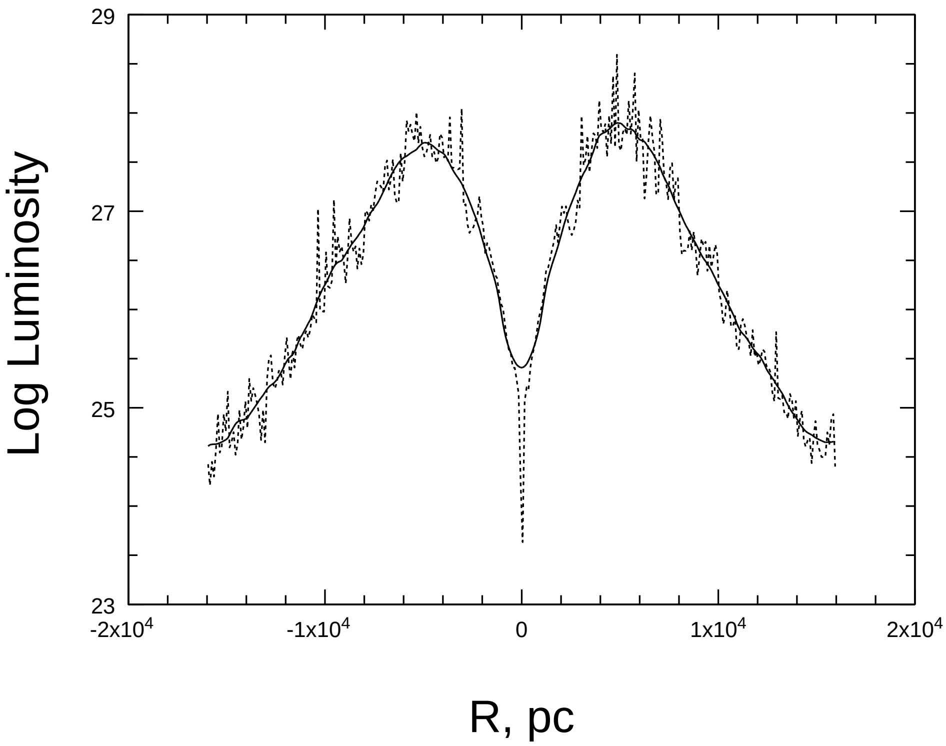

Рис. 22. Срез на Z=+5 пк для максвелловского распределения скоростей (150 км/с). Жирной линией показана сглаженная кривая.

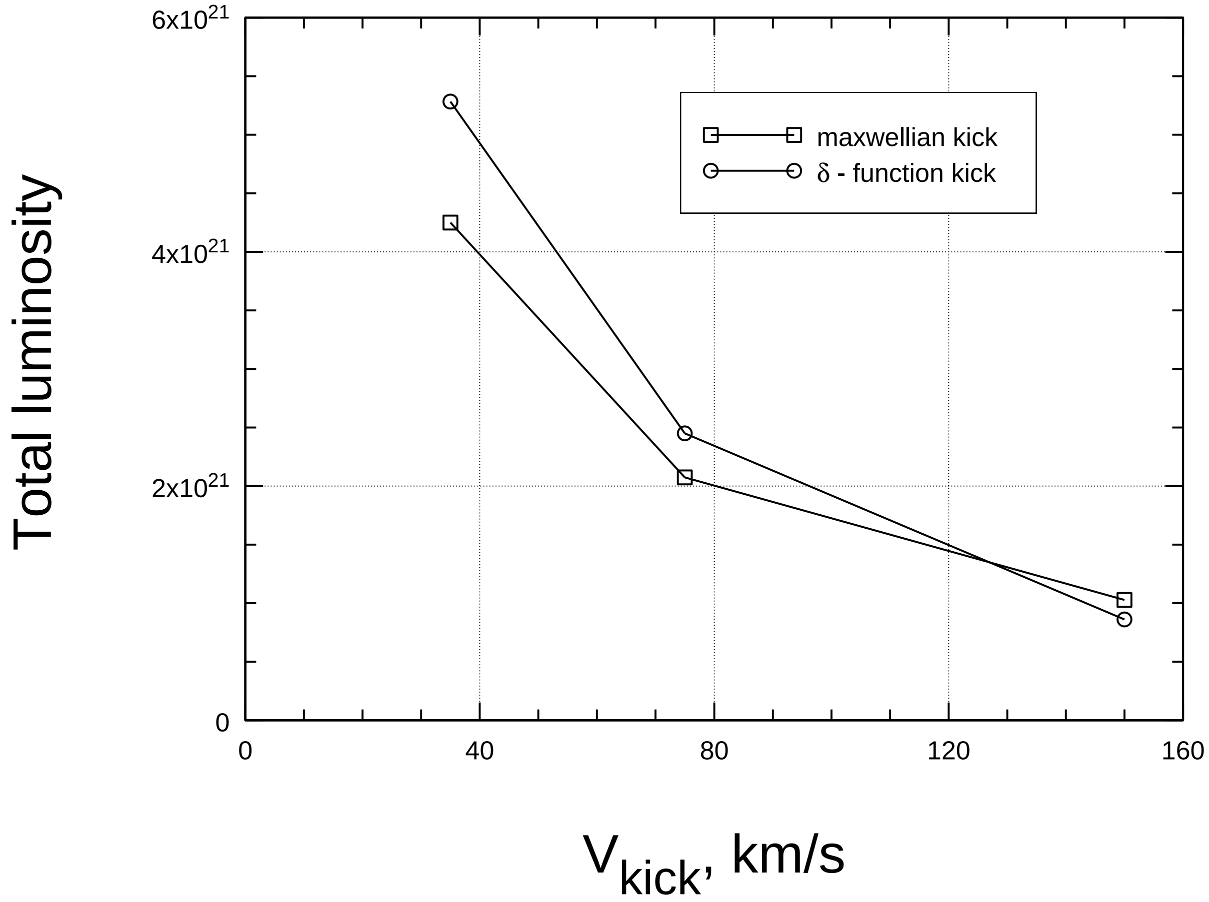

Рис. 23. Полная светимость (в условных единицах) в зависимости от скорости отдачи

Заключение

"If we want to be set free, we have to recognize our faults and regret them."
Emmanuel Swedenborg
("Heavenly City")

В заключении хочу еще раз перечислить результаты представленные в диссертации.

Во введении дается краткое описание проблем, затронутых в диссертации, ставятся цели и обосновывается актуальность данной работы.

В первой главе рассматривается магнитовращательная эволюция нейтронных звезд, как одиночных, так и входящих в двойные системы. Для двойных систем по наблюдениям периодов определены некоторые важные параметры, и среди них скорости звездного ветра звезд-доноров. Приведены оценки характерных периодов и времен их изменения для одиночных нейтронных звезд, аккрецирующих вещество турбулизованной межзведной среды. Рассмотрена эволюция нейтронных звезд с затуханием их магнитного поля и без затухания поля. Важным представляется вывод о том, что один из наблюдаемых рентгеновских объектов является одиночной старой аккрецирующей нейтронной звездой, магнитное поле которой в процессе ее эволюции уменьшилось в тысячи раз.

Вторая глава посвящена расчету вспышек звездообразования. На практическом примере центральной области нашей Галактики показана важность метода популяционного синтеза двойных систем для расчета вспышек звездообразования. Расчитана эволюция популяций рентгеновских двойных источников нескольких типов. Показывается, что отношение числа источников с черными дырами к числу источников с нейтронными звездами является чувствительным индикатором возраста вспышки звездообразования. Приводится модель пространственного распределения рентгеновских источников, возникших в результате вспышки звездообразования в центре Галактики. Возраст вспышки оценивается в 6-8 миллионов лет, что находится в согласии с результатами, полученными другими авторами по наблюдениям одиночных звезд. В удобной для оценок (аналитической) форме представлены результаты расчета типичной вспышки звездообразования для разных параметров начальной функции масс. Показано, что изменение этих параметров приводит к существенному изменению количества рентгеновских источников различных типов.

Третья глава связана с изучением пространственного распределения в Галактике компактных объектов: нейтронных звезд и черных дыр. Для различных моделей распределения скорости отдачи компактных объектов в плоскости $R - Z$ расчитано распределение аккреционной светимости одиночных нейтронных звезд и черных дыр. Определены области, в которых ожидается наибольшая светимость одиночных нейтронных звезд и черных дыр, аккрецирующих вещество межзвездной среды. Для различных видов распределения скорости распределение имеет торообразную структуру с максимумом примерно на 5 кпк.

Все направления, затронутые в диссертации, продолжают разрабатываться нами в настоящее время. В дальнейшем предполагается включить в "Машину сценариев" эволюционные треки для одиночных звезд, а также улучшить описание некоторых стадий эволюции, приводящих к образованию миллисекундных пульсаров. Расчеты магнитовращательной эволюции нейтронных звезд будут применяться к рассмотрению вопроса о взаимосвязи остатков вспышек сверхновых и радиопульсаров, что чрезвычайно важно для решения вопроса о виде распределений начальных параметров нейтронных звезд. Интересно также рассмотреть эволюцию и наблюдаемые проявления систем, состоящих из двух компактных объектов.

В результате описанных в диссертации исследований на защиту выносятся следующие положения:

1) Показано, что одиночные аккрецирующие нейтронные звезды без затухания поля должны иметь относительно большие периоды $\geq 5 \cdot 10^2$ секунд.

2) Затухание магнитного поля у одиночных нейтронных звезд приводит к появлению пульсирующих источников мягкого рентгеновского диапазона с периодами ~ 10 секунд. Источник RX 0720.4-3125 по-видимому является примером такого объекта.

3) По флуктуациям периодов рентгеновских пульсаров определены важные параметры для двойных систем Vela X-1, GX 301-2, Her X-1, Cen X-3. В частности, проведено определение скоростей звездного ветра нормальных компонент для систем Vela X-1 и GX 301-2.

4) Наблюдаемая популяция двойных рентгеновсих источников в области центра Галактики и их пространственное распределение объясняется в рамках модели вспышки звездообразования, произошедшей 6-8 миллионов лет назад.

5) Распределение средней аккреционной светимости одиночных нейтронных звезд и черных дыр в Галактике имеет торообразную структуру с максимумом примерно на 5 кпк. Качественно этот результат не зависит от выбранного распределения начальных скоростей компактных объектов в широком диапазоне параметров.

В заключение хочу выразить признательность своему научному руководителю проф. В.М. Липунову за постановку задач, руководство и внимание к моей работе. Хочу поблагодарить М.Е. Прохорова, всегда помогавшему в решении возникающих проблем и высказавшего много полезных замечаний по тексту диссертации, а также других коллег из отдела Релятивистской Астрофизики ГАИШ, за интересные идеи, совместную работу, многочисленные полезные советы, и за плодотворные дискуссии. Также хочу поблагодарить моих друзей, которые помогали мне в трудные минуты. Особое спасибо С.Н. Назину, без которого компьютеры отдела могут превратиться в кучу бесполезного железа. Я признателен соавторам из других институтов: Д.Ю. Коненкову и Л.М. Озерному, и надеюсь на дальнейшее сотрудничество. Благодарю Соросовскую образовательную программу 1995– 1997 годов, Международный научный фонд, Российский Фонд Фундаментальных Исследований, ИНТАС и центр "КОСМИОН" за финансовую поддержку исследований, вошедших в данную диссертацию.

Литература

[1] Абт, 1983 – Abt, H., 1983, ARAA **21**, 343

[2] Билдстен и др., 1997 – Bildsten, L. et al., 1997, astro-ph/9707125

[3] Блаез и Мадау, 1993 – Blaes, O.& Madau, P., 1993, ApJ **403**, 690

[4] Блаез и Раджагопал, 1991 – Blaes, O. & Rajagopal, M., 1991, ApJ **381**, 210

[5] Блум и др., 1995 – Blum, R.D., Sellgren, K., & DePoy, D.L., 1995, ApJ **440**, L17

[6] Бохрингер и др.,1987 – Böhringer, H., Morfill, G.E. & Zimmermann, H.U., 1987, ApJ **313**, 218

[7] Бочкарев, Н.Г., 1992 – Бочкарев, Н.Г., 1992, "Основы физики межзвездной среды", М., из-во МГУ

[8] Бхатачариа и ван ден Хевел, 1991 – Bhattacharia, D. & van den Heuvel, E.P.J., 1991, Phys. Rep. **203**, 1

[9] Вайт и Ван Парадайз, 1996 – White, N.E., & van Paradijs, J., 1996, ApJ **473**, L25

[10] Вальтер и др., 1996 – Walter, F.M., Wolk, S.J., & Neuhauser, R., 1996, Nature **379**, 233

[11] Ванг и Робертсон, 1985 – Wang, Y–M.& Robertson, J.A. A&A, 1985, **151**, 361

[12] Ватсон и др., 1982 – Watson, M.G., Warwick, R.S. & Corbet, R.H.D., 1982, MNRAS, **199**, 915

[13] Ван Райпер, 1988 – Van Riper, K.A., 1988, ApJ **329**, 339

[14] ван ден Хевел, 1983 – van den Heuvel, E.P.J., 1983, in “Accretion Driven Stellar X-ray Sources”, Eds. Lewin, W.H.G. & van den Heuvel, E.P.J., Cambridge Univ. Press, 303

[15] ван ден Хевел, 1994 – van den Heuvel, E.P.J., 1994, in “Interacting Binaries”, Eds. Shore, S.N., Livio, M., & van den Heuvel, E.P.J., Berlin, Springer, 442

[16] Вербунт и Зваан, 1981 – Verbunt, F. & Zwaan, C., 1981, A&A **100**, L7

[17] Генцель и др., 1994 – Genzel, R., Hollenbach, D. & Townes, C.H., 1994, Rep. on Progr. in Phys. **57**, 417

[18] Гуревич и др., 1993 – Гуревич, А.В., Бескин, В.С., Зыбин, К.П. и Птицын, М.О., 1993, ЖЭТФ, **103**, 1873

[19] Дэйвис и Прингл, 1981 – Davies, R.E.& Pringle, J.E., 1981, MNRAS, **196**, 209

[20] Дэвидсон и Остайкер, 1973 – Davidson, K. & Ostriker, J.P., 1973, ApJ **179**, 585

[21] Дью и Кордес, 1987 – Dewey, R.J. & Cordes, J.M., 1987, ApJ **321**, 780

[22] Ждуник и др., 1992 – Zdunik J.L., Haensel P., Paczyński B.& Miralda-Escude J., 1992, ApJ **384**, 129

[23] Зэйн и др., 1995 – Zane, S., Turolla, R., Zampieri, L., Colpi, M., & Treves, A., 1995, ApJ **451**, 739

[24] Зэйн и др., 1996 – Zane, S., Turolla, R., & Treves, A., 1996, ApJ **471**, 248

[25] Ибен и Тутуков, 1984 – Iben, I., Jr. & Tutukov, A.V., 1984, ApJ **284**, 719

[26] Илларионов и Сюняев, 1975 – Illarionov A.F.& Sunyaev R.A., 1975, A&A, **39**, 185

[27] Ито и др., 1993 – Itoh, N., Hayashi, H.& Kohyama, Y., 1993, ApJ **418**, 405

[28] Кануто и Баттаглиа, 1985 – Canuto V.M., Battaglia A., 1985, ApJ **294**, L125

[29] Каплан и Пикельнер, 1979 – Каплан, С.А. и Пикельнер, С.Б., 1979, "Физика межзвездной среды", М., Наука

[30] Колб, 1997 – Kolb, U., 1997, astro-ph/9708188

[31] Колосов и др., 1989 – Kolosov, D., Lipunov, V.M., Postnov, K.A.& Prokhorov, M.E., 1989, A&A **215**, L21

[32] Коненков и Попов, 1997 – Коненков Д.Ю. и Попов, С.Б., 1997, ПАЖ, **23**, 569 (astro-ph/9707318)

[33] Кордес и Чернофф, 1997a – Cordes, J.M. & Chernoff, D.F., 1997, ApJ, **482**, 971

[34] Кордес и Чернофф, 1997b – Cordes, J.M. & Chernoff, D.F., 1997, astro-ph/9707308

[35] Корнилов и Липунов, 1983a – Корнилов, В.Г. и Липунов, В.М., 1983a, АЖ, **60**, 284

[36] Корнилов и Липунов, 1983b – Корнилов, В.Г. и Липунов, В.М., 1983b, АЖ, **60**, 574

[37] Корнилов и Липунов, 1984 – Корнилов, В.Г. и Липунов, В.М., 1984, АЖ, **61**, 686

[38] Коциол и Демерс, 1994 – Coziol, R. & Demeres, S., 1994, Observatoir du Mont Magantic, prep. **080**

[39] Кояма и др., 1989 – Koyama, K. et al., 1989, Nature **339**, 603

[40] Краббе и др., 1991 – Krabbe, A. et al., 1991, ApJ **382**, L19

[41] де Куул и Анзер, 1993 – de Kool, M & Anzer, U., 1993, MNRAS, **262**, 726

[42] де Куул, 1992 – de Kool, M. 1992, A&A, **261**, 188

[43] Лайн и Лоример, 1994 – Lyne, A.G. & Lorimer, D.R., 1994, Nature **369**, 127

[44] Ларсон, 1981 – Larson R.B., 1981, MNRAS **194**, 809

[45] Лебовский и др., 1982 – Lebofsky, M.J. et al., 1982, ApJ **263**, 736

[46] Лейтерер и Хекман, 1995 – Leitherer, C. & Heckman, T.M., 1995, ApJS **96**, 9

[47] Липунов, 1982 – Lipunov V.M., 1982, Ap& SS, **82**, 343

[48] Липунов, 1987a – Липунов В.М., 1987, “Астрофизика нейтронных звезд”, М., Наука

[49] Липунов, 1987b – Lipunov V.M., 1987, Ap& SS, **132**, 1

[50] Липунов, 1994 – Lipunov, V.M., 1994, Mem. Soc. Astr. It. **65**, 21

[51] Липунов и Постнов, 1987 – Lipunov, V.M. & Postnov, K.A., 1987, A& SS **145**, 1

[52] Липунов и др., 1994a – Lipunov, V.M., Postnov, K.A., Prokhorov, M.E. & Osminkin, E.Yu., 1994, ApJ **423**, L 121

[53] Липунов и др., 1994b – Lipunov, V.M., Ozernoy, L.M., Popov, S.B., Postnov, K.A. & Prokhorov, M.E., 1994, BAAS **26**, 1240

[54] Липунов и Попов, 1995a – Липунов, В.М. и Попов, С.Б., 1995, АЖ **72**, 711

[55] Липунов и Попов, 1995b – Lipunov, V.M. & Popov, S.B., 1995, A & A Trans., **8**, 221 (astro-ph/9504065)

[56] Липунов и Попов, 1996 – Lipunov, V.M. & Popov, S.B., 1996, astro-ph/9609185

[57] Липунов и др., 1995a – Lipunov, V.M., Postnov, K.A. & Prokhorov, M.E. 1995, ApJ **441**, 776

[58] Липунов и др., 1995b – Lipunov, V.M., Ozernoy, L.M., Popov, S.B., Postnov, K.A. & Prokhorov, M.E., 1995, astro-ph/9509155

[59] Липунов и др., 1996a – Lipunov, V.M., Ozernoy, L.M., Popov, S.B., Postnov, K.A. & Prokhorov, M.E., 1996, ApJ **466**, 234

[60] Липунов и др., 1996b – Lipunov, V.M., Postnov, K.A. & Prokhorov, M.E., 1996, A&A **310**, 489

[61] Липунов и др., 1996c – Lipunov, V.M., Postnov, K.A. & Prokhorov, M.E., 1996, Astroph. and Space Phys. Rev. **9**, part 4

[62] Липунов и др., 1996d – Lipunov, V.M., Ozernoy, L.M., Popov, S.B., Postnov, K.A. & Prokhorov, M.E., 1996, COSMION-94, Pro. I Intern. confer. on cosmoparticle physics, Editions Frontiers, Eds., Khlopov, M.Yu., Prokhorov, M.E., Starobinskii, A.A. & Tran Tan Van, 363 (astro-ph/9504066)

[63] Липунов и др., 1997 – Lipunov, V.M., Postnov, K.A. & Prokhorov, M.E., 1997, MNRAS **288**, 245

[64] Лэйси и др., 1991 – Lacy, J.H., Achterman, J.M., & Serabyn, E., 1991, ApJ **380**, L71

[65] Лэмб, 1992 – Lamb D.Q., 1992, in “Frontiers of X–ray Astronomy”, Universal Academy Press

[66] Минос и Хернквист, 1994 – Minos, J.C. & Hernquist, L., 1994, ApJ **431**, L9

[67] Мирабель и др., 1991 – Mirabel, I.F. et al., 1991, A&A **251**, L43

[68] Моррис, 1993 – Morris, M., 1993, ApJ **408**, 496

[69] Мотч и др., 1997 – Motch, C., Guillout, P., Haberl, F., Pakull, M., Pietsch, W. & Reinsch, K., 1997, A & A, **318**, 111

[70] Нагазе, 1992 – Nagase F., 1992, in “Ginga Memorial Symposium (ISAS Symposium on Astrophysics)”, 1

[71] Наджаро и др., 1994 – Najarro, F. et al., 1994, A&A **285**, 573

[72] Назин и др., 1996 – S.N.Nazin, V.M.Lipunov, I.E.Panchenko, K.A.Postnov, M.E.Prokhorov & S.B.Popov , 1996, astro-ph/9605184

[73] Нельсон и др., 1997 – Nelson, R.W., Bildsten, L. et al., 1997, astro-ph/9708193

[74] Озерной, 1994 – Ozernoy, L.M. 1994, in “Multi-Wavelength Continuum Emission of AGN”, Eds. Courvoisier, T.J.-L. & Blecha, A., Kluwer, 351

[75] Озерной, 1995 – Ozernoy, L.M. 1995, in “The Unsolved Problems of the Milky Way Galaxy” (IAU Symp. No. 169), Ed. Blitz, L., Kluwer

[76] Озерной и др., 1993 – Ozernoy, L.M., Titarchuk, L. & Ramaty, R. 1993, in “Back to the Galaxy”, Eds. Holt, S. et al., AIP Conf. Proc. **278**, 73

[77] Острайкер и др., 1970 – Ostriker, J.P., Rees, M. J., Silk, J., Astrophys. Lett., 1970, **6**, 179

[78] Петик, 1992 – Pethick C.J., 1992, Rev. Mod. Phys. **64**, 1133

[79] Павлинский и др., 1994 – Pavlinsky, M.N., Grebenev, S.A., & Sunyaev, R.A., 1994, ApJ **425**, 110

[80] Пачинский, 1990 – Paczyński, B., 1990, ApJ **348**, 485

[81] Пачинский, 1976 – Paczyński, B., 1976, in "Structure and Evolution of Clos Binary Systems", IAU Symp. No. 73, Eds. Egglton, P.P., Mitton, S.A., & Whealan, J.A.J. Reidel, Dordrecht, 75

[82] Попов, 1994 – Попов С.Б., 1994, АЦ, N1556, 1

[83] Попов, 1994b – Попов С.Б., 1994, Земля и Вселенная, N3, 22

[84] Попов, 1995a – Попов С.Б., 1995, Земля и Вселенная, N5, 17

[85] Попов, 1995b – Попов С.Б., 1995, Звездочет, N12, 12

[86] Попов, 1996 – Попов С.Б., 1996, Звездочет, N7, 15

[87] Попов, 1997 – Popov S.B., 1997, astro-ph/9708044

[88] Попов и Коненков, 1998 – Попов, С.Б., и Коненков Д.Ю., 1998, Радиофизика (в печати)

[89] Попов и Прохоров, 1996 – Popov, S.B. & Prokhorov, M.E., 1996, astro-ph/9609126 (принята к публикации в A&A Trans.)

[90] Попов и Прохоров, 1997 – Popov, S.B. & Prokhorov, M.E., 1997, astro-ph/9705236 (A & A, в печати)

[91] Попов и др., 1998 – Попов, С.Б., Липунов, В.М., Прохоров, М.Е. и Постнов, К.А., 1998, АЖ **75**, N3 (в печати)

[92] Прохоров и Постнов, 1994 – Prokhorov, M.E. & Postnov, K.A., 1994, A & A, **286**, 437

[93] Прохоров и Постнов, 1993 – Prokhorov, M.E. & Postnov, K.A., 1993, A & A Trans., **4**, 81

[94] Раппапорт и др., 1982 – Rappaport, S.A., Joss P.C., & Webbink, R.F., 1982, ApJ **254**, 616

[95] Рузмайкин и др., 1988 – Рузмайкин, А.А., Соколов, Д.Д. и Шукуров, А.М., 1988, “Магнитные поля галактик”, М., Наука

[96] Софуе, 1994 – Sofue, Y., 1994, ApJ **431**, L91

[97] Тамблин и Рике, 1993 – Tamblyn, P. & Rieke, G.H., 1993, ApJ **414**, 573

[98] Тамблин и др., 1996 – Tamblyn, P., Rieke, G.H., Hanson, M.M., Close, L.M., McCarthy, D.W., & Rieke, M.J., 1996, ApJ 456, 206

[99] Тейлор и др., 1993 – Taylor, J., Manchester, R., & Lyne, A., 1993, ApJS **88**, 529

[100] Тревс и Колпи, 1991 – Treves, A. & Colpi, M., 1991, A&A **241**, 107

[101] Тревс и др., 1993 – Treves, A., Colpi, M. & Lipunov, V.M., 1993, A&A **269**, 319

[102] Тримбл, 1993 – Trimble, V., 1983, Nature **303**, 137

[103] Урпин и др., 1996 – Uprin, V.A., Geppert, U. & Konenkov D.Yu., 1996, A&A **307**, 807

[104] Урпин и Муслимов, 1992 – Урпин, В.А. и Муслимов, А.Г., 1992, АЖ **69**, 1028

[105] Урпин и Коненков, 1997 – Urpin, V.A. & Konenkov, D.Yu., 1997, MNRAS **284**, 741

[106] Фальгароне и Филипс, 1990 – Falgarone, E.& Philips, T.G., 1990, ApJ, **359**, 344

[107] Фридман и Панхарипанде, 1981 – Friedman B., & Pandharipande V.R., 1981, Nucl. Phys. **A361**, 502

[108] Хаберл и др., 1997 – Haberl, F., Motch, C., Buckley, D. A. H., Zickgraf, F.-J., & Pietsch, W. 1997, A& A, **326**, 662

[109] Хаберл и др., 1996 – Haberl, F. , Pietsch, W., Motch, C., & Buckley, D. A. H., 1996, IAU Circ. No.6445

[110] Хаберл, 1991 – Haberl, F., 1991, A& A, **252**, 272

[111] Хартман, 1995 – Hartmann, D.H. 1995, ApJ **447**, 646

[112] Хартман и др., 1990 – Hartmann, D., Epstein, R.L., & Woosley, S.E., 1990, ApJ **348**, 625

[113] Хакен, 1978 – Haken G., 1978, "Sinergetics", Springer–Verlag

[114] Хансен и Финней, 1997 – Hansen, B.M.S. & Phinney, E.S., 1997, astro-ph/9708071

[115] Хейдл и др., 1993 – Heindl, W.A. et al. 1993, ApJ **408**, 507

[116] Холл и др., 1982 – Hall, D.N.B. et al., 1982, ApJ **262**, L53

[117] Хеклер и Колб, 1996 – Heckler, A.F. & Kolb, E.W., 1996, ApJ **472**, L85

[118] Хекман, 1997 – Heckman, T.M., 1997, astro-ph/9708263

[119] Хошино и Такешима, 1993 – Hoshino, M. & Takeshima, T., 1993, ApJ, **411**, L79

[120] Чанмугам, 1992 – Chanmugam, G. 1992, ARA&A **30**, 143

[121] Чуразов и др., 1994 – Churazov, E. et al., 1994, in “Frontiers of Space and Ground Based Astronomy”, Eds. Wamsteker, W. et al., Kluwer Acad. Press

[122] Шаерер, 1994 – Schaerer, D., 1994, in “The Unsolved Problems of the Milky Way Galaxy”, (IAU Symp. No. 169), Ed. Blitz, L., Kluwer

[123] Шакура, 1975 – Шакура Н.И., 1975, ПАЖ **1**, 23

[124] Шварцман, 1970 – Шварцман, В.Ф., 1970, Радиофизика **13**, 1850

[125] Шварцман, 1971 – Шварцман, В.Ф., 1971, АЖ **48**, 479

[126] Шевалье, 1993 – Chevalier, R.A., 1993, ApJ **411**, L33

[127] Шор и др., 1994 – Shore, S.N., Livio, M., & van den Heuvel, E.P.J. 1994, in “Interacting Binaries”, Springer Verlag, Berlin, Ch. 3

[128] Экарт и др., 1993 – Eckart, A. et al., 1993, ApJ **407**, L77

[129] де Ягер, 1980 – de Jager C., 1980, ”The brightest stars.”, D.Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland

[130] Яковлев и Урпин, 1980 – Яковлев, Д.Г. и Урпин, В.А., 1980, АЖ **24**, 303