

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Популяционный синтез в астрофизике

С.Б. Попов, М.Е. Прохоров

Популяционный синтез — это численный метод моделирования популяций объектов со сложной эволюцией. Данная методика получила широкое распространение в астрофизике, и в статье рассматриваются основные области применения популяционного синтеза для изучения астрономических объектов. Приведены примеры моделирования эволюции популяций тесных двойных систем и одиночных нейтронных звезд, а также кратко обсуждается применение популяционного синтеза для изучения активных ядер и интегральных спектральных характеристик галактик. Приведена обширная библиография по всем затронутым в обзоре вопросам.

PACS numbers: 97.10.–q, 97.60.Jd, 97.80.–d

DOI: 10.3367/UFNr.0177.200711b.1179

Содержание

1. Введение (1179).
 2. Почему популяционный синтез необходим в астрофизике (1180).
 3. Общие свойства моделей, используемых для популяционного синтеза (1180).
 - 3.1. Ошибки метода популяционного синтеза и их источники.
 4. Популяционный синтез тесных двойных систем (1183).
 - 4.1. Эволюция звезд. 4.2. История популяционного синтеза двойных систем. 4.3. Перепись компактных звезд и их распределения. 4.4. Катаклизмические переменные. 4.5. Двойные белые карлики. 4.6. Аккрецирующие рентгеновские источники и миллисекундные пульсары. 4.7. Ультрамощные рентгеновские источники. 4.8. Вклад двойных звезд в гравитационно-волновой фон. 4.9. Темпы слияний двойных нейтронных звезд и черных дыр. 4.10. Двойные в плотных звездных скоплениях.
 5. Популяционный синтез одиночных нейтронных звезд (1193).
 - 5.1. Свойства нейтронных звезд. 5.2. Радиопульсары. 5.3. Оценка гравитационно-волнового сигнала от молодых нейтронных звезд. 5.4. Подсчеты нейтронных звезд и одиночные аккректоры. 5.5. Близкие молодые нейтронные звезды. 5.6. Нерешенные проблемы.
 6. Другие примеры популяционного синтеза (1201).
 - 6.1. Звездные популяции и спектральные исследования. 6.2. Активные галактические ядра и рентгеновский фон.
 7. Заключение (1203).
- Список литературы (1204).

С.Б. Попов, М.Е. Прохоров. Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
119992 Москва, Университетский просп. 13, Российская Федерация
Тел. (495) 939-50-06
Факс (495) 932-88-41
E-mail: mike@sai.msu.ru, polar@sai.msu.ru

Статья поступила 17 июля 2006 г.,
после доработки 1 июня 2007 г.

1. Введение

В этом обзоре обсуждаются различные аспекты использования в астрофизике такого мощного и популярного метода, как *популяционный синтез*.

Популяционный синтез — метод прямого моделирования достаточно многочисленных популяций слабо взаимодействующих объектов со сложной эволюцией. Как правило, эволюция каждого объекта прослеживается от момента его образования до текущего (или интересующего нас) момента времени. Последовательность эволюционных состояний сворачивается с историей образования этих объектов (т.е. с зависящей от времени частотой их рождения) и с распределениями по начальным параметрам. Подобная "свертка" определяет вклад в общий ансамбль состояний объектов на каждой из стадий эволюции. Полученные таким методом данные позволяют изучить очень многие свойства и проявления популяции исследуемых объектов.

В следующих разделах показана необходимость подобного вида моделирования и дано общее описание метода (разделы 2 и 3). Затем более детально обсуждаются популяционные исследования двойных звезд (раздел 4) и одиночных нейтронных звезд (раздел 5). В разделе 6 приведены примеры другого использования популяционного синтеза: для построения спектров галактик через моделирование их звездных популяций и для моделирования космического рентгеновского фона. В конце обзора приведены некоторые наши заключения.

Поскольку многие вопросы лишь кратко затронуты в данной работе, здесь приведены в основном ссылки на наиболее важные статьи и обзоры по каждой из обсуждающихся тем.

Перед тем, как начать обзор, представляется важным сделать одно замечание по терминологии. Существуют два различных метода, которые часто называют одинаково — *популяционный синтез* [1].

Один из этих методов имеет очень широкую область применения. В нем эволюция объектов моделируемой

популяции прослеживается от их рождения в соответствии с заданными начальными условиями (или от какого-то очень раннего момента времени). Некоторые авторы называют его методом *эволюционного синтеза* (см., например, [1]). Однако чаще используется более длинное название — *эволюционный популяционный синтез* (см., например, [2–5]). Другой метод используется для изучения звездных популяций (см. раздел 6.1). В работе [1] и в ряде других он называется просто *популяционный синтез*. Во многих статьях его определяют как *эмпирический популяционный синтез* или *звездный популяционный синтез с базой данных* [2]. Использование более подробных названий позволяет не смешивать указанные два метода, сохраняя выражение "популяционный синтез" в обоих вариантах.

Ниже рассматривается лишь первый метод (за исключением раздела 6) и для его обозначения используется выражение *популяционный синтез* (ПС). Надеемся, что это не введет читателя в заблуждение.

2. Почему популяционный синтез необходим в астрофизике

Необходимость ПС для астрофизики по большей части связана с особенностями астрономии как науки. В ней нельзя провести прямой эксперимент над исследуемым объектом: эксперименты в астрономии заменяются наблюдениями. Практически любое наблюдение астрономического объекта является "мгновенным снимком" объекта с очень длинной эволюционной шкалой времени. Невозможно просто наблюдать за эволюцией отдельной звезды или галактики, эволюционные последовательности для подавляющего большинства объектов можно восстановить только путем моделирования.

Другая особенность астрономии — "мы ищем там, где светлее". Большинство объектов, которые видны на небе (как невооруженным глазом, так и с помощью любого инструмента), являются не типичными представителями своих популяций, а пекулярными (пекулярно-яркими объектами с точки зрения земного наблюдателя). Иными словами: "астрономия — это наука об эффектах селекции" (А.В. Тутуков). Можно попробовать построить теорию, описывающую именно ту малую часть источников определенного типа, которую мы наблюдаем. Но "правильная" теория должна согласовываться и с существованием других, не видимых нам объектов. Таким образом возникает необходимость изучения популяций объектов, а не только их отдельных, легко наблюдаемых представителей.

Важно заметить, что во многих случаях наблюдения индивидуальных объектов невозможны, так как мы получаем только интегральные характеристики их популяции (в качестве примера можно привести неразрешенные звезды в удаленных галактиках). В этом случае самый прямой способ достичь лучшего понимания свойств популяции — ее моделирование.

Еще одна особенность астрономии, о которой необходимо сказать, — это очень высокая стоимость современных крупных астрономических инструментов (спутников, сетей телескопов и пр.). Их конструкцию надо корректировать под особенности решаемых задач еще на стадии конструкторской разработки. В частности, при создании нового более мощного и чувствительного

инструмента хорошо бы знать, какие ранее не наблюдавшиеся типы источников могут быть обнаружены с его помощью. А это возможно сделать (конечно, частично) только на основе анализа всех имеющихся данных обо всех известных популяциях источников, потенциально излучающих в соответствующем диапазоне.

Выделим две основные цели моделирования методом ПС. Одной является проверка или определение некоторых параметров изучаемой популяции объектов (например, начальных периодов нейтронных звезд или их начальной функции масс) через сравнение реальных (наблюдаемых) и теоретических (смоделированных) популяций источников. Мы не можем напрямую получить начальные параметры распределений объектов или параметры их эволюции *модельно-независимым образом*. ПС — один из немногих инструментов, позволяющих изучать неизвестные свойства астрономических объектов путем их моделирования. Если в результате подбора полного набора параметров удастся получить модель, хорошо описывающую наблюдения, то станет возможным количественное объяснение происхождения и эволюции исследуемого типа объектов.

Если довести ПС до *абсолюта*, то получим в компьютере искусственную Вселенную во всех деталях. И если все свойства реальной и искусственной Вселенной совпадут, то это будет означать, что удалось построить полную и самосогласованную физическую картину мироздания, которая удовлетворяет теории и всем экспериментам и наблюдениям.

Таким образом, первый подход к использованию ПС сводится к *тестированию параметров и объяснению явлений*.

Вторая цель ПС — *предсказание* свойств пока еще не наблюдаемых источников (например, темпа слияния двойных сверхмассивных черных дыр, которые будет регистрировать космический детектор гравитационных волн LISA, или темпа слияния двойных нейтронных звезд, которые будет наблюдать наземная гравитационно-волновая обсерватория LIGO). Заметим, что в этом случае неопределенность предсказаний в основном определяется неопределенностью входных параметров модели [6]. Конечно, последующее сравнение предсказаний ПС с новыми наблюдениями будет служить проверкой заложенных в ПС предположений и, возможно, потребует их изменения. Так что две цели оказываются взаимосвязанными.

Теперь обсудим некоторые базовые свойства ПС, которые могут быть применены в различных случаях при моделировании.

3. Общие свойства моделей, используемых для популяционного синтеза

Метод ПС в том виде, как он используется в астрофизике, не имеет прямых аналогов в других естественных науках. Например, большинство объектов в физике (элементарные частицы, атомы, молекулы и т.д.) являются гораздо более простыми, чем астрономические объекты, и, соответственно, обладают существенно более простой эволюцией. С другой стороны, поведение живых существ намного сложнее, и здесь неизбежно приходится учитывать взаимодействие между различными особями и видами.

Прокомментируем определение популяционного синтеза, приведенное во введении. Обращаем внимание, что все части определения одинаково важны.

1. Рассматриваемая популяция не может быть слишком мала. В противном случае статистические флуктуации будут превалировать в результатах расчетов. Если же расчеты проведены для большого числа объектов, то сравнение с малой реальной популяцией будет малоинформативным. Аналогичная проблема может возникнуть и в случае большой популяции, если в определенном интервале интегральных параметров системы доминируют всего несколько редких объектов. Например, несколько редких звезд с очень высокой светимостью (или даже одна звезда) могут определять интегральные цвета скопления (см. работы [7–9], в которых содержится обсуждение некоторых ограничений применения ПС).

2. Эволюция отдельного объекта не должна быть слишком простой или, наоборот, слишком сложной. В первом случае детальный численный ПС сам по себе становится ненужным, вместо него могут быть использованы аналитические или полуаналитические методы (заметим, что в ранних работах по ПС одиночных и двойных звезд в рамках очень простых моделей применялись именно аналитические вычисления). Если же эволюционный трек слишком сложен, то его очень трудно полностью воспроизвести в виде компьютерной программы, кроме того, число возникающих при этом различных состояний может оказаться слишком большим, т.е. существенно бóльшим, чем число объектов в изучаемой реальной популяции.

3. Объекты не должны существенно взаимодействовать друг с другом, иначе невозможно будет построить индивидуальный эволюционный трек, а придется рассчитывать эволюцию одновременно всей популяции в целом. Однако взаимодействия объектов в рамках ПС не являются абсолютно запрещенными. Так, звезды в шаровых скоплениях могут взаимодействовать друг с другом, образуя и разрушая двойные системы. Отметим, что речь идет именно о слабости или редкости взаимодействий между объектами, примером чего в рассматриваемых далее случаях могут быть близкие пролеты или столкновения одиночных звезд и/или двойных систем. Когда объект представляется как целое, то взаимодействия внутри него могут быть сколь угодно сильны, как, например, процессы взаимодействия между компонентами тесной двойной системы.

С "философской" точки зрения расчеты по методу ПС можно разделить на две стадии:

- построение модельной популяции объектов;
- расчет интересующих нас величин (или распределений) на основе этой популяции.

Интересующими нас величинами могут быть: количество источников определенного типа или с определенными параметрами, средние или экстремальные значения параметров объектов или статистические моменты этих параметров, коэффициенты корреляции между парами параметров, распределения параметров объектов (одно- или многомерные, в дифференциальной или кумулятивной форме) и т.д.

Если сама популяция источников не является целью моделирования, то она может строиться неявным образом. В этом случае задача вычисления интересующих нас параметров (или построения распределений) сводится к вычислению ряда многомерных интегралов от сложной

функции, выражаемой через сценарий эволюции объектов. Для вычисления данных интегралов могут использоваться регулярные многомерные сетки или метод Монте-Карло. Каждый из этих методов имеет свои достоинства и свои недостатки.

Способ интегрирования (классический сеточный или Монте-Карло) определяет метод задания начальных параметров индивидуальных объектов для метода ПС. Выбранный интервал (область) начальных параметров должен перекрывать весь интересующий нас регион начальных условий для моделируемой системы. Причем это покрытие должно быть достаточно равномерным. Если вычисление интегралов ведется классическим образом, то выбранная область покрывается (квази)прямоугольной сеткой, не обязательно равномерной. В методе Монте-Карло начальные условия выбираются случайным образом со статистическими весами, пропорциональными вероятности их реализации.

Если же требуется смоделировать выборку объектов для сравнения с аналогичной наблюдательно, то здесь можно использовать только второй метод (Монте-Карло), поскольку в параметрах объектов выборки, построенной регулярными методами, сохраняется информация о сетке, по которой выбирались значения начальных параметров.

3.1. Ошибки метода популяционного синтеза и их источники

Вопрос об источниках ошибок, возникающих при популяционном моделировании, заслуживает отдельного рассмотрения. Причины их возникновения достаточно разнообразны, к ним относятся:

- недостаточная точность моделей;
- редкая сетка высокоточных моделей и связанная с этим проблема интерполяции параметров моделей;
- неполный учет физических процессов;
- ошибки численных методов и случайные ошибки;
- нормировка.

Рассмотрим эти пункты подробнее. Как было сказано выше, одним из этапов популяционного моделирования является создание (расчет) модельной популяции исследуемых объектов достаточно большой численности (сегодня речь обычно идет о сотнях тысяч или миллионах объектов). Начальные параметры индивидуальных объектов такой популяции выбираются в интересующей исследователей области случайным (если используется метод Монте-Карло) или регулярным образом. В обоих случаях приходится строить эволюционные треки для большого числа объектов с различными начальными параметрами.

Если модель эволюции встроена в код популяционного синтеза, то такие расчеты можно вести непосредственно. Однако часто детальные расчеты эволюции астрономических объектов крайне трудоемки. В этом случае для популяционного синтеза используются специально рассчитанные сетки эволюционных треков, которые охватывают интересующие исследователей диапазоны параметров, а эволюционные треки для промежуточных значений параметров получают путем интерполяции опорных. Такой подход широко распространен, но с ним связаны две типичные проблемы.

Во-первых, из-за высокой трудоемкости детальных эволюционных расчетов базовая сетка треков получается достаточно редкой, параметры соседних расче-

тов обычно различаются не менее чем в 1,5–2 раза. В результате эволюция соседних объектов базовой сетки заметно различается, что вызывает проблемы с интерполяцией эволюционных треков к промежуточным значениям начальных параметров.

Во-вторых, на разреженной сетке эволюционных треков могут быть пропущены важные эволюционные каналы.

Приведем типичные примеры указанных подходов. Так, магнитовращательная эволюция нейтронных звезд описывается простой аналитической моделью, основанной на балансе моментов импульса [10]. Несмотря на простоту этой модели, она в достаточной мере соответствует сегодняшнему пониманию физики процессов ускорения и торможения вращения замагниченных нейтронных звезд. Указанная модель может быть включена в популяционный код, что позволяет непосредственно рассчитывать индивидуальные эволюционные треки для каждого объекта модельной популяции.

Другой, еще более яркий, пример — простое эмпирическое описание эволюции на стадии с общей оболочкой. На этой стадии одна из звезд предельно тесной двойной системы, обычно компактная, проникает в плотные внешние слои невырожденного компаньона, что вызывает эффективный сброс его оболочки и быстрое сближение компонентов двойной. Гидродинамическое моделирование подобной стадии — крайне трудная задача как в физическом, так и в вычислительном смысле. Подобное моделирование проводилось всего несколько раз (см. обзор [11]), и полученные результаты моделирования достаточно сильно различаются. Однако для эмпирического описания данной стадии были предложены две очень простые модели, основанные на обмене энергией [12, 13] или моментом импульса [14] (см. подробнее раздел 4.3). Эти формулы могут быть непосредственно включены в код любой программы популяционного моделирования, но дают достаточно сильно различающиеся предсказания: обычно согласно энергетической формуле компоненты двойной системы сближаются заметно сильнее.

Типичные примеры интерполяции: расчеты термоядерной эволюции звезд (от главной последовательности до завершения ядерной эволюции и образования компактных объектов) и тепловая эволюция (охлаждение) молодых горячих нейтронных звезд. Сегодня созданы как библиотеки эволюционных треков нормальных звезд, так и библиотеки кривых остывания нейтронных звезд, но в обоих примерах значения основных параметров соседних треков отличаются на десятки процентов, а по второстепенным — в несколько раз или даже на порядки величины.

Существуют примеры возможного пропуска эволюционных стадий при незначительном (доли процента) изменении массы звезды. На сетке с шагом по массе в десятки процентов такие стадии теряются.

Отдельную проблему представляет интерполяция параметров эволюционных треков с существенно различающимися начальными параметрами. Посмотрим, как это делается для эволюционных треков нормальных звезд: на них выделяются типичные точки эволюции (например, начальная главная последовательность, уход с главной последовательности, полное выгорание водорода в центре, загорание гелия, появление слоевых источников и т.д.). Эти точки сопоставляются друг с

другом, а в участках между ними (по времени и начальным параметрам) производится интерполяция. Обычно интерполяция производится степенным образом (линейно по логарифмам параметров и времени), для этого есть определенные основания: на главной последовательности звезды с близкими массами обладают подобием, их структура и времена эволюции степенным образом зависят от их масс. Но после главной последовательности такое подобие исчезает, и степенная процедура интерполяции начинает вносить дополнительные ошибки в результаты моделирования.

Дополнительные ошибки также вносят используемые в популяционном синтезе численные методы. Причем среди них можно выделить численные методы общего вида (интерполяция, интегрирование, нахождение корней уравнений, численное решение дифференциальных уравнений и т.п., использование метода Монте-Карло вносит в результаты синтеза случайную ошибку), ошибки которых хорошо известны, и методы, специфичные для популяционного синтеза.

Приведем пример возникновения ошибки, связанной с методом ПС. Любую зависимость темпа звездообразования от времени можно описать как последовательность популяций, каждая из которых состоит только из объектов одного возраста (численность таких популяций в общем случае различается). Для такого подхода необходимо иметь набор эволюционных изохрон звезд для различных возрастов. Изохроной называют набор эволюционных параметров для популяции объектов с разными начальными свойствами (например, массами в случае нормальных звезд), но с одинаковым возрастом. В некоторых случаях изохроны рассчитываются и публикуются создателями библиотек эволюционных треков, но в большинстве случаев изохроны строятся численно на основе эволюционных треков, и данная процедура (переход от трека к изохроне) вносит дополнительные ошибки, специфичные для метода ПС.

Отдельно стоит вопрос о неполноте используемой физической модели. Например, сегодня точность эволюционных расчетов ядерной эволюции и структуры одиночных звезд (без учета вращения и магнитных полей) составляет доли процентов. Но эта точность избыточна, поскольку в типичной популяции звезд присутствует по крайней мере 10% тесных двойных систем, эволюция и параметры которых существенно отличаются от аналогичных свойств одиночных звезд тех же масс, и эта добавка меняет параметры звездной популяции на существенно большую величину.

Наконец, следует упомянуть проблемы, связанные с нормировкой результатов расчетов. Для сравнения результатов моделирования с реальными наблюдениями необходимо нормировать результаты (в расчетах методом Монте-Карло обычно разыгрывают гораздо большее число объектов, чем их наблюдается, чтобы повысить точность расчета). Как правило, нормировочные коэффициенты известны с неопределенностью порядка фактора 2. Примерами относительных нормировочных коэффициентов могут служить доля двойных звезд среди всего звездного населения, доля радиопульсаров среди молодых нейтронных звезд и т.п. Абсолютные нормировочные коэффициенты — это темп вспышек сверхновых в Галактике, полная звездная масса моделируемого звездного скопления и т.п. Сравнение данных расчетов с наблюдениями для случая хорошо моделируемых

систем иногда позволяет уточнить нормировочные коэффициенты, используя сам метод популяционного синтеза.

Более подробно некоторые аспекты точности популяционного синтеза рассмотрены в работе [9].

4. Популяционный синтез тесных двойных систем

В этом разделе рассмотрен ПС двойных звезд. Основное внимание уделено тесным и достаточно массивным системам. Первое свойство определяет сильное отличие эволюции входящих в них звезд от эволюции одиночных, второе — достаточно быструю термоядерную эволюцию и появление после ее завершения компактных объектов: нейтронных звезд, белых карликов или черных дыр.

4.1. Эволюция звезд

Данный раздел служит введением в ПС двойных звезд и содержит в очень сжатом виде информацию, необходимую для успешного понимания дальнейшего материала. Детальное описание физики процессов, протекающих в недрах массивных звезд и компактных объектов, а также при образовании последних, можно найти в ряде известных монографий, уже давно используемых в качестве учебников (см., например, [15, 16] и ссылки там). Полное, включающее эволюцию компактных объектов, но несколько устаревшее описание эволюционного сценария для двойных звезд можно найти в [10]¹, а его обновленный вариант — в [17]. Различные его части дополняют более поздние публикации [18–20]. Очень подробно эволюция тесных двойных систем с компактными компонентами рассмотрена в обзоре [21].

4.1.1. Образование звезд. Звезды образуются в результате коллапса и последующей фрагментации гигантских молекулярных облаков. Из наиболее плотных фрагментов облаков формируются протозвезды, которые постепенно сжимаются, проходя несколько различных эволюционных стадий (очень короткая стадия адиабатического сжатия, затем изотермического, стадия Хаяши, когда звезды становятся полностью конвективными и их вещество интенсивно перемешивается, после этого они проходят стадии звезд до главной последовательности — объектов типа FU Ориона, Т Тельца и др.), и, наконец, выходят на стадию главной последовательности. Обычно в процессе коллапса молекулярного облака большая часть его вещества рассеивается в пространстве, из-за чего образующиеся из него звезды оказываются гравитационно не связанными и разлетаются в пространстве от места своего рождения. Такие разлетающиеся группы молодых звезд носят название звездных ассоциаций. Заметим, что не связанной оказывается группировка звезд, образовавшихся из одного облака, если рассматривать ее в целом. Это не противоречит тому, что отдельные звезды могут образовывать гравитационно-связанные системы: двойные звезды (наиболее многочисленные), иерархические кратные звездные системы и рассеянные скопления.

Процессы образования звезд из межзвездного вещества не менее сложны и интересны, чем эволюция звезд.

Детальную информацию о них можно найти в [22, 23], более популярное изложение — в [24].

Отметим, что, за исключением исследований, ориентированных на изучение протозвездной эволюции, все работы по ПС звезд начинаются с рассмотрения их эволюции с момента выхода на главную последовательность. При этом информация о протозвездной эволюции заменяется заданием распределений параметров звезд на начальной главной последовательности. (В некоторых случаях, например при исследовании нейтронных звезд и радиопульсаров, рассмотрение начинается с еще более поздних стадий — после появления компактного объекта.)

4.1.2. Одиночные звезды. Начнем с очень краткого описания эволюции одиночных звезд. Источником энергии в нормальных звездах являются термоядерные реакции. Основную часть времени² нормальная звезда проводит на стадии главной последовательности, когда в ее центре происходит термоядерное горение водорода, который превращается в гелий. Вся энергия выделяется в ядре звезды, которое содержит примерно 10 % ее массы. При этом его геометрический размер составляет очень малую долю радиуса звезды. Выделяющаяся в ядре энергия переносится к поверхности звезды за счет конвекции и/или лучистого переноса. Оттуда энергия уносится в окружающее пространство в виде потока излучения со спектром, близким к чернотельному. Основные параметры звезд — светимость, температура поверхности, длительность термоядерной эволюции — зависят в первую очередь от массы звезды. Чем массивнее звезда, тем выше ее светимость и температура и тем быстрее протекает ее эволюция.

Через некоторое время водород в центре звезды полностью выгорает. Этот момент считается окончанием стадии главной последовательности³. В центре звезды формируется гелиевое ядро. Поскольку в самом ядре источники энергии отсутствуют, то оно становится изотермическим, теряет энергию и начинает быстро сжиматься. Во время сжатия температура ядра поднимается, и оно поджигает водород в окружающем ядро тонком слое — так называемом слоевом источнике. Темп выделения энергии в центре звезды при этом заметно возрастает, что приводит к возникновению конвекции в окружающих ядро слоях, очень сильному расширению оболочки звезды и, как следствие, снижению температуры ее внешних слоев. Звезда становится красной, но излучает при этом намного больше — начинается стадия красного гиганта или сверхгиганта. На диаграмме Герцшпрунга–Рассела (диаграмма цвет–светимость или цвет–абсолютная звездная величина) звезда перемещается с ветви, соответствующей главной последовательности, на ветвь красных гигантов.

Во время формирования и расширения конвективной оболочки ядро продолжает сжиматься и разогреваться. Через некоторое время, когда температура достигает $\sim 10^8$ К, а плотность — 10^4 г см⁻³, в ядре начинаются

² Примерно 90 % своей жизни, но эта доля зависит от массы звезды.

³ Данное утверждение относится только к звездам с массой большей $0,8M_{\odot}$ (M_{\odot} — масса Солнца, равная примерно 2×10^{33} г). У менее массивных звезд длительность стадии главной последовательности превышает возраст Вселенной, и рассмотрение их дальнейшей эволюции пока имеет только теоретический интерес.

¹ См. этот обзор также в интернете по адресу <http://xray.sai.msu.ru/~mystery/articles/review/>.

реакции термоядерного горения гелия — так называемый тройной альфа-процесс, в ходе которого из трех ядер ${}^4\text{He}$ (α -частиц) формируется одно ядро углерода ${}^{12}\text{C}$ (у звезд с массами ниже $0,5M_{\odot}$ такие условия никогда не достигаются, в их ядрах гелий не загорается). Параметры звезды на стадии горения гелия в ядре несколько отличаются от параметров на стадии слоевого источника — на диаграмме Герцшпрунга–Рассела звезда перемещается с ветви красных гигантов на так называемую горизонтальную ветвь.

Когда в ядре звезды выгорает весь гелий, процесс повторяется — в звезде образуется и начинает сжиматься и разогреваться изотермическое углеродное ядро, вокруг которого появляется слоевой гелиевый источник, а снаружи от него продолжается горение водорода в слоевом водородном источнике. Снаружи к ядру и слоевым источникам примыкает глубокая конвективная зона, которая перемешивает весь оставшийся объем звезды: от слоевых источников до поверхности. После появления в недрах звезды гелиевого слоевого источника звезда переходит на стадию сверхгиганта асимптотической горизонтальной ветви.

Через некоторое время температура и плотность в ядре становятся достаточно высокими для начала термоядерного горения углерода. Еще через некоторое время у наиболее массивных звезд в ядрах начинаются реакции с участием более тяжелых элементов, вплоть до элементов железного пика (Fe, Ni, Co). Постепенно ядро звезды приобретает все более сложную многослойную "луковичную" структуру.

По мере включения новых центральных и слоевых источников звезда совершает сложные перемещения по диаграмме Герцшпрунга–Рассела, так как изменяются ее размеры и светимость (рис. 1).

Наиболее массивные звезды обладают очень мощным звездным ветром, который усиливается на поздних стадиях эволюции. В некоторых случаях поток вещества оказывается столь велик, что звезда полностью теряет свою водородную оболочку и оголяет гелиевое ядро. Такие объекты носят название звезд Вольфа–Райе (WR)⁴.

Чем окончится термоядерная эволюция звезды, зависит от ее массы. В звездах с массой $\lesssim 8M_{\odot}$ образуется вырожденное ядро, состоящее из гелия и углерода и других элементов легче железа. На последней стадии эволюции звезды ее оболочка рассеется, образуя планетарную туманность, а ядро превратится в белый карлик.

В более массивных звездах ядро остается невырожденным вплоть до появления в нем элементов железного пика. На элементах железного пика процесс синтеза тяжелых элементов останавливается, так как реакции слияния ядер железа и более тяжелых элементов идут с поглощением энергии. Железное ядро звезды теряет устойчивость и коллапсирует. Этот процесс сопровождается выделением огромной гравитационной энергии,

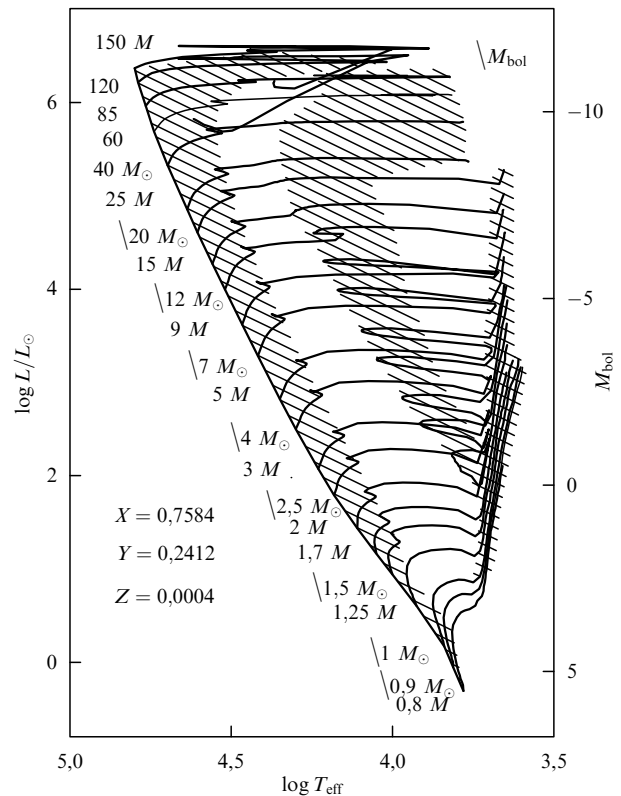


Рис. 1. Эволюционные треки одиночных звезд с массами от 0,8 до $150M_{\odot}$. Заштрихованы области наиболее медленной эволюции [25].

сбросом и последующим разлетом внешних оболочек звезды и гигантским возрастанием ее светимости на некоторое время — подобные процессы наблюдаются как взрывы коллапсирующих сверхновых (типа II, Ib или Ic). Из центральных частей коллапсирующего ядра образуется нейтронная звезда, а у очень массивных звезд⁵ — черная дыра. (Детальное обсуждение поздних стадий звездной эволюции см. в [26].)

Дальнейшая судьба компактных объектов складывается по-разному. Черные дыры увеличивают свою массу за счет аккреции в двойных системах. Одновременно растет их угловой момент. В то же время одиночные черные дыры можно считать практически неэволюционирующими объектами.

Основной вид эволюции одиночных белых карликов — их остывание. В двойных системах эти объекты могут увеличивать свою массу, достигая чандрасекаровского предела, после которого происходит коллапс и взрыв сверхновой типа Ia. Кроме того, может быть существенна магнито-вращательная эволюция.

Наиболее разнообразными физическими проявлениями обладают входящие в двойные системы нейтронные звезды. Нейтронные звезды могут наблюдаться по тепловому излучению их поверхности, по выделению энергии в процессах аккреции, по (радио)пульсарной

⁴ Еще один путь образования звезд Вольфа–Райе — потеря водородной оболочки на стадии переноса массы в тесных двойных системах. В двойных системах могут образовываться существенно менее массивные WR (гелиевые) звезды, чем из одиночных звезд. Звезды Вольфа–Райе также обладают очень сильным звездным ветром, и некоторые из них могут полностью потерять гелиевую оболочку, обнажив углеродное или азотное ядро — это так называемые Вольфа–Райе звезды подклассов WC или WN.

⁵ На самом деле этот процесс сложнее: только из наиболее массивных звезд могут образовываться черные дыры, однако при некоторых условиях из них могут получаться и нейтронные звезды. Точное значение начальной массы звезды, из которой может образоваться черная дыра, известно плохо. Ее нижняя граница оценивается в $25M_{\odot}$ (см., однако, [43]). Подробнее все эти процессы описаны в [26].

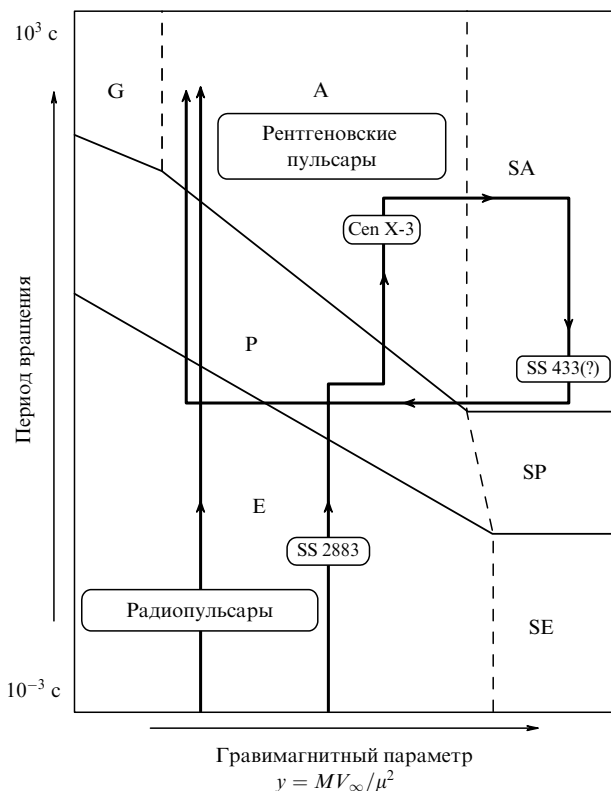


Рис. 2. Эволюция периодов осевого вращения нейтронных звезд с незатухающими магнитными полями [10]. Левый трек соответствует одиночному радиопульсару: период вращения растет, магнитное поле объекта и параметры межзвездной среды практически не меняются. Из-за этого трек имеет вид отрезка прямой. Второй трек соответствует эволюции нейтронной звезды в тесной двойной системе. Начальная стадия эжекции, на которой период вращения растет, сменяется стадией аккреции, на которой рост периода прекращается, затем сверхаккреции, когда вращение звезды ускоряется, и, наконец, после завершения ядерной эволюции вторичного компонента системы нейтронная звезда начинает эволюционировать в межзвездной среде аналогично одиночному пульсару.

активности или по взаимодействию магнитного поля нейтронной звезды с окружающей плазмой. Температура поверхности звезды, осевой период вращения и напряженность магнитного поля (вместе с параметрами окружающей среды) являются основными параметрами, определяющими астрофизическую активность нейтронной звезды. Таким образом удастся выделить две достаточно независимых компоненты эволюции нейтронных звезд: тепловую и магнито-вращательную. У некоторых систем эти два вида эволюции идут почти независимо, у других они тесно связаны (например, у магнитаров). Возможны несколько различных путей эволюции периода вращения нейтронных звезд без затухания магнитного поля (рис. 2).

Коллапс ядер массивных звезд, приводящий к образованию нейтронных звезд, протекает несимметрично. В результате этого молодая нейтронная звезда может приобрести достаточно высокую (до нескольких сотен километров в секунду) пространственную скорость — так называемый кик. Эти скорости непосредственно наблюдаются по собственным движениям радиопульсаров. Черные дыры также могут образовываться с киком, если их формирование происходит через промежуточную стадию горячей нейтронной звезды.

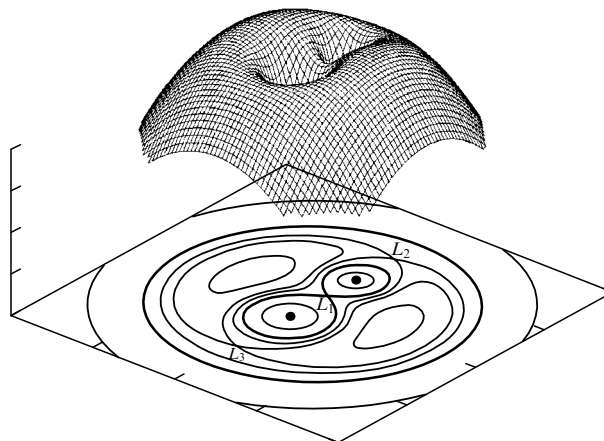


Рис. 3. Трехмерное представление гравитационного потенциала двойной звезды (во вращающейся системе координат) и ряд сечений эквипотенциальных поверхностей орбитальной плоскостью. Полости Роша показаны жирной линией [27].

Подробнее эволюция компактных объектов описана в разделе 5.

4.1.3. Двойные звезды. Термоядерная эволюция звезд в двойных системах в основном протекает так же, как и в одиночных. Отличия, вызванные наличием второго компонента, связаны со следующими причинами:

- 1) влияние звездного ветра соседа на эволюцию звезды;
- 2) влияние приливов и приливной синхронизации вращения компонентов на их эволюцию;
- 3) процессы аккреции и переноса массы между компонентами.

Следует отметить, что первые две причины оказывают довольно слабое влияние на эволюцию двойных звезд. Эффекты столкновения звездных ветров между собой и с окружающей межзвездной средой вполне обнаружимы наблюдательно, особенно у массивных и ярких звезд, но практически не сказываются на структуре и протекании процессов внутри компонентов двойных систем. Приливные эффекты более важны. Так, точность теоретических моделей эволюции одиночных звезд позволяет выделять влияние изменения скорости осевого вращения из-за приливной синхронизации.

Самым важным оказывается последний эффект. Одиночная звезда, если пренебречь осевым вращением, имеет форму шара. Все поверхности равного гравитационного потенциала являются сферами. В двойной системе это не так. Однако, пока размер звезды много меньше расстояния до второго компонента системы, отклонения от сферичности малы. По мере увеличения размеров звезд в двойной системе их поверхности все сильнее отличаются от сфер и при некотором критическом размере смыкаются, превращаясь в единую эквипотенциальную поверхность, охватывающую оба компонента. Критическая поверхность имеет вид двух "грушевидных" фигур повернутых друг к другу "острыми носиками" (рис. 3). Каждая из этих фигур носит название полости Роша. Особая точка этой поверхности совпадает с внутренней точкой Лагранжа L_1 , в которой гравитационный потенциал системы (во вращающейся системе координат) имеет седловидную особенность, а градиент

потенциала (т.е. ускорение силы тяжести) обращается в нуль⁶.

Если размеры звезды начинают превышать величину ее полости Роша (это возможно из-за эволюционного расширения звезды, например, после ухода с главной последовательности или из-за уменьшения полуоси двойной системы), то вещество в окрестностях внутренней точки Лагранжа начинает перетекать на второй компонент. Поток вещества в системе имеет вид узкой струи, которая может заканчиваться либо на поверхности второго компонента, либо в аккреционном диске вокруг него. Первая ситуация возможна, когда второй компонент также является невырожденной звездой и имеет достаточно большие размеры. В системах, где второй компонент компактный, обычно образуется аккреционный диск.

В результате обмена веществом при переполнении полости Роша с одного компонента системы на другой может быть перенесено несколько масс Солнца. Результатом этого может быть возрастание массы и существенное ускорение последующей ядерной эволюции (если вещество перетекает на звезду главной последовательности), потеря богатой водородом оболочки и оголение гелиевого или углеродного ядра (для заполнившего полость Роша красного гиганта или сверхгиганта), коллапс компактного объекта по достижении верхнего предела массы (для белого карлика или нейтронной звезды) и т.д. Аккреция вещества сопровождается переносом углового момента, в результате чего осевое вращение вторичного компонента системы может существенно ускориться: нормальная звезда превращается в Ве-звезду, белые карлики становятся секундными источниками, а нейтронные звезды — миллисекундными. Кроме этого аккреция на компактные объекты сопровождается мощным энерговыделением в ультрафиолетовом или рентгеновском диапазоне (для белых карликов и нейтронных звезд соответственно).

При заполнении полости Роша перенос вещества между компонентами двойной может идти столь интенсивно, что второй компонент будет не в состоянии принять всю аккрецирующую материю. Подобная ситуация наступает, если аккректор является невырожденной звездой с существенно меньшей массой, чем первичный компонент, или при аккреции на компактный объект в существенно сверхэддингтоновском режиме⁷.

⁶ Точками Лагранжа называются пять точек равновесия, в которых силы притяжения к компонентам двойной системы и центробежная сила взаимно компенсируют друг друга. В этой задаче орбита двойной системы предполагается круговой, а звезды — точечными массами. Рассмотрение ведется в системе координат, вращающейся синхронно с двойной системой. Все пять точек Лагранжа расположены в орбитальной плоскости. Три из них лежат на линии, соединяющей центры компонентов: одна — между компонентами и две снаружи от них. Две оставшиеся точки образуют правильные треугольники с компонентами системы.

⁷ Эддингтоновская светимость L_{Ed} — светимость массивного объекта, при которой давление излучения равно силе притяжения объекта. (Так как и давление излучения, и гравитационное притяжение изменяются пропорционально $1/r^2$, то их отношение не зависит от расстояния до объекта.) Давление излучения на вещество зависит от состояния вещества и от спектра излучения. Обычно аккрецирующее вещество представляет собой полностью ионизованную плазму, в которой основным механизмом взаимодействия с излучением является томсоновское рассеяние. В этом

4.2. История популяционного синтеза двойных систем

Первые исследования двойных звезд методом ПС были проведены в конце 1980-х годов ([28, 29] и др.). Авторы этих работ использовали эволюционные сценарии, созданные Пачинским, Киппенханом, Вейгертом, Ибеном и многими другими (см. обзоры [30, 31]).

Следующий этап в ПС двойных систем начался после появления достаточно полных реализаций эволюционных сценариев. Ниже приведен список активных на сегодняшний день научных групп, самостоятельно разработавших такой код. Для этих групп ПС является одним из основных направлений исследований. Список представлен в хронологическом порядке (в порядке создания программ ПС). В списке даны ссылки на опубликованное описание разработанного кода ПС и наиболее интересные, на наш взгляд, работы этих групп.

- Липунов В.М. и др.: подробное описание "Машины сценариев" и обзор старых результатов даны в [10]. Другие исследования: частота вспышек космологических сверхновых [32], частота слияния черных дыр [33], рост массы нейтронных звезд и черных дыр [34, 35]. Описание последней версии "Машины сценариев" приведено в [17].

- Юнгельсон Л.Р. и др.: двойные белые карлики и сверхновые типа Ia [36–38], звездные источники гравитационных волн [39] и др.

- Hurley J., Pols O.R. et al.: "голубые бродяги" [40], эффекты приливов в двойных системах [41].

- Portegies Zwart S.E., Verbunt F. et al.: ПС плотных звездных скоплений [44], черные дыры промежуточных масс [45, 46] и др. Их код частично (для массивных двойных) описан в [47].

- Podsiadlowski Ph. et al.: эволюция компактных двойных и кик нейтронных звезд [48–50], гиперновые и гамма-всплески [51] и другие вопросы. Используемый данной группой эволюционный сценарий описан в [52].

- Kalogera V et al.: слияние нейтронных звезд и их гравитационное излучение [53, 54], радиопульсары, нейтронные звезды и черные дыры [55, 56]. Подробное описание новой версии кода ПС (*StarTrack*) содержится в [57, 58].

- Еще одна группа, имеющая свой популяционный код (BiSEPS — *Binary Stellar Evolution and Population Synthesis*): Willems B. et al. [59]. Основными объектами исследования группы являются двойные белые карлики [60] и миллисекундные пульсары [61].

Отметим, что если в начале своего существования указанные группы работали независимо, то в настоящее время эти коллективы практически сливаются, постоянно проводя совместные исследования [42]. Также следует сказать, что разработка и использование в астрономических исследованиях ПС с неполным эволюционным сценарием, охватывающим только область, важную для данного исследования, в последние годы становятся обычной практикой.

случае

$$L_{\text{Ed}} = \frac{4\pi G M m_p c}{\sigma_T} \approx (1,3 \times 10^{38} \text{ эрг с}^{-1}) \frac{M}{M_{\odot}},$$

где M — масса объекта, G — гравитационная постоянная, m_p — масса протона, c — скорость света и σ_T — томсоновское сечение рассеяния.

4.3. Перепись компактных звезд и их распределения

ПС двойных систем — очень полезный инструмент для исследования статистических свойств звезд с компактными объектами. Можно привести типичные примеры вопросов, ответы на которые дает ПС:

- Сколько рождается компактных объектов различных типов?
- Каково их распределение по массам?
- Какова связь между начальными массами звезд и конечными массами компактных объектов, образующихся в результате эволюции двойной системы?
- Каковы доли компактных объектов различной природы (нейтронных и кварковых звезд, черных дыр) при известных критических массах для каждого типа?
- Какие эволюционные стадии и в какой последовательности проходят системы и какое количество систем успевает пройти каждую из этих стадий?

Иллюстрацией для этих исследований может служить рис. 4 из работы [20].

В последующих разделах описаны результаты некоторых работ, в которых даны ответы на часть из этих вопросов. Прежде чем перейти к обсуждению работ по ПС тесных двойных систем, необходимо сделать два замечания. Во-первых, при проведении ПС в описываемых работах использовались различные эволюционные треки нормальных звезд (в виде аналитических аппроксимаций, библиотек эволюционных треков и пр.), различные распределения начальных параметров (начальное отношение масс, кик, магнитные поля и т.д.), самые разные предположения о сложных стадиях эволюции (общая оболочка, вызванный аккрецией коллапс, слияния и т.п.). Во-вторых, несмотря на некоторые имеющиеся различия результатов расчетов, в общем они оказываются очень похожими и устойчивыми.

4.4. Катаклизмические переменные

Катаклизмические переменные — двойные системы, состоящие из аккрецирующего белого карлика и мало-массивной звезды главной последовательности, заполняющей свою полость Роша. Непрерывное заполнение полости Роша поддерживается уносом углового момента через магнитный звездный ветер или за счет гравитационного излучения. Магнитный звездный ветер связан с процессами конвекции в оболочке нормальной звезды. Этот механизм работает для звезд с массами в интервале $0,3 - 1,5 M_{\odot}$. Когда масса звезды донора становится меньше $\sim 0,3 M_{\odot}$, магнитный ветер исчезает и аккреция в системе на время прекращается. Дальнейшая эволюция системы определяется гравитационным излучением. Через некоторое время нормальная звезда опять заполняет полость Роша, и в системе снова появляется рентгеновский источник.

Под действием магнитного звездного ветра в системе происходит более мощная аккреция, чем из-за уноса момента, вызываемого гравитационным излучением. Соответственно на первой стадии в системе присутствует более яркий рентгеновский источник.

В описанной выше модели предсказывается провал в распределении катаклизмических переменных по орбитальным периодам. И такой провал реально наблюдается вблизи периодов $P_{orb} \sim 3$ ч. Во всех более широких двойных системах аккреция идет под действием магнитного ветра, в более тесных — из-за гравитационных волн.

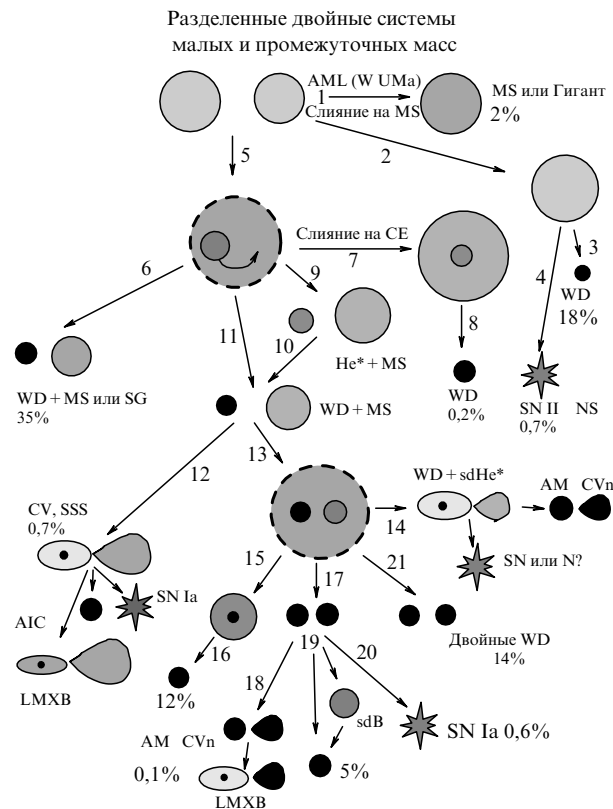


Рис. 4. Небольшая часть эволюционного сценария для тесных двойных систем [20]. Поскольку в данном обзоре эволюция одиночных звезд подробно не описывается, основная функция данного рисунка — показать, насколько сложными могут быть пути эволюции в двойных звездных системах. Обозначения на рисунке: MS — стадия главной последовательности, самая долгая стадия термоядерной эволюции, на которой идет горение водорода в центре звезды; SG — эволюционная стадия сверхгиганта; CE — стадия общей оболочки (наступает, когда одна из звезд проникает во внешние слои другой, и сопровождается очень быстрым сближением компонентов системы и интенсивным рассеиванием вещества); He — гелиевая звезда, оголенное невырожденное гелиевое ядро проэволюционировавшей звезды; N — вспышка новой звезды; SN — вспышка сверхновой (SN II — сверхновая второго типа, SN Ia — типа Ia); AIC — коллапс (белого карлика), вызванный аккрецией; WD — белый карлик; NS — нейтронная звезда; LMXB — маломассивная рентгеновская двойная система; CV — катаклизмическая переменная звезда; SSS — сверхмягкий (рентгеновский) источник; W UMa, AM CVn — эволюционные стадии, аналогичные известным прототипам.

Кроме двух описанных возможностей унос углового момента может осуществляться за счет взаимодействия с диском, окружающим двойную систему. Однако обычно такой механизм еще менее эффективен.

ПС катаклизмических переменных (в частности, расчет их распределения по орбитальным периодам) в рамках классической модели был проведен в целом ряде работ (например, [66 – 68]). В них удалось воспроизвести наблюдаемое распределение систем данного типа. ПС катаклизмических переменных, окруженных околозвездным диском, был проделан в [69, 70]. В этих работах авторы пришли к заключению, что для объяснения бимодального распределения по периодам в модели внешнего диска требуется собственная бимодальность вязких свойств дисков.

4.5. Двойные белые карлики

Есть два, на наш взгляд, наиболее интересных результата, полученных путем применения ПС к изучению двойных белых карликов.

Первый связан с так называемой стадией общей оболочки. Этот процесс может наступить в ходе интенсивного перетекания вещества между компонентами, которое происходит при заполнении одним из компонентов системы полости Роша. Если вторая звезда оказывается не в состоянии принять весь поток аккрецирующей материи, то с ее поверхности начинается отток вещества, а вокруг системы образуется так называемая общая оболочка. Двух- и трехмерные гидродинамические расчеты показали, что рассеяние аккреционного потока в пространстве сопровождается эффективным уносом орбитального момента системы. Результатом является очень сильное и быстрое уменьшение полуоси системы. Иногда стадия с общей оболочкой заканчивается слиянием компонентов двойной.

Детальные гидродинамические расчеты данной стадии очень трудоемки, их проведено немного, и полученные результаты достаточно сильно расходятся друг с другом. Поэтому были предложены аналитические описания данной стадии эволюции. Первое из них определяется законом потери энергии. Такой подход, предложенный в [12], сегодня используется в виде приведенного ниже соотношения, которое впервые появилось в [13]:

$$\alpha_{\text{CE}} \left(\frac{GM_{\text{don}}^f M_{\text{ac}}}{2A_f} - \frac{GM_{\text{don}}^i M_{\text{ac}}}{2A_i} \right) = \frac{GM_{\text{don}}^i M_{\text{don,env}}}{\lambda R_{\text{don,rl}}}$$

Здесь M_{don} , M_{ac} — массы донора и аккретора, $M_{\text{don,env}}$ — масса оболочки донора, $R_{\text{don,rl}}$ — радиус полости Роша донора, λ — параметр, зависящий от концентрации вещества донора к центру (порядка единицы), α_{CE} — эффективность общей оболочки, индексы i и f соответствуют начальным и конечным значениям параметров.

Второй подход, предложенный в работе [14] и использованный в [71, 72], основывается на рассмотрении сохранения углового момента:

$$\frac{\delta J}{J} = \gamma \frac{\Delta M}{M_{\text{tot}}}$$

Здесь ΔM — масса общей оболочки, M_{tot} — масса двойной системы перед началом стадии СЕ, γ — эффективность общей оболочки (γ может принимать значения от 1 до 4). Этот подход предсказывает несколько иной ход эволюции на данной стадии.

Одним из наиболее важных считался вопрос об оценке величины параметра эффективности общей оболочки α_{CE} . В качестве одного из лучших индикаторов были предложены наиболее тесные двойные белые карлики. Количество подобных систем дает самые жесткие ограничения на эффективность уноса орбитального углового момента на этих стадиях.

Двойные белые карлики с самыми короткими орбитальными периодами образуются в результате последовательного прохождения системой двух стадий с общей оболочкой. Первая из этих стадий связана с заполнением полости Роша первичным, более массивным, компонентом системы. Вторая наступает, когда вторичный компонент также заполняет полость Роша. Со-

гласно [73, 74] параметр эффективности $\alpha_{\text{CE}} \simeq 0,3-0,5$. (В работе [74] проверялись и альтернативные зависимости.)

Указанные исследования (а также ряд других) делались в предположении, что значение параметра α_{CE} одно и то же для всех типов систем. Эта оценка не согласуется с результатами ПС систем, проходящих в ходе своей эволюции только одну стадию с общей оболочкой. Отказаться от этого условия было предложено в работах Политано (см., например, [75]). В более поздних работах этого автора [76] указывается, что из отсутствия катаклизмических переменных с коричневыми карликами в качестве вторичных компонент следует ограничение на параметр общей оболочки $\alpha_{\text{CE}} < 0,1$. Очень интересной представляется последняя работа данного автора [77], в которой он исследует влияние зависимости эффективности общей оболочки (по энергетической формуле) от массы вторичного компонента на результаты ПС тесных двойных систем.

Второй важный вопрос связан со слияниями двойных белых карликов. Этот процесс является одним из эволюционных каналов, приводящих к взрывам сверхновых звезд типа Ia. Эта тема исследовалась во многих работах [78, 53, 36]. Было показано, что слияния белых карликов позволяют объяснить вспышки термоядерных сверхновых с частотой $\sim 10^{-3}$ лет $^{-1}$ в галактике с массой, равной массе Млечного Пути. Этот результат верен как для молодых, так и для старых звездных населений, т.е. и для спиральных, и для эллиптических галактик.

Второй канал образования подобных сверхновых (аккреция с нормального компонента на белый карлик в тесной двойной) вносит достаточно весомый вклад в общее число событий: $\sim 10^{-4}$ лет $^{-1}$, причем частота в этом канале гораздо выше для молодых популяций. Современные наблюдения показывают, что частота вспышек сверхновых Ia на единицу массы гораздо выше для молодых звездных популяций [79]. Это может быть аргументом против сценария со слиянием. Кроме расчетов методом ПС против сценария полуразделенных двойных свидетельствует отсутствие признаков водорода в спектрах сверхновых типа Ia.

4.6. Аккрецирующие рентгеновские источники и миллисекундные пульсары

Современные орбитальные рентгеновские обсерватории, подобные Chandra и XMM-Newton, имеют чувствительность, достаточную для регистрации всех ярких и большей части умеренных рентгеновских источников в нашей Галактике⁸. Существует много типов двойных рентгеновских источников с постоянным или транзитным излучением: рентгеновские пульсары, барстеры, "атолловы" и Z-источники с квазипериодическими осцилляциями, рентгеновские новые, кандидаты в чер-

⁸ Так, обсерватория Chandra способна зарегистрировать источник с рентгеновской светимостью $\sim 10^{30}$ эрг с $^{-1}$ на расстоянии центра нашей Галактики. Указанная светимость соответствует ожидаемому темпу аккреции на одиночную низкоскоростную нейтронную звезду в межзвездной среде; в двойных системах он обычно на несколько порядков выше. Однако в мягком рентгеновском диапазоне, в котором работают указанные обсерватории, межзвездное поглощение может быть достаточно сильно. Так, например, известны галактические рентгеновские источники, которые видны только в жестком рентгене (с помощью приборов обсерватории INTEGRAL).

ные дыры и т.д. Некоторые источники могут принадлежать к нескольким перечисленным типам одновременно. Обсуждение наблюдательных свойств различных типов источников читатель сможет найти в обзорах [80–82].

Первые расчеты эволюции массивных рентгеновских двойных методом ПС были проведены примерно 25 лет назад [28]. К ПС двойных систем со вторичными компонентами малой и промежуточной массы, обладающими более сложной эволюцией, приступили несколько позднее. В последнее время различные исследователи начали включать в расчеты индивидуальные свойства изучаемых областей или объектов, например историю звездообразования в конкретной галактике или спектр масс и металличность конкретной области звездообразования. Работы в данном направлении в настоящее время ведутся очень интенсивно, поэтому ниже приведен краткий список публикаций, посвященных ПС двойных рентгеновских источников, за самые последние годы.

Так, в [84] авторы попытались воспроизвести примерно 140 реально наблюдаемых маломассивных двойных рентгеновских источников в нашей Галактике в рамках стандартного эволюционного сценария двойных звезд малых и средних масс. Некоторые расхождения теории и наблюдений удалось преодолеть в более поздней работе той же группы [85], где использовался более детальный сценарий. В этой работе также рассмотрены свойства миллисекундных пульсаров.

В серии работ Рагузовой [86] исследованы рентгеновские источники в парах с Ве-звездами. При этом предполагалось, что Ве-звезда является вторичным, изначально более легким компонентом массивной тесной двойной системы. Ее пекулярные свойства, в частности очень быстрое осевое вращение и мощный звездный ветер, объясняются аккреционной раскруткой на стадии заполнения полости Роша первичным компонентом. Поскольку нейтронные звезды в таких системах часто имеют эллиптические орбиты, то в них наблюдается целый ряд интересных феноменов. Расчеты показали, что 70–80% Ве-звезд должны иметь компактные компоненты.

Ряд исследований был связан с запусками рентгеновских орбитальных обсерваторий, в них производилось моделирование популяций объектов, которые мог бы наблюдать какой-нибудь конкретный научный спутник. Так, различные типы источников, наблюдаемые обсерваторией Chandra, исследовались в следующих работах: двойные рентгеновские источники — в близкой галактике со вспышкой звездообразования NGC 5253 [87], слабые источники — в центре Млечного Пути [88, 89].

Кроме того, хотелось бы обратить внимание на два типа особо интересных, по нашему мнению, источников. Двойные рентгеновские системы различаются не только в физическом смысле, но и в контексте ПС. Одинаковое число наблюдаемых источников может породить как многочисленная популяция короткоживущих объектов, так и малочисленная популяция с долгоживущими объектами. ПС второго типа систем — существенно более тяжелая задача. Кратко обсудим две группы редко рождающихся, но долгоживущих источников.

Одна из них — маломассивные аккрецирующие предшественники миллисекундных радиопульсаров. ПС

миллисекундных пульсаров и их прародителей обсуждается в [85, 90, 91]. В этих работах получены следующие выводы: число ярких ($L_X > 10^{36}$ эрг s^{-1}) источников очень сильно зависит от параметров стадии с общей оболочкой; аккреция с темпом, близким к эддингтоновскому, приводит к образованию нейтронных звезд с массами $\sim 2-4 M_\odot$; существуют различные каналы образования широких двойных миллисекундных пульсаров, одни из них приводят к образованию двойных систем с орбитальными периодами ~ 10 дней, другие — к системам с периодами 100–200 дней.

Вторым примером долгоживущих источников с низким темпом рождения являются рентгеновские новые — аккрецирующие тесные двойные, состоящие из черной дыры и маломассивной звезды главной последовательности. Чтобы получить такую систему в рамках сценария эволюции двойных звезд стандартным путем, необходимо стартовать с двойной системы с огромным начальным отношением масс. Предшественник черной дыры должен иметь массу по крайней мере 25–30 M_\odot . Конечно, столь массивная звезда теряет значительную часть своей массы до образования компактного объекта. За это время маломассивный компонент практически не изменяется. Оказалось, что воспроизвести наблюдаемое количество источников данного типа описанным выше образом очень нелегко. В 1986 г. Игглтон и Вербунт [92] предложили сценарий образования рентгеновских новых в иерархической тройной массивной системе. Эволюционный сценарий для иерархических тройных и кратных систем содержит гораздо большее разнообразие возможных проявлений, чем сценарий эволюции двойных систем (см., например, [93]). Компьютерная реализация эволюции тройной системы очень сложна. Нам известен только один пример подобного рода — работа [94]. Авторами [94] проведено сравнение ПС для сценариев образования рентгеновских новых из двойных и тройных систем. Частота образования во втором варианте существенно выше и близка к наблюдаемой.

Следует заметить, что в самое последнее время предложено несколько вариантов решения данной проблемы без обращения к сценарию тройных систем, частота встречаемости которых плохо известна. В работе [95] показано, что к этому приводит использование в ПС современных данных относительно ветров звезд Вольфа–Райе, а в [96], — что к такому же результату ведет предположение о меньшем, чем в стандартном случае, уносе углового момента ветром.

4.7. Ультрамощные рентгеновские источники

"Ультрамощные рентгеновские источники" (Ultra-luminous X-ray sources — ULXs, возможно, следует использовать русские аббревиатуры УМИ или УМРИ) — точечные рентгеновские объекты высокой светимости вне ядерных областей хозяйских галактик (см. каталог источников данного типа в [97] и недавний обзор в [98]). Обычно эти объекты определяются как источники с рентгеновской светимостью, превышающей $\sim 10^{39}$ эрг s^{-1} (от $\sim 10^{39}$ до $\sim 10^{42}$ эрг s^{-1}). Первые ультрамощные источники были открыты космической обсерваторией Einstein [99]. Большое число таких систем обнаружено спутниками ROSAT и Chandra (однако часть источников могут быть фоновыми). В нашей Галактике известные ультрамощные рентгеновские источники отсутствуют.

Существуют две популярные модели ультрамощных источников. В одной из них в двойной системе идет аккреция на черную дыру промежуточной массы $10^2 - 10^3 M_{\odot}$ с темпом, близким к эддингтоновскому [100] (детальное обсуждение свойств черных дыр промежуточных масс см. в [101]). Очевидным достоинством гипотезы является естественное объяснение высокой светимости. Основной недостаток состоит в том, что сами черные дыры промежуточных масс остаются пока достаточно гипотетическими объектами. Результаты попыток воспроизвести в моделях наблюдаемое количество источников пока неудовлетворительны.

Согласно другой гипотезе, мы имеем дело с черными дырами обычных звездных масс, излучение которых не симметрично, а коллимировано в виде джетов (струйных истечений). В этой модели поток от источника очень сильно меняется в зависимости от его ориентации относительно наблюдателя. Если смотреть вдоль джета, то наблюдается очень яркий источник. В этой модели ультрамощные источники могут быть обычными представителями яркого конца распределения черных дыр звездных масс по светимости [102, 103].

Вполне возможно, что популяция ультрамощных рентгеновских источников сформирована двумя (или, возможно, бóльшим количеством) объектами различной физической природы [104], однако статистически достоверных доказательств или опровержений этой гипотезы в настоящее время нет.

Подзядловский и др. [105] провели систематическое исследование образования и эволюции черных дыр в тесных двойных системах в рамках "стандартной" модели, в которой масса одного из компонентов двойной должна быть достаточной для образования черной дыры (т.е. очень большой), а масса второго может лежать в очень широких пределах. Сближение компонентов происходит на стадии с общей оболочкой. В работе также учитывались различные эффекты селекции. Авторы пришли к выводу, что эта модель находится в согласии с наблюдаемой функцией светимости данного типа источников, включая ультрамощные. Получена оценка количества подобных источников, приходящихся на одну галактику. Оно составляет примерно 0,01, что позволяет объяснить их отсутствие в Млечном Пути.

4.8. Вклад двойных звезд в гравитационно-волновой фон

Новое поколение наземных (LIGO: группа из трех детекторов, VIRGO, GEO) и космических (LISA) интерферометрических детекторов гравитационных волн рассчитано на работу в интервалах частот $10^1 - 10^3$ и $10^{-4} - 10^{-1}$ Гц соответственно. Согласно начальному проекту ожидалось, что первая версия интерферометра LIGO (LIGO-I) начнет работу примерно в 2000 г. Обзору доступных для него астрофизических и космологических источников гравитационных волн посвящены работы [106 - 108]. Реально этот детектор был введен в опытную эксплуатацию в 2004 г., которая к настоящему времени перешла в непрерывные научные наблюдения (более того, ставится вопрос о "закрытии" интерферометра на модернизацию). В этой связи была произведена большая работа по пересмотру и уточнению всех сделанных ранее предсказаний. Эти результаты и ссылки на них, а также обработка первых гравитационно-волновых данных приведены в серии работ [109].

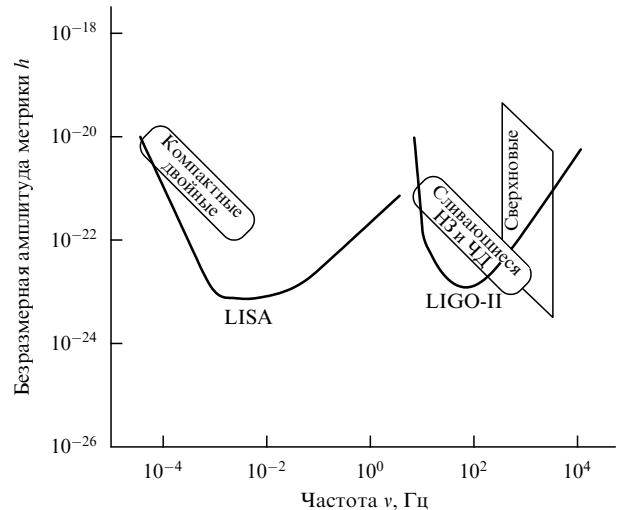


Рис. 5. Чувствительность наземной (LIGO-II) и космической (LISA) гравитационных антенн и сигналы от ряда астрофизических источников [106]. LIGO-II — вторая версия наземного детектора LIGO с примерно на порядок более высокой чувствительностью.

На частотах, доступных наземным детекторам, гравитационные волны испускают три типа звездных источников⁹ (рис. 5):

- 1) сверхновые с коллапсирующим ядром (типа II, Ib или Ic);
- 2) быстро вращающиеся неосесимметричные нейтронные звезды;
- 3) тесные двойные и сливающиеся компактные звезды.

Оценки вклада в фон, полученные для двух первых типов источников, не очень точны. Частота вспышек сверхновых в Галактике определена достаточно хорошо ($\sim 1/30 - 1/50$ лет⁻¹), но для них очень велика неопределенность, связанная с гравитационно-волновой светимостью. К сожалению, завершению теории коллапса сверхновых на сегодняшний день нет.

Быстро вращающиеся нейтронные звезды испускают монохроматическое гравитационное излучение. Основная часть энергии излучается на удвоенной частоте вращения (на второй гармонике), доля остальных гармоник (1-й, 3-й и более высоких) обычно очень мала и зависит от деталей геометрии нейтронной звезды. Поток излучения от таких объектов зависит от частоты вращения и от степени их несферичности. Очень быстро вращающиеся нейтронные звезды теряют осевую симметрию из-за неустойчивости Чандрасекара-Фридмана-Шутса [110, 111] или из-за неустойчивости г-моды [112, 113].

Быстрым вращением, достаточным для потери осевой симметрии, могут обладать либо очень молодые нейтронные звезды (с возрастными порядка нескольких лет), либо нейтронные звезды в аккрецирующих двойных системах с самыми короткопериодическими миллисекундными рентгеновскими пульсарами. В последнем случае гравитационно-волновая светимость L_{GW} хорошо определена, так как она однозначно связана с

⁹ Здесь не обсуждаются сливающиеся двойные сверхмассивные черные дыры, которые, возможно, будут являться важным источником гравитационных волн для LISA.

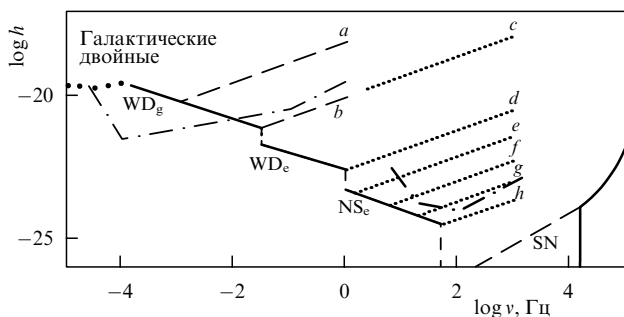


Рис. 6. Гравитационно-волновой спектр от тесных и сливающихся двойных [116]. Слева показан гравитационно-волновой сигнал от двойных систем: точки на частотах 10^{-4} Гц и ниже — волны от двойных на главной последовательности, сплошные прямые линии — непрерывный спектр от сливающихся компактных двойных (WD_g — галактические белые карлики, WD_e — белые карлики в других галактиках, NS_e — нейтронные звезды и черные дыры в других галактиках). Штриховые и пунктирные линии в центре: a и b — сигнал от индивидуального сливающегося белого карлика в Галактике, c — сигнал от слияния нейтронных звезд в Галактике, $d-h$ — сигналы от слияний нейтронных звезд в других галактиках. Справа: суммарный сигнал от вспышек сверхновых. Все спектры построены для широкополосного детектора ($\Delta\nu \sim \nu$). Штрихпунктирными линиями показаны границы чувствительности детекторов LIGO-I и LISA. (На рисунке приведена проектная кривая чувствительности LIGO-I, кривые, соответствующие чувствительности действующего детектора, могут быть найдены на сайте проекта [117].)

темпом аккреции и рентгеновской светимостью системы (гравитационные волны уносят весь угловой момент, который приносит аккрецируемое вещество):

$$L_{GW} \simeq L_X.$$

Отклонения нейтронной звезды от осевой симметрии (и, следовательно, поток гравитационных волн) зависят от вязкости и температуры в коре и ядре нейтронной звезды. Эти параметры, особенно вязкость, плохо известны, а результаты различных исследований все еще очень противоречивы.

Гравитационное излучение от двойных звезд — это точно известное и неизбежное следствие общей теории относительности (см., например, [114]). Испускаемый двойной системой поток энергии выражается следующей формулой:

$$L_{GW} = \frac{32}{5} \frac{G^4}{c^5} \frac{M_1^2 M_2^2 (M_1 + M_2)}{a^5}.$$

Здесь M_1 и M_2 — массы компонентов двойной, a — ее большая полуось, c — скорость света, G — гравитационная постоянная. Первую оценку гравитационно-волнового фона от галактических двойных получил в 1965 г. Мироновский [115]. Его оценка безразмерной амплитуды метрики составляла $h \sim 10^{-21}$ и базировалась на подсчете систем типа W UMa. Спектр звездного фона гравитационных волн был впервые рассчитан в 1987 г. в [116] с помощью ПС (рис. 6). Уже в этой работе отмечалось присутствие в спектре двух различных частей: спектр на низких и промежуточных частотах с максимумом в области $\nu \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ Гц порождается системами, эволюция которых не зависит от их гравитационного излучения. Вторая часть спектра — высокочастотный

хвост. Он создается двойными, сливающимися под действием гравитационных волн. Основной вклад в эту часть спектра дают белые карлики (a на частотах выше 1 Гц — нейтронные звезды).

4.9. Темпы слияний

двойных нейтронных звезд и черных дыр

Компоненты релятивистских двойных систем с орбитальными периодами короче ~ 14 ч успевают сблизиться и слиться за хаббловское время, т.е. примерно за 10 млрд лет, под действием собственного гравитационного излучения. Слияния нейтронных звезд широко обсуждались как возможные источники гамма-всплесков и как источники мощных импульсов гравитационных волн, которые будут регистрировать наземные антенны.

Частота слияния нейтронных звезд — ключевой параметр моделирования наблюдаемой картины гравитационных вспышек. Есть два различных подхода к оценке этой величины. Один из них базируется на ПС двойных нейтронных звезд, другой — на наблюдаемых параметрах двойных радиопульсаров с короткими орбитальными периодами (подобных знаменитому пульсару Халса–Тейлора PSR B1913+16). В течение последних 20 лет существовало некоторое противоречие между результатами этих двух подходов. Начиная с первой работы [116] и во всех более поздних (см. [53] и ссылки там) исследования методом ПС предсказывали частоту слияния нейтронных звезд порядка 10^{-4} лет $^{-1}$ для спиральной галактики, подобной Млечному Пути. Прямые оценки на основе статистики двойных пульсаров давали существенно более низкий темп слияний: $\sim 10^{-6}$ лет $^{-1}$ [118]. В более поздних работах эта величина возросла до 2×10^{-5} лет $^{-1}$ (см., например, [119, 53]), но, несмотря на это, на тот момент противоречие полностью не исчезло. Заметим, что этот метод принимает во внимание только двойные, в которых, по крайней мере, один из компонентов проявляет себя как радиопульсар, он также подвержен целому ряду других эффектов селекции. При проведении ПС учитываются все сливающиеся нейтронные звезды, в том числе и радиотихие. Это различие могло частично объяснить расхождение указанных предсказаний.

Открытие в 2003 г. "дважды двойного"¹⁰ радиопульсара J0737-3039 [120] повысило наблюдательные предсказания примерно на порядок величины. Это связано с тремя обстоятельствами. Во-первых, система имеет очень короткий орбитальный период, т.е. время жизни до слияния компонентов невелико (около 85 млн лет). Во-вторых, система расположена близко от нас, всего лишь в 600 пк. В-третьих, оба пульсара достаточно слабы. Таким образом, сегодня эта проблема различия оценок по данным расчетов и по наблюдениям двойных пульсаров практически исчерпана [121] (рис. 7). Краткое изложение истории данного вопроса и дополнительные ссылки приведены в [122]. Однако остаются проблемы, связанные с эволюционным каналом, приводящим к появлению систем типа J0737-3039.

Для того чтобы предсказать частоту регистрации гравитационно-волновых сигналов, ожидаемых от сли-

¹⁰ Оба компонента системы являются нейтронными звездами, и оба наблюдаются как радиопульсары.

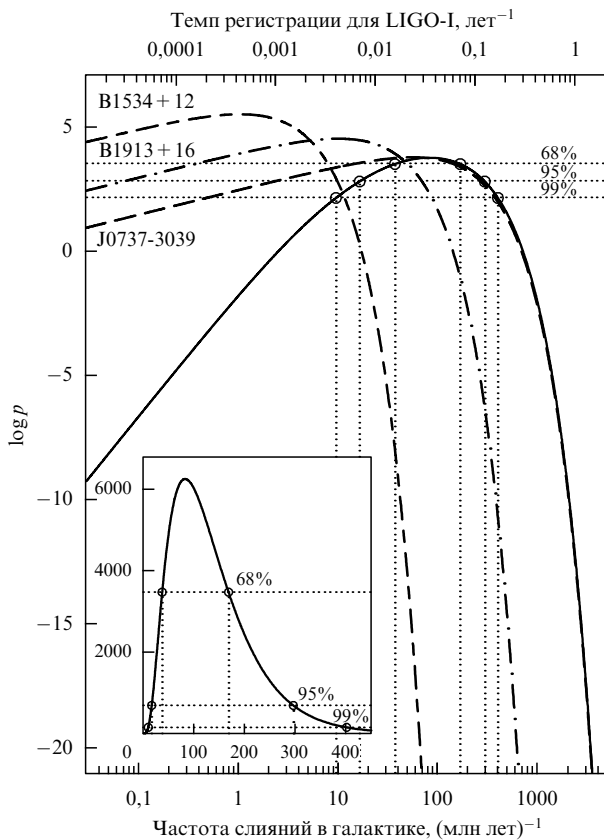


Рис. 7. Распределение оценки темпа слияния двойных нейтронных звезд в Галактике на основе данных о четырех наиболее тесных двойных радиопульсарах [121] (p — плотность вероятности слияния двойных нейтронных звезд в Галактике).

вающихся компактных объектов, недостаточно знать частоту их слияний. Необходима также информация о распределении данных источников по мощности, т.е. их светимость в гравитационных волнах. При заданной чувствительности гравитационной антенны максимальное расстояние, на котором сливающаяся система может быть зарегистрирована при заданном отношении сигнала S к шуму N , зависит в первую очередь от массы системы (точнее, от так называемой chirp mass, представляющей собой степенную комбинацию масс компонентов двойной: $M_{\text{ch}} = (M_1 M_2)^{3/5} (M_1 + M_2)^{-1/5}$):

$$\frac{S}{N} \propto \frac{M_{\text{ch}}^{5/6}}{d}.$$

Наземные интерферометры по достижении планируемой чувствительности смогут детектировать слияния нейтронных звезд с расстояния в несколько десятков мегапарсек. Предсказываемый методом ПС темп слияния двойных черных дыр на 1–2 порядка ниже темпа слияния нейтронных звезд, но черные дыры более массивны (по крайней мере, в несколько раз). Из-за сильной зависимости мощности излучения (и, как следствие, максимального расстояния для обнаружения) от массы двойной системы будут приниматься сигналы от черных дыр из существенно большего объема пространства. Приведем простую оценку, которую подтверждают детальные результаты ПС. Предположим, что вероятность образования сливающейся двойной нейтронной

звезды из тесной двойной с начальными массами компонентов, превышающими $10M_{\odot}$, такая же, как и вероятность образования сливающихся черных дыр из систем с начальной массой компонентов выше $40M_{\odot}$ (хотя самих таких систем намного меньше). Также предположим, что образующиеся нейтронные звезды (NS) и черные дыры (BH) имеют соответственно массы, равные $1,4$ и $8,5M_{\odot}$. Тогда отношение частот слияния черных дыр и нейтронных звезд в галактике, подобной Млечному Пути, составит

$$\frac{R_{\text{BH}}}{R_{\text{NS}}} \simeq \frac{N(M > 40M_{\odot})}{N(M > 10M_{\odot})} = \left(\frac{40M_{\odot}}{10M_{\odot}}\right)^{-1,35} \simeq 0,15,$$

а отношение частот регистрации таких слияний на Земле

$$\frac{D_{\text{BH}}}{D_{\text{NS}}} \simeq \left(\frac{40M_{\odot}}{10M_{\odot}}\right)^{-1,35} \left(\frac{8,5M_{\odot}}{1,4M_{\odot}}\right)^{15/6} \simeq 0,15 \times 91 \simeq 14.$$

Как видно, второй фактор (наблюдаемый объем) оказывается более важным и ожидаемая частота регистрации слияний черных дыр может быть даже больше, чем частота регистрации слияний нейтронных звезд [123, 124]. Таким образом, с большой вероятностью первый зарегистрированный сигнал может прийти от слияния двух черных дыр или от черной дыры в паре с нейтронной звездой!

Следует заметить, что частота слияний компактных объектов существенным образом зависит от деталей их эволюции. Например, поскольку черные дыры образуются из очень массивных звезд, обладающих большими размерами, то после окончания их ядерной эволюции и коллапса образуется двойная черная дыра с достаточно большой полуосью орбиты. Так как время слияния подобной системы под действием гравитационного излучения t_{GW} определяется в первую очередь начальной полуосью системы a_0 :

$$t_{\text{GW}} \propto a_0^4,$$

то для таких систем оно намного превышает текущий возраст Вселенной. Таким образом, в этой ситуации частота слияния двойных черных дыр (в настоящий момент времени) строго равна нулю. Ситуацию изменяет введение отдачи при образовании черных дыр [125]. Такой процесс вполне возможен, если черные дыры образуются в результате двухстадийного коллапса (через промежуточное метастабильное состояние горячей нейтронной звезды). Современные исследования двойных черных дыр также поддерживают идею ненулевой дополнительной скорости, приобретаемой ими при рождении [126].

4.10. Двойные в плотных звездных скоплениях

Эволюция популяций двойных систем в плотных звездных скоплениях (шаровых скоплениях и центральных (т.е. околоядерных) скоплениях в галактиках) отличается от эволюции аналогичных популяций в поле галактик. Основных отличий два: воздействие на индивидуальные двойные системы коллективного нестационарного гравитационного поля скопления и тесные пролеты двойных или одиночных систем.

Взаимодействие с полем скопления сводится к тому, что в среднем очень тесные (так называемые жесткие)

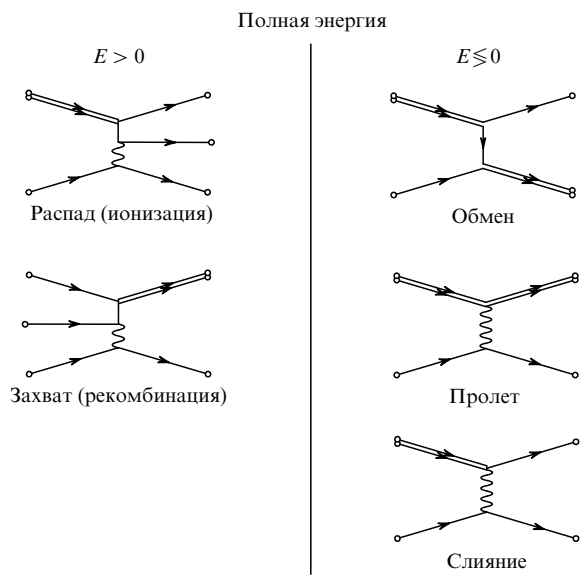


Рис. 8. Возможные итоги тесных пролетов одиночной звезды и двойной системы [128].

двойные системы становятся еще более тесными, а широкие системы делаются шире. Граница между этими двумя типами систем определяется условием $v_{\text{orb}} \simeq v_{\text{cluster}}$, где v_{orb} — орбитальная скорость двойной, v_{cluster} — средняя скорость звезд в скоплении.

Тесные пролеты порождают целую серию возможных эффектов (рис. 8). Пролетающая звезда может заменить одну из компонентов двойной (обмен или "перезарядка"), может разрушить двойную (диссоциация), вызвать слияние компонентов двойной или просто изменить ее орбитальные параметры. Вероятности всех этих каналов были рассчитаны в работах [127, 128]. Тесное сближение двух двойных систем порождает еще большее разнообразие возможных процессов (см. [129, 130]).

Наиболее интересные астрофизические следствия — образование объектов, формирование которых без тесных пролетов было бы невозможным. Следует заметить, что к появлению подобных систем приводят сближения трех видов:

- тесное парное сближение. Захват производится приливными силами. Для захвата необходим пролет на расстоянии, не превышающем 3–4 радиусов большей из звезд. Столь тесное сближение делает такие события редкими, однако в них рождаются сверхтесные системы с высокими эксцентриситетами орбит, которые далее интенсивно эволюционируют под действием собственного гравитационного излучения;

- тесное тройное сближение. Чаще всего образуются очень широкие системы, которые быстро разрушаются далекими пролетами. Вероятность образования тесных систем резко падает с увеличением их жесткости. Этот процесс идет в наиболее плотных центральных частях шаровых и околядерных скоплений;

- сближение одиночной и двойной. Вероятность процесса определяется полуосью двойной системы. Размеры образующейся двойной пропорциональны полуоси исходной системы. Наиболее сильные изменения чаще всего происходят с системами, орбитальная скорость в которых близка к скорости взаимного пролета.

В работе [131] приводится полезная простая оценка отношения сечения захвата компаньона для случая приливного взаимодействия и обмена (в основном формула применима для захвата звезды компактным объектом):

$$\frac{\sigma_{\text{tidal}}}{\sigma_{\text{exch}}} = 2,5 \frac{R_s}{a_0},$$

где R_s — радиус захватываемой звезды, а a_0 — большая полуось двойной системы. Видно, что для случая приливного захвата характерным масштабом является радиус звезды, а для случая взаимодействия с двойной — большая полуось. Таким образом, обычно приливной захват менее эффективен. Однако ситуация может быть иной, если нас интересует захват на очень тесные орбиты.

При попытке учесть тесные пролеты, т.е. парное взаимодействие звезд или систем, нарушается один из основных принципов ПС — независимость эволюции отдельных объектов. Тем не менее, если парные взаимодействия остаются достаточно редкими, то все еще можно использовать ПС в несколько модифицированном виде.

Есть два возможных пути модификации стандартной схемы ПС для учета тесных сближений. Один из них использует полный сценарий эволюции двойных систем и упрощенное описание звездной динамики. В другом подходе, наоборот, динамика учитывается точно, с помощью метода N-тел, а эволюционный сценарий содержит те или иные упрощения. Второй подход использовался в серии работ группы Portegies Zwart, Aarseth et al. [130, 132, 133]. Конечно, это только первый шаг в реализации полного сценария эволюции звезд в плотных звездных скоплениях.

5. Популяционный синтез одиночных нейтронных звезд

В этом разделе обсуждается ПС одиночных нейтронных звезд. Много дополнительной информации можно получить из обзора [134]¹¹. Основное внимание здесь уделим следующим четырем типам исследований: изучению радиопульсаров, расчетам ожидаемых гравитационно-волновых сигналов от молодых нейтронных звезд, моделированию эволюции старых нейтронных звезд и исследованию близких к нам остывающих (горячих) нейтронных звезд. Для первых двух направлений исследований основными ингредиентами являются начальные периоды, скорости и распределения по магнитным полям совместно с эволюцией всех этих величин. В дополнение к ним может потребоваться такой параметр, как угол между магнитным моментом и осью вращения. При ПС остывающих нейтронных звезд используются совершенно другие ингредиенты. Период вращения и магнитное поле слабо влияют на охлаждение нейтронной звезды, в отличие от ее массы.

5.1. Свойства нейтронных звезд

Вначале кратко перечислим основные факты астрофизики одиночных нейтронных звезд (в качестве короткого

¹¹ Обзор доступен в сети по адресу <http://xray.sai.msu.ru/~polar/html/kniga.html>.

вводного обзора можно порекомендовать статью [135]). Нейтронные звезды рождаются в результате коллапса ядер массивных звезд с начальными массами примерно от 8 до $30M_{\odot}$. Точные значения предельных масс известны не слишком хорошо. Кроме того, они зависят от химического состава и, возможно, других звездных характеристик. Некоторые модели показывают, что наиболее массивные звезды в результате большой потери масс из-за мощных звездных ветров также могут в конце своей эволюции порождать нейтронные звезды [26].

Наиболее важными начальными параметрами нейтронных звезд являются период вращения, масса, магнитное поле и пространственная скорость. Начальные распределения для всех этих параметров пока невозможно достаточно точно рассчитать теоретически. Их приходится определять по наблюдаемым, и часто уже сильно проэволюционировавшим, объектам, закладывая предположения об эволюции параметров. Кроме того, наблюдаемая выборка объектов подвержена различным эффектам селекции. Следовательно, пока наше знание начальных параметров нейтронных звезд нельзя назвать основательным.

Скорости нейтронных звезд в основном определяются по наблюдениям радиопульсаров. Средние скорости составляют около 300 км с^{-1} . Максимальные превосходят 1000 км с^{-1} . Точный вид распределения известен плохо (см. [136–138]). Причиной столь высоких скоростей, многократно превосходящих скорости предсверхновых ($10–30 \text{ км с}^{-1}$), по всей видимости, является асимметричное излучение нейтрино при взрыве сверхновой. Асимметрия может быть связана, например, со свойствами конвекции в коллапсирующем ядре или с асимметрией магнитного поля. Однако в этом вопросе еще много неясного.

Определение масс нейтронных звезд возможно пока только в тесных двойных системах. Особенно интересны системы с радиопульсарами. Для определения начальных масс важно, чтобы звезда к моменту наблюдения не успела нааккрецировать существенное количество вещества. Это требование выполняется в случае вторичных компонентов систем, состоящих из двух нейтронных звезд. Массы этих объектов заключены в узком диапазоне $\sim 1,2–1,4M_{\odot}$. Расчеты показывают, что спектр начальных масс нейтронных звезд может простираться от $1,1–1,2M_{\odot}$ до предельной массы, определяемой уравнением состояния ([139] и ссылки там), но после примерно $1,4–1,5M_{\odot}$ количество объектов уже невелико. Неопределенность в расчетах связана с плохо определенными параметрами взрыва сверхновой, а также с величиной возвратной аккреции (fall-back), которая может существенно увеличить массу нейтронной звезды.

Начальные периоды нейтронных звезд оцениваются для радиопульсаров, для которых есть независимая оценка возраста (например, если они связаны с исторической сверхновой). Результаты, тем не менее, оказываются модельно зависимыми, ведь приходится предполагать определенный закон замедления вращения. В качестве простой модели торможения чаще всего используется магнито-дипольная формула (см. ниже). Список радиопульсаров, для которых сделаны оценки начального периода, можно найти в [138]. Полученные значения покрывают широкий интервал от $\sim 0,01$ до

$\sim 0,14$ с. Таким образом, нейтронные звезды не обязательно рождаются с очень короткими периодами. Начальное значение периода должно определяться следующими факторами: темп вращения ядра предсверхновой, раскрутка или торможение за счет асимметрии взрыва, быстрое торможение на самых ранних стадиях за счет магнитного поля или взаимодействия с окружающим веществом. Не исключено, что нейтронные звезды могут рождаться и с очень длинными периодами, порядка нескольких секунд [140].

Магнитные поля нейтронных звезд существенным образом определяются полями предсверхновых. При коллапсе происходит увеличение поля за счет сохранения магнитного потока [142]. Кроме того, возможно увеличение магнитного поля на стадии протонейтронной звезды. Например, за счет динамо-механизма. Последний особенно актуален для магнитаров [143]. Оценки начальных полей проводились в ряде работ (см. ниже).

После определения начальных параметров необходимо задать эволюционные законы. Для нейтронных звезд эволюция распадается на две почти независимые части: магнито-вращательную и тепловую. Взаимосвязь между ними возможна за счет подогрева нейтронной звезды затухающим магнитным полем или из-за диссипации в тепло энергии вращения. Но для большинства объектов этот эффект невелик.

Магнито-вращательная эволюция состоит в замедлении вращения и, возможно, затухании магнитного поля. Замедление вращения в основном определяется электромагнитными процессами. Детали этого процесса плохо известны и в настоящее время являются предметом активного изучения (см., например, [140, 144, 145] и ссылки там). Стандартным до сих пор является использование так называемой магнито-дипольной формулы [146]:

$$W_{\text{md}} = -J\Omega\dot{\Omega} = \frac{1}{6} \frac{B_0^2 \Omega^4 R^6}{c^3} \sin^2 \chi.$$

Здесь $J \sim (2/5)MR^2$ — момент инерции нейтронной звезды, χ — угол между осью вращения и осью магнитного диполя, $\Omega = 2\pi/P$ — частота вращения. Как легко видеть, период в соответствии с этой формулой растет пропорционально квадратному корню из времени. Однако очевидно, что применение этой формулы является упрощением.

Затухание магнитного поля также остается открытым вопросом. Оно определяется свойствами проводимости коры нейтронной звезды. Если поле в основном сосредоточено в ядре, то может быть важен вынос магнитных трубок из ядра в кору в процессе замедления вращения нейтронной звезды. Кроме того, возможна миграция магнитных трубок по мере изменения темпа вращения нейтронной звезды, что может приводить к изменению топологии поля (см. [147] и ссылки там).

Вопросы остывания нейтронных звезд обстоятельно обсуждались в обзоре [148]. Нейтронная звезда рождается очень горячей. Через 20–50 лет происходит выравнивание температуры в ее недрах. До примерно 100 000 лет охлаждение идет в основном за счет излучения нейтрино. Затем в остывании доминирует процесс фотонного охлаждения с поверхности. В последние годы в понимании тепловой эволюции нейтронных звезд

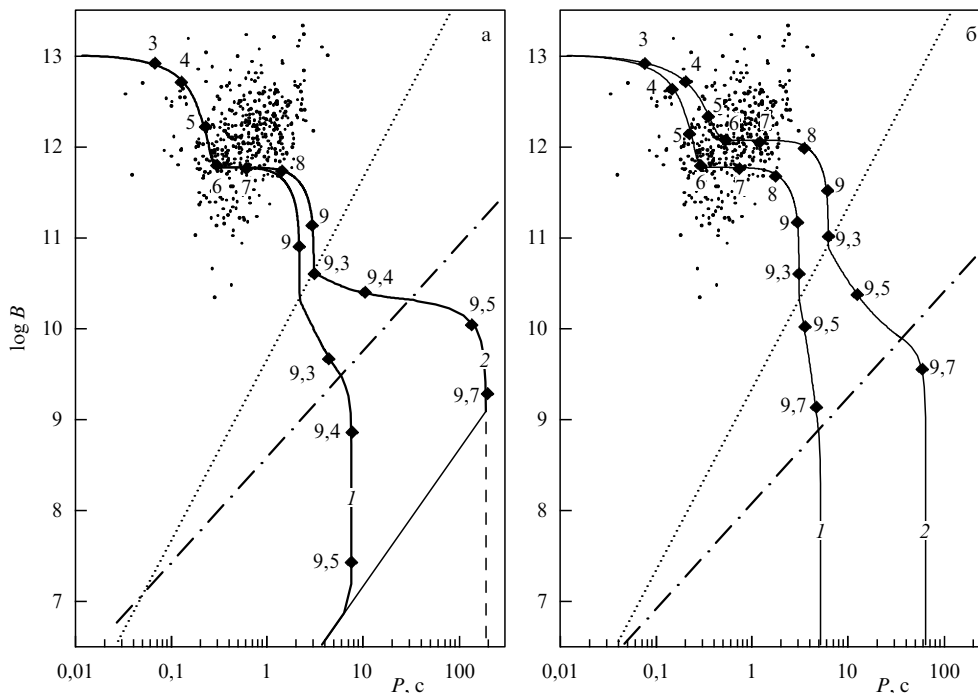


Рис. 9. Эволюционные треки нейтронных звезд для двух моделей затухания магнитного поля при темпах аккреции $\dot{M} = 10^{-15} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ (а) и $\dot{M} = 10^{-16} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ (б) [152]. Целью работы [152] было воспроизведение наблюдаемых параметров источника RXJ0720.4-3125 в модели аккрецирующей нейтронной звезды с затухшим полем. Пунктирные линии соответствуют $p = P_E$, где P_E — критический период, соответствующий уходу со стадии эжектора; штрихпунктирные — $p = P_A$, где P_A — критический период, при котором нейтронная звезда покидает стадию сверхзвукового пропеллера и может начаться аккреция. Числа возле отметок на треках отмечают логарифм возраста нейтронных звезд в годах. Точками показаны радиопульсары из каталога Тейлора и др. [155].

достигнут значительный прогресс [150], однако пока многие эффекты, связанные с остыванием, остаются недостаточно изученными. Основные неопределенности в теории остывания нейтронных звезд связаны с плохо известным уравнением состояния нейтронных звезд.

Для расчетов начальных параметров нейтронных звезд и законов их эволюции активно используется популяционный синтез. Далее рассматриваются примеры такого подхода к различным популяциям объектов.

5.2. Радиопульсары

Радиопульсары — лучше всего изученная и самая многочисленная из наблюдаемых популяция одиночных нейтронных звезд [144]. Поэтому для читателя не станет большим сюрпризом тот факт, что именно для этой популяции объектов было проведено много исследований методом ПС. Очень важную особенность этих исследований составляет необходимость моделирования *детектируемости* радиопульсаров, т.е. необходимость не просто синтезировать выборку радиопульсаров, но и имитировать процесс проведения их радиобзора с достаточной реалистичностью, чтобы потом можно было сравнивать модельные параметры с наблюдаемыми. Ситуация осложняется тем фактом, что пульсары открывались с помощью разных обзоров на различных инструментах, а некоторая часть этих нейтронных звезд была обнаружена не в обзорных программах, а в результате наблюдений выделенных объектов (например, остатков сверхновых) или областей (например, областей локализации неотожествленных гамма-источников).

Можно назвать три разные цели применения ПС к радиопульсарам. Во-первых, это определение начальных параметров нейтронных звезд (периодов, скоростей, магнитных полей). Во-вторых, оценка некоторых параметров их эволюции (например, характерного времени затухания магнитного поля). И, наконец, третья задача состоит в предсказании на основе известных начальных параметров и законов эволюции свойств пока не наблюдаемых популяций пульсаров, в первую очередь малочисленных и плохо изученных типов (например, пульсаров с сильным магнитным полем, пульсаров, излучающих в гамма-диапазоне, и т.д.). Сюда же можно отнести анализ популяций недавно открытых источников, которые могут оказаться связанными с радиопульсарам.

Примерами анализа с целью выявления начальных параметров пульсаров могут служить работы [136, 137], в которых исследовалось их начальное распределение по скоростям. Другой важный пример — недавняя работа [151], в которой по данным Парковского (Parkes) обзора авторы определяют начальное распределение радиопульсаров по периодам.

Один из ключевых вопросов теории эволюции пульсаров таков: *затухает ли магнитное поле у нейтронных звезд?* На рисунке 9 из работы [152] показаны эволюционные треки на диаграмме магнитное поле — период для одиночных нейтронных звезд с учетом данного эффекта.

Бхаттачария, Хартман, Вербунт и Вайерс посвятили ответу на вопрос о затухании магнитного поля серию статей (см. [6] и ссылки в ней на более ранние публикации). Они использовали метод Монте-Карло для моделирования распределения пульсаров на плоскости период — производная периода ($P - \dot{P}$). Одновременно

рассчитывалось распределение нейтронных звезд по пространственным скоростям, их пространственное распределение и мера дисперсии. Вербунт и др. предполагали, что нейтронные звезды имеют такое же распределение по магнитным полям, что и наблюдаемые радиопульсары — гауссово в логарифмической шкале:

$$p(\log B_i) d \log B_i = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_B} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\log B_i - \log B_0}{\sigma_B} \right)^2 \right] d \log B_i.$$

Здесь B — магнитное поле на поверхности нейтронной звезды. Авторы использовали значения $\log B_0 = 12,34$, $\sigma_B = 0,34$. Они также принимали во внимание детектируемость каждого из моделируемых источников. Рассматривался только вариант экспоненциального затухания поля: $B_i \propto \exp(-t/\tau)$. Авторы пришли к заключению, что лучше всего наблюдения описывает модель с затуханием магнитного поля в характерной шкале $\tau \sim 10^8$ лет, в которой существенная доля нейтронных звезд рождается со скоростями ниже 200 км с^{-1} .

Авторы использовали несколько гипотез о начальных условиях и законах эволюции, которые можно подвергнуть критике. Так, оба распределения нейтронных звезд по пространственным скоростям были одно-модовыми — это так называемые лайн-лоримеровское распределение [153] и распределение Хансена и Финней:

$$\frac{4}{\pi} \frac{du}{(1+u^2)^2},$$

где $u = v_i/\sigma_v$ (σ_v было принято равным 600 км с^{-1}). Сегодня гораздо более предпочтительным считается бимодальное распределение по этому параметру, например бимаксвелловское распределение [136]. Кроме того, современные наблюдения указывают, что число высокоскоростных пульсаров гораздо больше, чем следовало из распределения, использованного Вербунтом и др. Распределение по магнитным полям, использованное в данной работе, принципиально не допускает существования сколько-нибудь заметной доли магнитаров. И, наконец, в работе Вербунта и др. не рассматривалась роль угла наклона магнитного ротатора χ (угла между магнитным моментом и осью вращения) и его эволюции. Учет этой эволюции, как показывают последние работы, может быть очень существен (см., например, [140, 154]).

Одна из последних версий ПС пульсаров выполнена в работе [149]. Авторы включили в свою модель эволюцию угла наклона ротатора χ и обсуждали возможность появления магнитаров. Сравнение их результатов с работой Бхаттачария и др. показывает, как изменение параметров модели ПС сказывается на его результатах. Авторам удалось добиться согласия модели и наблюдений без введения затухания магнитного поля, но при наличии эволюции (возрастания) угла χ со временем. Эволюция периода описывалась формулой

$$P = P_0 \left[1 + \frac{t}{\tau_0} - n_0 \frac{t_x}{\tau_0} \left(1 - \exp \left(-\frac{t}{t_x} \right) \right) \right]^{1/2}.$$

Здесь P_0 — начальный период, t_x — характерное время изменения угла,

$$\tau_0 = \frac{3}{4\pi^2} \frac{Ic^3 P_0^2}{B^2 R^6},$$

где I — момент инерции нейтронной звезды, а R — ее радиус. Параметр n_0 связан с начальным углом наклона χ_0 : $\chi_0 = \arccos \sqrt{n_0}$. Таким образом, здесь увеличение угла связано с эволюцией не в сторону уменьшения потерь энергии, как в подходе Бескина и др. [144], а в сторону увеличения. В качестве возможной причины такого поведения авторы [149] называют звездотрясения, приводящие к перемещению вещества к полюсам нейтронной звезды.

Другой важный вывод работы [149] относится к магнитарам. Авторы пришли к заключению, что примерно 23 % нейтронных звезд имеют поля $B > 10^{14}$ Гс. В их работе не предполагалась бимодальность распределения по магнитным полям, магнитары появлялись естественным образом как хвост распределения обычных радиопульсаров в сторону наиболее сильных полей. По их оценкам, темп рождения магнитаров составляет один объект за 750 лет.

Наконец, последнее на сегодняшний день крупное исследование радиопульсаров методом популяционного синтеза изложено в статье [138]. Авторы изучали начальные распределения радиопульсаров (по периоду и магнитному полю, а также распределение скорости отдачи) и эволюционные эффекты, связанные с уменьшением тормозящего момента. При рассмотрении вопроса о начальных скоростях они не стали ограничиваться только максвелловскими распределениями. Итогом стало предпочтение одномодовой модели с немаксвелловской (экспоненциальной) формой распределения. Аналитическая запись распределения для трехмерной скорости в таком сценарии достаточно сложна. Авторы [138] выписывают распределение для получаемой из наблюдений величины v_1 — поперечной (трансверсальной) скорости пульсара вдоль плоскости Галактики относительно местного стандарта покоя:

$$p(v_1) = \frac{1}{2\langle v_1 \rangle} \exp \left(-\frac{|v_1|}{\langle v_1 \rangle} \right).$$

Трехмерная средняя скорость оказывается равной $380_{-60}^{+40} \text{ км с}^{-1}$. Отметим, что распределение по скоростям согласно [136] также дает хороший результат. Выбор авторов в пользу экспоненциальной модели обусловлен ее однопараметричностью в отличие от модели Арзуманяна с соавторами, которая требует наличия двух популяций пульсаров с разными распределениями скоростей (о бимодальности см., например, [156]).

При построении глобальной модели популяционного синтеза радиопульсаров в Галактике эти авторы использовали более детализированную модель начального пространственного распределения нейтронных звезд. А именно, они учли спиральную структуру Галактики. Авторы удовлетворительно описывают наблюдаемую популяцию радиопульсаров без привлечения затухания магнитного поля НЗ или изменения угла между осью вращения и магнитной осью.

Другая часть исследований радиопульсаров связана с моделированием их гамма-наблюдений. В работе Гонтье и др. [157] проведен ПС процесса детектирования активных радиопульсаров в жестком диапазоне. Подобное исследование стало актуально в преддверии запуска таких космических аппаратов, как AGILE и GLAST. Гонтье и др. ввели в свою модель ряд новых важных параметров для описания геометрии потоков радио- и

гамма-излучения. Неожиданный результат, полученный в этой работе, — короткое время затухания магнитного поля (в шкале порядка 2,8 млн лет). Этот результат критиковался в других работах. Например в [138] авторы полагают, что это могло быть артефактом, возникшим из-за выбранной модели радиосветимости. Светимость (в единицах мЯн кпк² МГц) определялась в [157] по формуле

$$L = 3,4 \times 10^{10} P^{-1,3} \dot{P}^{0,4}.$$

В работе [138] авторы обсуждают зависимость наблюдаемой светимости от геометрических факторов и модифицируют модель, использованную в работах [157, 136] и др.

Предсказания для обсерваторий AGILE и GLAST очень оптимистичны. Авторы предсказывают, что GLAST сможет зарегистрировать до 600 нейтронных звезд в гамма-лучах, т.е. как минимум на порядок больше, чем EGRET. Отметим, однако, что недавний поиск радиопульсаров в областях локализации неотожествленных источников EGRET [158] дал отрицательный результат. Вероятно, предсказания для GLAST и AGILE слишком оптимистичны.

Гамма-источниками могут быть не только активные радиопульсары. Бескин и Елисеева [159] исследовали возможность наблюдения погасших радиопульсаров как гамма-источников. Данная работа не использует методы ПС, но вносит существенный вклад в популяционные модели. Авторы (аналитическими методами) построили распределение "мертвых" (неактивных) пульсаров для двух моделей эволюции угла χ между осью вращения и магнитной осью. На стадии активного радиопульсара в рамках обеих моделей угол растет, т.е. звезда стремится стать ортогональным ротатором. После того, как вторичные пары перестают рождаться, в случае затрудненного выхода частиц угол начинает уменьшаться, сохраняется величина $\cos \chi/P$, где P — период вращения нейтронной звезды, а χ — угол между магнитной осью и осью вращения. В модели свободного выхода χ продолжает расти и $\sin \chi/P = \text{const}$. Авторы приводят оценки гамма-светимости потухших радиопульсаров. По всей видимости, современные спутники могут регистрировать такие объекты, если они лежат на расстоянии меньше нескольких сот парсек от нас.

Эволюция угла χ может быть ключевым моментом расчетов эволюции пульсаров. Однако пока тут много неясного. На рисунке 10 из работы [140] показана реконструкция возможного эволюционного трека одной из звезд так называемой "великолепной семерки" на плоскости $\sin \chi$ — период. Линия, по достижении которой поведение звезды изменяется, является линией смерти радиопульсаров, нарисованной с учетом зависимости от угла χ . Расчет проведен для случая затрудненного выхода частиц, поэтому после пересечения пульсаром линии смерти угол χ начинает уменьшаться.

Насколько нам известно, детальный ПС погасших радиопульсаров с учетом эволюции χ еще никем не проводился (хотя моделировалось поведение популяции нормальных радиопульсаров, см. ссылки в разделе 2.2.7 [134]). Подобное моделирование может оказаться очень важным, так как оно может изменить наши представления о состоянии старых нейтронных звезд, которые будут обсуждаться в разделе 5.4.

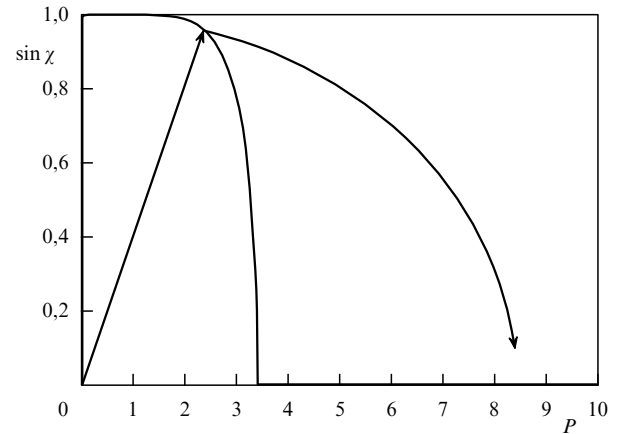


Рис. 10. Реконструированный эволюционный трек источника RX J0720.4-3125 [140]. Для расчета замедления использовалась модель токовых потерь [141]. На стадии потухшего пульсара выход частиц был принят затрудненным. Трек соответствует постоянному полю 10^{13} Гс и современным значениям периода и угла между осью вращения и осью магнитного диполя, равными 8,39 с и 5° соответственно. Для начального периода 20 мс возраст получается равным $\sim 58,4$ млн лет.

5.3. Оценка гравитационно-волнового сигнала от молодых нейтронных звезд

Результаты, изложенные ниже в этом разделе, перекликаются со вторым пунктом раздела 4.8. Однако здесь более детально обсуждается гравитационное излучение от молодых одиночных нейтронных звезд с учетом данных [160–162].

В работе [160] автор в первую очередь рассматривает гравитационное излучение от близких нейтронных звезд, связанных с поясом Гулда (см. также ниже о молодых остывающих нейтронных звездах). Дело в том, что существующие детекторы (например, первая очередь VIRGO) смогут, согласно оценкам [160], детектировать только достаточно близкие (расстояние менее $\sim 0,5$ кпк) и молодые (возраст менее $\sim 1-2$ млн лет) нейтронные звезды. Однако усовершенствованные версии детекторов смогут видеть более слабые объекты (чувствительность должна возрасти на два порядка), соответственно, для них вклад пояса Гулда будет относительно мал.

Для данного исследования критичен выбор распределения эллиптичности нейтронных звезд. Автор [160] использовал несколько модельных распределений, определенных согласно принципу максимальной энтропии. Кроме того, варьировалось распределение по начальным периодам вращения.

Амплитуда гравитационно-волнового сигнала на частоте $f_{\text{GW}} = 2/P$ (где P — период) от нейтронной звезды с моментом инерции I , эллиптичностью ϵ , находящейся от нас на расстоянии r , может быть вычислена по формуле

$$h_0 = 1,05 \times 10^{-27} \left(\frac{I}{1,12 \times 10^{45} \text{ г см}^2} \right) \left(\frac{\epsilon}{10^{-6}} \right) \times \left(\frac{f_{\text{GW}}}{100 \text{ Гц}} \right) \left(\frac{10 \text{ кпк}}{r} \right).$$

Чувствительность установок LIGO и VIRGO на частоте 100 Гц будет порядка $h \sim 10^{-22} - 10^{-23}$.

Выводы [160], на наш взгляд, не очень оптимистичные. Для реалистичных параметров нейтронных звезд первое поколение гравитационно-волновых детекторов имеет очень мало шансов зарегистрировать излучение от близких молодых нейтронных звезд. Ситуация существенно изменится в лучшую сторону после запуска следующего поколения детекторов (речь идет об усовершенствованных версиях LIGO и VIRGO). Так, в слепом поиске при оптимистических параметрах можно будет надеяться поймать гравитационно-волновой сигнал от молодой нейтронной звезды, если ее расстояние от нас менее 6 кпк.

Авторы работы [161] рассматривают перспективы регистрации гравитационного сигнала от молодых магнитаров. Эти объекты определяются как нейтронные звезды, активность которых связана с диссипацией энергии их магнитного поля (в противоположность, например, радиопульсарам, расходуя энергию вращения, или остывающим нейтронным звездам, излучающим запасенное тепло). Магнитары характеризуются сильным магнитным полем, до 10^{15} Гс на поверхности. Внутренние (в том числе тороидальные) поля могут быть еще выше.

Идея привлечь магнитары связана с тем, что сильное поле, ориентация которого не совпадает с осью вращения, приводит к такой деформации звезды, что та становится довольно-таки мощным источником гравитационных волн. Сжатие (эллиптичность) нейтронной звезды за счет влияния магнитного поля может быть вычислена по формуле [161]

$$\epsilon_B = g \frac{B^2 R^4}{GM^2} \sin^2 \chi = 1,9 \times 10^{-8} g B_{14}^2 R_{10}^4 M_{1,4}^{-2} \sin^2 \chi.$$

Здесь B , R , M — магнитное поле, радиус и масса нейтронной звезды, χ — угол между магнитной осью и осью вращения, g — безразмерная величина, зависящая от уравнения состояния нейтронной звезды и от геометрии магнитного поля.

Для двух моделей внутреннего строения нейтронных звезд, приводящих к разным значениям деформации, получена оценка фона. Показано, что на частотах порядка 1 кГц вклад магнитаров может быть достаточно велик, чтобы перекрыть космологическое (реликтовое) гравитационное излучение.

Молодые магнитары рассмотрены и в работе [162]. Показано, что LIGO сможет зарегистрировать молодой магнитар вплоть до расстояний порядка 20 Мпк, т.е. источники в скоплении галактик в созвездии Дева будут видны. Эволюция сигнала, проявляющаяся в удвоении частоты на масштабе порядка недели, может служить индикатором того, что наблюдается молодой магнитар. Ход частоты определяется и электромагнитным замедлением (K_d), и излучением гравитационных волн (K_{GW}):

$$\dot{\omega} = -\frac{K_d}{2} \omega^3 - \frac{K_{GW}}{4} \omega^5.$$

Здесь $K_{GW} = (128/5)(G/c^5)I\epsilon_B$, I — момент инерции нейтронной звезды.

Отметим, что поскольку магнитары, как ожидается, должны в основном располагаться в областях мощного звездообразования, то распределение близких внегалактических источников этого типа будет сильно неоднородным. Согласно выводам работы [163] на расстояниях

менее нескольких мегапарсек основная доля магнитаров будет располагаться в четырех галактиках с мощным звездообразованием: M82, M83, NGC 253, NGC 4945 (можно также отметить NGC 5253 и NGC 6946). В связи с этим фон гравитационного излучения, связанного с магнитарами, будет очень неоднородным.

5.4. Подсчеты нейтронных звезд и одиночные аккреторы

С начала 1970-х годов разные авторы обсуждали возможность наблюдения одиночных аккрецирующих нейтронных звезд. В последние годы их предсказания изменились от очень оптимистичных (почти все старые нейтронные звезды являются аккреторами; рентгеновский спутник класса ROSAT должен обнаруживать тысячи подобных объектов) до очень пессимистичных (на стадии аккреции находится только малая доля старых одиночных нейтронных звезд; большинство аккректоров — очень слабые источники). В 1990-х годах Монте-Карло-симуляции популяций нейтронных звезд выполнялись несколькими группами. Приведем ссылки на две наиболее показательные, на наш взгляд, публикации [164, 165].

В первой работе [164] старые нейтронные звезды рассматриваются как возможные источники гамма-всплесков¹². Целью ПС в этой работе было построение распределения масс вещества, набранных одиночными нейтронными звездами в результате аккреции. Аккреционная светимость (эрг s^{-1}) может быть оценена по формуле

$$L = \frac{\dot{M}GM}{R} \approx 2 \times 10^{31} \dot{M}_{11} M_{1,4} R_{10}^{-1}.$$

В свою очередь темп аккреции ($g s^{-1}$) можно оценить так:

$$\dot{M} = \eta \pi R_G^2 \rho v = \eta \pi \frac{(GM)^2}{v^3} \rho = \eta 10^{11} M_{1,4}^2 \rho_{-24} v_{10}^{-3}.$$

Здесь v_{10} — скорость нейтронной звезды в единицах $10 \text{ км } s^{-1}$, ρ_{-24} — плотность межзвездной среды в единицах $10^{-24} \text{ г } \text{см}^{-3}$, η — коэффициент порядка единицы. Скоростью звука мы пренебрегаем, так как она обычно меньше скорости нейтронной звезды. Видно, что при скоростях менее $100 \text{ км } s^{-1}$ можно получить вполне заметную светимость. Основная доля энергии будет излучаться в мягком рентгеновском диапазоне.

Основные компоненты модели, использовавшейся в [164]: начальное пространственное распределение нейтронных звезд, их начальные пространственные скорости, гравитационный потенциал Галактики, распределение межзвездной среды, тип аккреции. Блаэз и Раджагопал, как и многие другие авторы до середины 1990-х годов, предполагали, что все нейтронные звезды относительно быстро переходят на стадию аккреции. Это предположение — главная ошибка моделей того периода, поскольку эволюция нейтронных звезд полностью игнорировалась. Из-за такого подхода все исследователи получали большое количество аккрецирующих одиночных нейтронных звезд.

¹² На тот период одной из популярных моделей этого явления был термоядерный взрыв на поверхности нейтронной звезды в короне Галактики.

Здесь следует сделать одно очень важное пояснение, касающееся эволюции одиночных нейтронных звезд. До 1994 г. общепринятым было распределение пространственных скоростей нейтронных звезд, предсказывавшее большое количество объектов с низкими скоростями. После появления работы Лайна и Лоримера [153] стало ясно, что большая часть нейтронных звезд (или, по крайней мере, радиопульсаров), наоборот, являются высокоскоростными объектами. Одно из наиболее популярных на сегодня распределение пространственных скоростей [136, 166] имеет бимодальный вид, более половины звезд имеет скорость выше $500-600 \text{ км с}^{-1}$ (однако также появляются данные [137] в пользу одномодового распределения). Часто различные авторы предполагают, что очень малое число открытых одиночных аккректоров¹³ объясняется их низкими светимостями из-за высоких пространственных скоростей нейтронных звезд (согласно формуле Бонди темп аккреции на объект обратно пропорционален кубу его пространственной скорости). Другими словами, можно сказать, что на самом деле аккректоров много, но их светимости столь низки, что с помощью современных приборов их нельзя зарегистрировать. Однако это не так! Нейтронные звезды со столь высокими пространственными скоростями никогда не достигают состояния аккреции. Основную часть своей жизни они проводят как эжекторы, а затем попадают на стадию георотатора (см. ниже), кроме того, может быть важна и стадия пропеллера [167]. Таким образом, число одиночных аккректоров в основном определяется долей медленных нейтронных звезд.

Мэннинг и др. [165] обсуждали длительность стадий, предшествующих наступлению аккреции. Подход этой группы ученых является, в некотором смысле, промежуточным. С одной стороны, они не использовали новое (согласно Лайну и Лоримеру) распределение по пространственным скоростям. Из-за этого заметная доля нейтронных звезд достигает стадии аккреции за время жизни Галактики. С другой стороны, в этой работе была учтена (в очень упрощенной форме) эволюция нейтронных звезд до наступления аккреции, что делает данное исследование существенно более полным, чем большинство остальных моделей вплоть до конца 1990-х гг.

Попытка проведения глобального ПС одиночных нейтронных звезд предпринята в [168]. Эта "перепись" нейтронных звезд была проведена для определения долей популяции нейтронных звезд, находящихся на каждой из четырех основных эволюционных стадий: *эжектора*, *пропеллера*, *аккректора* и *георотатора* (описание данных стадий см. в [10]). С современной точки зрения это исследование имеет несколько недостатков. Авторы взяли очень простые распределения по начальным периодам и магнитным полям, а также одномодовое распределение по скоростям. Для стадий пропеллера и георотатора использовались упрощенные описания, а эволюция угла наклона ротатора χ просто не учитывалась. Несмотря на это, по нашему мнению, основные свойства реального распределения нейтронных звезд в ней описаны корректно. Для стандартного распределения магнитных полей (без затухания) нейтронные звезды боль-

шую часть своей жизни проводят как эжекторы (или как георотаторы для высоких скоростей). Это следует из выражения для времени жизни (лет) на стадии эжектора

$$t_E \sim 10^9 \mu_{30}^{-1} n^{-1/2} v_{10}.$$

Здесь n — концентрация частиц в межзвездной среде, μ_{30} — магнитный момент в единицах 10^{30} Гс см^3 .

При наличии затухания поля наиболее многочисленными могут стать нейтронные звезды на стадии пропеллера. Замедление вращения нейтронной звезды на стадии сверхзвукового пропеллера известно плохо (см. список формул, например, в [169]). Для одной из моделей (см. [168]) имеем

$$t_P \sim 10^6 \mu_{30}^{-8/7} n^{-3/7} v_{10}^{9/7}$$

(время указано в годах). Таким образом, для полей $\lesssim 10^9 \text{ Гс}$ время жизни на стадии сверхзвукового пропеллера становится очень велико.

В работе [168] показано, что при разумном распределении скоростей более 90% одиночных нейтронных звезд никогда не уходят со стадии эжекции, а доли пропеллеров и георотаторов малы. В этой работе наступление стадии георотатора описано слишком упрощенным способом. Эта стадия наступает после окончания стадии эжектора, если гравимагнитный параметр $y = \dot{M}/\mu^2$ очень мал (см. подробное описание стадий в [170]). Необходимо, чтобы радиус гравитационного захвата был меньше радиуса магнитосферы. Тогда влияние гравитации мало (как для земной магнитосферы). Соответствующее условие можно записать так [168]:

$$v > 410 n^{1/10} \mu_{30}^{-1/5}$$

(здесь v измеряется в единицах км с^{-1}). Надо отметить, что три приведенные выше формулы не стоит воспринимать как догму. Во-первых, они модельно зависимы. Во-вторых, численные коэффициенты в них определены с точностью не лучше десятков процентов из-за оценочного характера исходных выражений, использованных при выводе. Тем не менее они дают представление о порядках рассматриваемых величин и "генеральной линии" эволюции одиночных нейтронных звезд.

Для окончания стадии эжектора в [168] рассматривался только вариант, когда радиус гравитационного захвата больше радиуса светового цилиндра. Обратная ситуация важна в случае больших скоростей. При правильном описании большая часть высокоскоростных эжекторов на самом деле оказалась бы георотаторами. Не принималась во внимание также стадия дозвукового пропеллера (см. [167] и ссылки там).

Более детальное исследование свойств аккрецирующих одиночных нейтронных звезд проведено в работе [171]. Авторы построили распределение $\log N - \log S$ для аккректоров. В ней показано, что на низких потоках (ниже $10^{-13} - 10^{-14} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$) аккректоры становятся более многочисленными, чем молодые остывающие нейтронные звезды (этот тип источников подробнее описан в следующем разделе). В этой же работе были получены распределения одиночных аккректоров по скоростям, температурам и темпам аккреции.

¹³ На сегодня нет ни одного источника, про который с уверенностью можно сказать, что это одиночная аккрецирующая нейтронная звезда.

В заключение еще раз следует отметить, что ПС старых одиночных нейтронных звезд прошел долгий путь. Многие элементы их эволюционного сценария были существенно улучшены. И, тем не менее, многие детали магнито-ротационной эволюции нейтронных звезд остаются неясными (эволюция угла χ , свойства стадии пропеллера, темп и эффективность аккреции и т.д.). Следовательно, в будущем неизбежно появятся еще более подробные исследования этих объектов методом ПС.

5.5. Близкие молодые нейтронные звезды

Другое направление исследования популяций нейтронных звезд — изучение близких остывающих молодых нейтронных звезд. В настоящее время, благодаря спутнику ROSAT, мы знаем более десяти горячих нейтронных звезд различной природы в солнечной окрестности (см. их список в [172]). Среди них присутствуют четыре нормальных радиопульсара, Геминга и еще один похожий на нее источник и семь радиотихих нейтронных звезд (так называемая "великолепная семерка"). Конечно, этот список неполон — в окрестности Солнца должно быть больше одиночных нейтронных звезд. Однако в плоскости Галактики отождествить подобные источники очень тяжело. Данный список источников можно считать однородным, поскольку все они были зарегистрированы на одном инструменте, и при этом существуют ограничения на максимальное расстояние, на котором можно увидеть такие объекты (за счет сильного поглощения мягкого рентгеновского излучения межзвездной средой). Это очень полезные при проведении ПС свойства, поскольку данные источники будут одинаково подвержены эффектам селекции, связанным непосредственно с процессом их детектирования.

Цель подобного исследования может быть двоякой: понять природу наблюдаемой группы источников и проверить, можно ли объяснить их наблюдаемые свойства с помощью теоретических кривых охлаждения. Первый вопрос исследовался в [172–174], последний — в [175].

Для ПС данной группы источников необходимо задать следующие соотношения:

- начальное пространственное распределение нейтронных звезд (или породивших их массивных звезд);
- распределение пространственных скоростей;
- спектр масс нейтронных звезд;
- кривые охлаждения;
- излучаемые спектры нейтронных звезд;
- свойства межзвездной среды (для учета поглощения);
- параметры детектора, с наблюдениями на котором сравниваются результаты расчетов.

Некоторые из этих соотношений известны достаточно хорошо, поскольку они исследовались независимо в связи с другими проблемами (например, распределение пространственных скоростей или структура локальной межзвездной среды), остальные — гораздо хуже. Например, спектр масс нейтронных звезд, свойства которых крайне важны для рассматриваемого подхода, известен плохо. Поэтому в [173, 175] были сделаны оценки спектра масс на основе данных о массивных звездах в окрестностях Солнца и расчетов эволюции массивных звезд. Существенным свойством оказалась

малая доля молодых нейтронных звезд в окрестности Солнца с массой более $\sim 1,4–1,5 M_{\odot}$.

В [172] показано, что локальная популяция горячих нейтронных звезд, от которых зафиксировано тепловое излучение, генетически связана с Поясом Гулда. Эта локальная структура выделяется повышенным числом массивных звезд (и, соответственно, молодых компактных объектов) в Солнечной окрестности (см., например, [174]).

В [175] предложено применять распределение $\log N - \log S$ как дополнительный независимый тест тепловой эволюции нейтронных звезд. Действительно, если считать, что все соотношения, используемые при ПС, кроме кривых охлаждения, хорошо известны, то на основе результатов ПС можно проверять оставшееся соотношение.

Сегодня используется только один способ сравнения теоретического описания тепловой эволюции нейтронных звезд с наблюдениями: так называемая $T - t$ -диаграмма (температура – возраст). Этот, самый естественный тест имеет ряд недостатков:

- существуют неопределенности в температурах и возрастах индивидуальных источников, так как оба параметра не наблюдаются непосредственно;

- тест имеет малую чувствительность для объектов с возрастными более 100 тыс. лет;

- тест использует неоднородный набор источников (нейтронные звезды различных типов).

Соотношение $\log N - \log S$ удачно дополняет тест $T - t$:

- используются только непосредственно наблюдаемые величины (т.е. меньше неопределенность данных);

- для данного теста наблюдаемый набор источников является однородным (все объекты входят в синтезируемую популяцию нейтронных звезд);

- тест наиболее чувствителен как раз к звездам с возрастными, большими несколькими сотен тысяч лет.

С другой стороны, тест по распределению $\log N - \log S$ имеет и собственные недостатки (подробнее см. [175]).

Предварительные результаты показывают, что тест $\log N - \log S$ хорошо дополняет стандартный тест $T - t$ (т.е. данные тесты надо совмещать, использование только теста $\log N - \log S$ гораздо менее информативно). Это хороший пример того, как астрофизический ПС может быть применен для исследования свойств вещества в экстремальных условиях.

На рисунке 11 показаны распределения $\log N - \log S$ для близких остывающих нейтронных звезд, зарегистрированных спутником ROSAT. Кривые соответствуют различным начальным распределениям нейтронных звезд. На рисунке 12 приведена модельная карта распределения одиночных остывающих нейтронных звезд в окрестностях Солнца, регистрируемых спутником ROSAT на потоках $> 0,05$ отсчетов в секунду. Видны концентрации источников к плоскости Галактики, к Поясу Гулда, а также к нескольким близким ассоциациям и скоплениям массивных звезд.

5.6. Нерешенные проблемы

К сожалению, многие составные части описанных выше моделей ПС известны недостаточно хорошо.

По нашему мнению, основные трудности ПС радиопульсаров связаны с тем, что не в полной мере пони-

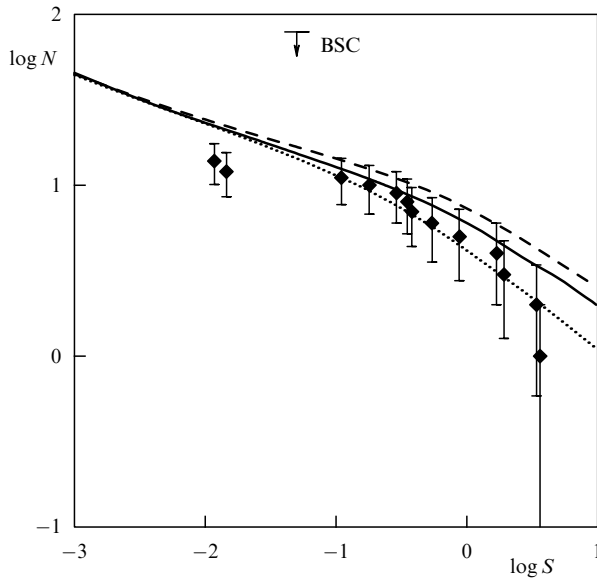


Рис. 11. Распределение $\log N - \log S$ для близких остывающих нейтронных звезд. Ромбами показаны наблюдаемые объекты. Указанные неопределенности для числа объектов соответствуют пуассоновскому распределению. Кривые были рассчитаны методом популяционного синтеза для гибридных звезд (модель 4 в работе [176]). Кривые соответствуют разным начальным распределениям нейтронных звезд. Нижняя и верхняя кривая рассчитаны для упрощенной модели, в которой Пояс Гулда рассматривался как плоский диск с радиусом 500 и 300 пк соответственно. Средняя кривая соответствует более реалистичному распределению, определенному по данным о массивных звездах в окрестности Солнца. BSC соответствует верхнему пределу на возможное число неотожествленных источников данного типа в каталоге ярких источников ROSAT (Bright Source Catalogue) [177].

маются механизмы излучения энергии этими объектами в разных диапазонах. Из-за этого очень трудно выделить в моделях критические параметры и получить результаты, пригодные для прямого сравнения с наблюдениями. Многие авторы получали совершенно разные результаты при одинаковых параметрах своих моделей, но при различном описании механизмов излучения. Как правило, такими параметрами были начальные периоды и распределение по магнитным полям, которые известны не слишком хорошо. Эволюция (затухание) магнитных полей и угла между магнитной осью и осью вращения также известна плохо.

Для детального ПС магнитаров пока не хватает статистики. Известно всего лишь четыре источника мягких повторяющихся гамма-всплесков (МПП) и около десятка аномальных рентгеновских пульсаров. Обнаружение гигантских вспышек источников МПП в близких крупных галактиках должно позволить существенно продвинуться в данном направлении.

ПС старых нейтронных звезд также больше всего страдает от отсутствия наблюдательных данных. Сегодня достоверно не известна ни одна старая одиночная нейтронная звезда, не являющаяся миллисекундным радиопульсаром. Вероятность найти какой-либо способ обнаружения одиночных нейтронных звезд на стадии пропеллера или георотатора очень мала. К теоретическим неопределенностям, рассмотренным в предыдущих разделах, необходимо добавить проблемы с описанием стадии пропеллера. Также плохо известна эффективность аккреции на нейтронную звезду (по сравнению с

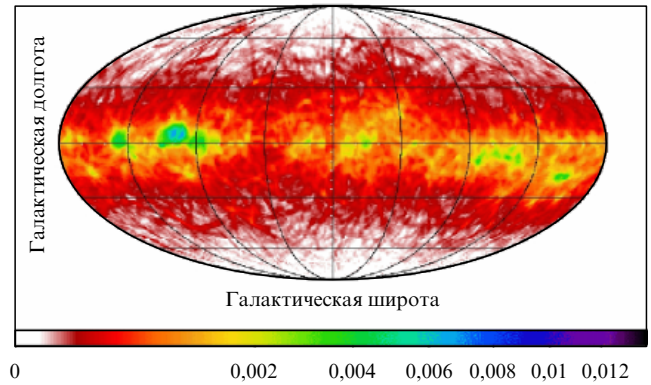


Рис. 12. Результат расчета распределения остывающих нейтронных звезд. Рисунок построен в галактических координатах. На высоких галактических широтах видны отдельные треки нейтронных звезд. Расчет проводился для реалистичного начального распределения объектов. Сгущения вблизи плоскости Галактики и Пояса Гулда соответствуют близким богатым скоплениям и ассоциациям массивных звезд [178].

формулой Бонди, которую можно считать теоретическим верхним пределом, см. [179]).

На расчеты остывающих молодых нейтронных звезд влияют неопределенности в спектре масс этих объектов, в кривых блеска и в их излучательных свойствах (спектрах и излучательной способности поверхности). Все эти параметры сейчас активно исследуются, поэтому есть надежда на прогресс в ПС одиночных нейтронных звезд в течение ближайших лет.

6. Другие примеры популяционного синтеза

6.1. Звездные популяции и спектральные исследования

История ПС звездных популяций началась в конце 1960-х – начале 1970-х годов (ранние ссылки и краткое историческое введение см. в [4, 5]).

Исторически *эмпирический популяционный синтез* появился раньше *эволюционного*. Сегодня оба эти метода активно используются. Больше сведений об *эволюционном популяционном синтезе* можно получить в работе [4] и приведенных в ней ссылках. *Эмпирический популяционный синтез* подробно описан в [2]. Оба метода вместе обсуждаются в [1].

Создание этих методов было вызвано потребностями решения одной и той же задачи: вывести свойства звездного населения (возраста, химического состава и пр.) на основе интегрального спектра галактики (может быть поставлена также обратная задача — получение спектра галактики на основе ее звездных популяций). Разрешение галактик на отдельные популяции пока возможно только для объектов, находящихся на расстояниях менее ~ 1 Мпк [180], т.е. в основном для карликовых галактик, населяющих Местную группу.

Эмпирический популяционный синтез основан на *разложении* спектра галактики на известные спектры различных звездных популяций. Решение этой задачи — нахождение линейной комбинации звездных спектров, которая лучше всего описывает интегральный спектр галактики (очень часто при такой аппроксимации используются сведения об эквивалентных ширинах спектральных линий). Главной проблемой данного метода

является вырождение разложения, приводящее к появлению свободных параметров и неуникальности разложений. Например, изменение металличности изменяет спектр звездной популяции таким же образом, как и изменение ее возраста: увеличение металличности и увеличение возраста делают спектр популяции более красным (обсуждение этого вопроса см. в [181]).

Для *эволюционного* ПС необходимы следующие составные части:

- начальная функция масс;
- темп или история звездообразования;
- начальный химический состав и темп химического обогащения среды.

Основные проблемы здесь связаны с недостаточным пониманием стадий звездной эволюции (в первую очередь, стадий после главной последовательности) [3, 182]. Кроме того, присутствует вырождение зависимости от начальной функции масс: например, изменение доли массивных звезд дает такой же спектральный эффект, как и изменение возраста популяции в целом (эта проблема возникает при определении возраста звездных популяций со вспышками звездообразования, см. обсуждение в [183]).

Оба метода используют сходную входную информацию. В случае *эволюционного* ПС — это спектры звезд в зависимости от химического состава, поверхностной силы тяжести и эффективной температуры. Для *эмпирического* ПС входные данные содержат спектры типичных звездных популяций, например интегральный спектр группы звезд с одинаковыми возрастными и начальным химическим составом. Комбинируя спектры групп с разными возрастными, в этом методе пытаются аппроксимировать наблюдаемый спектр галактики.

Для вычисления интегральных спектров важно иметь набор (библиотеку) параметров звезд и их популяций (см. [184]). Особенно важны расчеты так называемых *изохрон* — набора параметров звездной популяции одного возраста, что связано с возможностью разбиения любой популяции на набор субпопуляций, каждая из которых появилась в результате мгновенной вспышки звездообразования. Задача осложняется необходимостью учета различных вариантов химического состава, двойственности систем и других факторов (см. оригинальные результаты и ссылки в работах [3, 4]).

Одним из дополнительных факторов может быть быстрое вращение, особенно существенное для массивных звезд [185]. На основе новых эволюционных треков, полученных Женевской группой [186], авторы [187] рассмотрели модели эволюционного синтеза массивных звезд.

Учет вращения приводит к тому, что, во-первых, для той же массы возрастает светимость (соответственно, определение массы по светимости, используя треки без вращения, приводит к ее завышению). Во-вторых, за счет вращения на стадии горения водорода (главная последовательность) звезды с массами менее $30M_{\odot}$ формируют более массивные гелиевые ядра. Наконец, в модели с вращением звезды проводят больше времени на главной последовательности. Все это, разумеется, отражается и на свойствах популяции в целом. Звездная популяция оказывается более яркой и голубой, чем в моделях без вращения. Поэтому вероятно, что в будущем придется пересмотреть некоторые результаты, связанные с определением масс популяций по их сум-

марной светимости, а также определения начальных функций масс.

Долгое время ПС нормальных звезд проводился без учета наличия в них двойных систем. Только в конце 1990-х некоторые группы авторов начали включать двойные в свои модели (см. [188] и ссылки там). Последние результаты, касающиеся данного вопроса, читатель найдет в работах [189, 190] и в обзоре [191].

Все авторы, исследовавшие влияние двойных систем на интегральный спектр в оптическом диапазоне, пришли к выводу, что эта роль очень велика. Например, маломассивные звезды Вольфа–Райе (гелиевые звезды) могут образовываться в основном в двойных системах (массивные звезды Вольфа–Райе также могут возникать и из самых массивных одиночных звезд при наличии предельно сильного звездного ветра). Кроме того, двойные системы являются "фабриками" по производству таких звезд, как "голубые бродяги" (blue stragglers), В-субкарлики (sdB), Ве-звезды (об этих звездах см. недавнюю дискуссию в [192]) и др.

В [189] показано, что учет эволюции в двойных системах делает популяцию в целом более голубой в терминах показателей цвета. Исследование поведения спектральных индексов высокого разрешения [190] выявило, что оно сложнее: часть из них оказывается более красными, чем показатели цвета, часть — более голубыми. Эффект зависит от возраста и металличности.

Другая специфическая проблема в популяционном синтезе связана с галактиками с высоким темпом звездообразования [193]. Моделирование недавних вспышек звездообразования является сложной задачей по следующим причинам:

- сложность расчета интегральных спектров из-за наличия большого числа массивных звезд;
- звезды во вспышке не рождаются одновременно, и эта неопределенность переносится в возраст звезд;
- неоднородность межзвездной среды и наличие в ней пыли.

Детальное исследование определения возрастов молодых вспышек звездообразования приведено в [183]. Используемая в данной работе модель состоит из одиночной звездной популяции, дополненной несколькими вспышками звездообразования. Для определения возрастов отдельных вспышек используются ширины спектральных линий (или других особенностей). Например, для выделения самых молодых вспышек звездообразования (~ 4 млн лет) используются небулярные эмиссионные линии и ультрафиолетовые линии, связанные со звездным ветром.

Существенно, что вспышки звездообразования могут оказывать сильное влияние на интегральные спектры галактик. Результаты детального исследования были недавно представлены в работе [194]. На малых красных смещениях даже небольшая вспышка приводит к тому, что спектр галактики становится существенно более голубым. На больших красных смещениях, когда сами галактики еще довольно молоды, этот эффект выражен гораздо слабее. После короткой (несколько миллионов лет) стадии, когда звезды, родившиеся во вспышке, в среднем являются более голубыми, наступает более длительная стадия, на которой проэволюционировавшие молодые звезды приводят к покраснению спектра. Эта стадия может длиться до нескольких миллиардов лет. Даже без учета вклада пыли поствспышечное

покраснение способно объяснить спектры так называемых экстремально красных объектов (ERO). Таким образом, авторы [194] предлагают третью альтернативу для объяснения природы этих красных галактик (в дополнение к идеям о том, что это или галактики с низким темпом образования звезд — пассивные галактики, или галактики со вспышкой звездообразования и очень большим содержанием пыли).

Примеры определения возрастов звездных популяций старых систем и ссылки на более ранние работы можно найти в [181]. В этой работе авторы применили модель единой звездной популяции к галактике M32 (спутнику туманности Андромеды) и получили согласие с наблюдениями при ее возрасте, равном $\sim 6,5$ млрд лет, и солнечном химическом составе.

В работе [195] эволюционный ПС был использован для получения такой важной характеристики галактики, как отношение массы к светимости (M/L). Эта величина широко используется при оценке массы галактики по ее светимости в некотором диапазоне.

6.2. Активные галактические ядра и рентгеновский фон

Наблюдения на спутниках Einstein, ROSAT, XMM и, в особенности, Chandra показали, что более 60% рентгеновского фона (до 90% в мягком рентгене) может быть разрешено на отдельные источники, т.е. за это излучение отвечают точечные объекты, а не диффузный фон. Оптическая идентификация разрешенных источников указывает на то, что большая часть подобных объектов является активными ядрами галактик (АЯГ), а остальные объясняются скоплениями галактик и отдельными звездами.

Данные наблюдений породили интерес к ПС активных ядер. Первые исследования рентгеновского фона с помощью ПС были основаны на так называемой единой модели активных ядер (в работах [197, 196] приведены примеры подобных расчетов и ссылки на более ранние публикации). В этой модели все проявления активности АЯГ объясняются аккрецией на центральную сверхмассивную черную дыру (описание единой модели АЯГ см. в [198]). Разные типы АЯГ появляются из-за различия в массах центральных черных дыр, свойств аккрецируемого вещества и, в особенности, из-за образования тора вокруг черной дыры. Кроме того, различная ориентация тора относительно земного наблюдателя приводит к наблюдению различных проявлений активности. Позднее модели ПС стали более феноменологическими, учитывающими большую часть наблюдательного материала (см., например, [199–203]).

Основные компоненты ПС АЯГ следующие:

- относительная доля ядер, закрытых (большое поглощение) и не закрытых торами;
- функция светимости АЯГ;
- спектральное распределение энергии;
- эволюция всех этих параметров (если она есть).

Обычно эти модели ближе к "популяционному синтезу" в определении, используемом в [1], чем сценарии, описанные в разделах 4 и 5 (которые в [1] называются "эволюционным синтезом"). При исследовании рентгеновского фона авторы не следили за эволюцией АЯГ от какого-либо раннего начального состояния (например, с момента появления черной дыры в центре галактики или еще раньше, от начала процесса иерархического сгущива-

ния галактик). В большинстве работ фон описывался суммой вкладов неабсорбированных (т.е. не закрытых торами, такие источники относят к типу 1) и абсорбированных (тип 2) АЯГ. Спектры АЯГ типа 2 можно построить на основе спектра типа 1, введя некоторый уровень поглощения. Это основной вклад единой модели в сценарий ПС. В ранних моделях для отношения числа объектов типа 1 и 2 брались предсказания единой модели (отношение порядка 1 к 4), теперь для этого чаще используются наблюдательные данные (обычно отношение становится несколько меньше, от 3,7/1 до 3/1).

Так, модификация единой модели на основе наблюдательных данных была предложена в работе [202]. Если в изначальной единой модели предполагается, что все активные ядра галактик имеют одинаковую геометрическую структуру, не зависящую ни от светимости, ни от красного смещения, то авторы [202] указывают на то, что доля активных ядер с сильным поглощением падает с ростом светимости. Этот результат получен ими на основе анализа данных спутников HEAO1, ASCA, Chandra для 247 источников. Используя этот модифицированный сценарий, авторы строят популяционную модель для рентгеновского фона.

Другую модификацию предлагают авторы [203]. В своей работе они приводят аргументы в пользу того, что распределение активных ядер галактик по внутреннему поглощению существенно эволюционирует с красным смещением. Важно, что согласно выводам этих авторов эволюция должна быть различной для активных ядер 1-го и 2-го типа. Однако возможно, что выводы о существенной эволюции преждевременны и необходимы новые наблюдения, в первую очередь на инфракрасной космической обсерватории им. Спитцера [204].

Сегодня подобные модели более или менее успешно объясняют основные свойства рентгеновского фона. Несмотря на это необходимо сделать входные параметры данных моделей менее феноменологическими, связав ПС с расчетами более ранних стадий эволюции галактик (слияние протогалактик, появление черной дыры в ядре и т.д.), являющихся для ПС начальными условиями. Также необходимо учесть вклад в рентгеновский фон вспышек звездообразования (см. [201]).

7. Заключение

В этом обзоре кратко описаны основные применения популяционного синтеза в астрофизике. Спектр этих приложений очень широк: от нормальных звезд до компактных остатков, от интегральных спектров галактик до рентгеновского фона. Основное внимание уделялось ПС одиночных и двойных нейтронных звезд и черных дыр, поскольку эти вопросы близки к области персональных интересов авторов.

Популяционный синтез как метод теоретического (численного) исследования является типичным инструментом астрофизика, так как очень часто встречаются ситуации, когда мы наблюдаем только малую долю популяции источников или не можем разрешить отдельные источники вообще. В этих случаях популяционный синтез может оказать существенную помощь при определении параметров популяции в целом или при проверке параметров, полученных другими способами, а также при предсказании свойств еще не наблюдавшихся объектов.

По мере роста объема знаний об исследуемой популяции модели, используемые в ПС, становятся все сложнее. Однако когда все объекты популяции становятся наблюдаемыми, а их эволюция выводится непосредственно из экспериментальных данных, метод популяционного синтеза становится ненужным (за исключением проверки самосогласованности полученных результатов). К сожалению (или к счастью), в большинстве астрофизических ситуаций мы все еще крайне далеки от подобного идеала, поэтому популяционный синтез будет оставаться важным астрофизическим инструментом еще очень долгое время.

Написание данного обзора было частично поддержано грантом РФФИ 06-02-16025. С.Б. Попов благодарит INTAS и фонд "Династия" за поддержку.

Список литературы

- Fritze-v. Alvensleben U, in *Stars, Gas, and Dust in Galaxies: Exploring the Links* (ASP Conf. Ser., Vol. 221, Eds D Alloin, K Olsen, G Galaz) (San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 2000) p. 179; astro-ph/0009290
- Cid Fernandes R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **325** 60 (2001)
- Maraston C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **362** 799 (2005)
- Bruzual G, Charlot S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **344** 1000 (2003)
- Maraston C, in *Extragalactic Globular Cluster Systems* (ESO Astrophys. Symp., Ed. M Kissler-Patig) (Berlin: Springer, 2003) p. 237; astro-ph/0301419
- Verbunt F et al., in *Pulsar Timing, General Relativity, and the Internal Structure of Neutron Stars* (Eds Z Arzoumanian, F van der Hooft, E P J van den Heuvel) (Amsterdam: Royal Netherlands Acad. of Arts and Sci., 1999) p. 215
- Cerviño M, Valls-Gabaud D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **338** 481 (2003)
- Cerviño M, Luridiana V *Astron. Astrophys.* **413** 145 (2004)
- Cerviño M, Luridiana V, astro-ph/0510411
- Lipunov V M, Postnov K A, Prokhorov M E *Astrophys. Space Sci. Rev.* **9** 1 (1996)
- Taam R E, Sandquist E L *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **38** 113 (2000)
- Webbink R F *Astrophys. J.* **227** 355 (1984)
- de Kool M *Astrophys. J.* **358** 189 (1990)
- Nelemans G et al. *Astron. Astrophys.* **360** 1011 (2000)
- Бисноватый-Коган Г С *Физические вопросы теории звездной эволюции* (М.: Наука, 1989)
- Шапиро С, Тьюколски С *Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды* (М.: Мир, 1985)
- Lipunov V M et al., arXiv:0704.1387 (astro-ph) (2007)
- Vanbeveren D, De Loore C, van Rensbergen W *Astron. Astrophys. Rev.* **9** 63 (1998); Vanbeveren D, van Rensbergen W, de Loore C *The Brightest Binaries* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 232) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1998)
- Salasnich B, Bressan A, Chiosi C *Astron. Astrophys.* **342** 131 (1999)
- Yungelson L R, in *Interacting Binaries: Accretion, Evolution, Outcomes* (AIP Conf. Proc., Vol. 797, Eds L Burderiet et al.) (Melville, NY: AIP, 2005) p. 1
- Postnov K A, Yungelson L R *Living Rev. Relat.* **9** 6 (2006)
- Mannings V, Boss A P, Russell S S (Eds) *Protostars and Planets IV* (Tucson: Univ. of Arizona Press, 2000)
- Reipurth B, Jewitt D, Keil K (Eds) *Protostars and Planets V* (Tucson: Univ. of Arizona Press, 2007)
- Сурдин В Г *Рождение звезд* (М.: Едиториал УРСС, 2000)
- Lejeune T, Schaerer D *Astron. Astrophys.* **366** 538 (2001)
- Woosley S E, Heger A, Weaver T A *Rev. Mod. Phys.* **74** 1015 (2002)
- Roche lobe, http://en.wikipedia.org/wiki/Roche_lobe
- Корнилов В Г, Липунов В М *Астрон. журн.* **60** 284, 574 (1983)
- Dewey R J, Cordes J M *Astrophys. J.* **321** 780 (1987)
- Paczyński B *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **9** 183 (1971)
- van den Heuvel E P J, in *Neutron Stars: Theory and Observation* (NATO ASI Series. Ser. C, No. 344, Eds J Ventura, D Pines) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1991) p. 171
- Panchenko I E et al. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **138** 517 (1999)
- Lipunov V M, Panchenko I E, in *The Astrophysics of Gravitational Wave Sources* (AIP Conf. Proc., Vol. 686, Ed. J M Centrella) (Melville, NY: AIP, 2003) p. 285
- Popov S B, Prokhorov M E *Astron. Astrophys.* **434** 649 (2005)
- Богомазов А И, Абубекеров М К, Липунов В М *Астрон. журн.* **82** 722 (2005)
- Yungelson L R, in *White Dwarfs: Cosmological and Galactic Probes* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 332, Eds E M Sion, S Vennes, H L Shipman) (Dordrecht: Springer, 2005) p. 163
- Napiwotzki R et al., in *14th European Workshop on White Dwarfs* (ASP Conf. Ser., Vol. 334, Eds D Koester, S Moehler) (San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 2005) p. 375
- Юнгельсон Л Р, Тутуков А В *Астрон. журн.* **82** 976 (2005)
- Nelemans G, Yungelson L R, Portegies Zwart S F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **349** 181 (2004)
- Pols O R, Marinus M *Astron. Astrophys.* **288** 475 (1994)
- Hurley J R, Tout C A, Pols O R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **329** 897 (2002)
- Sills A et al. *New Astron.* **8** 605 (2003)
- Muno M P et al. *Astrophys. J.* **636** L41 (2006)
- Portegies Zwart S F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **351** 473 (2004)
- Portegies Zwart S F, Dewi J, Maccarone T *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **355** 413 (2004)
- Portegies Zwart S F, astro-ph/0406550
- Portegies Zwart S F, Verbunt F *Astron. Astrophys.* **309** 179 (1996)
- Podsiadlowski Ph et al. *Astrophys. J.* **612** 1044 (2004)
- Dewi J D M, Podsiadlowski Ph, Pols O R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **363** L71 (2005)
- Dewi J D M, Podsiadlowski Ph, Sena A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **368** 1742 (2006)
- Podsiadlowski Ph et al. *Astrophys. J.* **607** L17 (2004)
- Han Z et al., in *Evolution of Binary and Multiple Systems* (ASP Conf. Ser., Vol. 229, Eds P Podsiadlowski et al.) (San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 2001) p. 205
- Kim C, Kalogera V, Lorimer D R *Astrophys. J.* **584** 985 (2003)
- Kalogera V et al., in *Binary Radio Pulsars* (ASP Conf. Ser., Vol. 328, Eds F A Rasio, I H Stairs) (San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 2005) p. 261
- Fryer C L, Kalogera V *Astrophys. J.* **554** 548 (2001)
- Willems B, Kalogera V *Astrophys. J.* **603** L101 (2004)
- Belczynski K et al., astro-ph/0511811
- Kalogera V et al. *Phys. Rep.* **442** 75 (2007); astro-ph/0612144
- Willems B, Mundin R P, Kolb U, in *The Physics of Cataclysmic Variables and Related Objects* (ASP Conf. Ser., Vol. 261, Eds B T Gänsicke, K Beuermann, R Reinsch) (San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 2002) p. 303
- Willems B, Kolb U *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **337** 1004 (2002); *Astron. Astrophys.* **419** 1057 (2004)
- Willems B, Kolb U *Astron. Nachr.* **324** 169 (2003); , in *Binary Radio Pulsars* (ASP Conf. Ser., Vol. 328, Eds F A Rasio, I H Stairs) (San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 2005) p. 255
- Тутуков А В, Юнгельсон Л Р *Астрон. журн.* **79** 738 (2002)
- Федорова А В, Тутуков А В, Юнгельсон Л Р *Письма в Астрон. журн.* **30** 92 (2004)
- Lü G, Yungelson L, Han Z *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **372** 1389 (2006)
- Belczynski K, Bulik T, Kluźniak W *Astrophys. J.* **567** L63 (2002)
- Kolb U, in *Wild Stars in the Old West* (ASP Conf. Ser., Vol. 137, Eds S Howell, E Kuulkers, C Woodward) (San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 1998) p. 190
- Kolb U, King A R, Ritter H *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **298** L29 (1998)
- Howell S B, Nelson L A, Rappaport S *Astrophys. J.* **550** 897 (2001)
- Willems B, Kolb U *Astron. Astrophys.* **419** 1057 (2004)
- Kolb U, Willems B *Rev. Mex. Astron. Astrofis.* **20** 101 (2004)
- Nelemans G, Tout C A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **356** 753 (2005)

72. van der Sluys M V, Verbunt F, Pols O R *Astron. Astrophys.* **460** 209 (2006)
73. Iben I (Jr.), Tutukov A V, Yungelson L R *Astrophys. J.* **475** 291 (1997)
74. Nelemans G, Tout C A *Rev. Mex. Astron. Astrofis.* **20** 39 (2004)
75. Politano M *Am. Astron. Soc. Meeting* **199** 62.08 (2001); *Bull. Am. Astron. Soc.* **33** 1401 (2001)
76. Politano M *Astrophys. J.* **604** 817 (2004)
77. Politano M, Weiler K P, astro-ph/0702662
78. Nelemans G et al. *Astron. Astrophys.* **365** 491 (2001)
79. Mannucci F et al. *Astron. Astrophys.* **433** 807 (2005)
80. van der Kluis M *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **38** 717 (2000)
81. Swank J, Markwardt C, in *New Century of X-ray Astronomy* (ASP Conf. Ser., Vol. 251, Eds H Inoue, H Kunieda) (San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 2001) p. 94
82. Grimm H-J, Gilfanov M, Sunyaev R *Memorie Della Soc. Astron. Italiana* **73** 1053 (2002)
83. Smale A P, Homan J, Kuulkers E *Astrophys. J.* **590** 1035 (2003)
84. Podsiadlowski Ph, Rappaport S, Pfahl E, in *The Influence of Binaries on Stellar Population Studies* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 264, Ed. D Vanbeveren) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2001) p. 355
85. Pfahl E, Rappaport S, Podsiadlowski Ph *Astrophys. J.* **597** 1036 (2003)
86. Raguzova N V *Astron. Astrophys.* **367** 848 (2001); *Astrophys. Space Sci.* **281** 641 (2002); Рагузова Н В, Шугаров С Ю, Кецапис Н А *Астрон. журн.* **80** 535 (2003)
87. Zezas A, Chandra Proposal No. 07620901 (2005)
88. Liu X-W, Li X-D *Astron. Astrophys.* **449** 135 (2006)
89. Ruiters A J, Belczynski K, Harrison T E *Astrophys. J. Lett.* **640** 167 (2006)
90. Story S A, Gonthier P L, Harding A K *Am. Astron. Soc. Meeting* **207** 183.10 (2006)
91. Willems B, Kolb U, in *Binary Radio Pulsars* (ASP Conf. Ser., Vol. 328, Eds F A Rasio, I H Stairs) (San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 2005) p. 255
92. Eggleton P P, Verbunt F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **220** 13P (1986)
93. Mardling R, Aarseth S, in *The Dynamics of Small Bodies in the Solar System, A Major Key to Solar System Studies* (NATO ASI Series. Ser. C, No. 522, Eds B A Steves, A E Roy) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1999) p. 385
94. Куранов А Г, Постнов К А, Прохоров М Е *Астрон. журн.* **78** 717 (2001)
95. Kiel P D, Hurley J R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **369** 1152 (2006)
96. Yungelson L R et al. *Astron. Astrophys.* **454** 559 (2006)
97. Colbert E J M, Ptak A F *Astrophys. J. Suppl.* **143** 25 (2002)
98. Mushotzky R *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **155** 27 (2004); astro-ph/0411040
99. Fabbiano G *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **27** 87 (1989)
100. Colbert E J M, Mushotzky R F *Astrophys. J.* **519** 89 (1999)
101. Miller M C, Colbert E J M *Int. J. Mod. Phys. D* **13** 1 (2004)
102. King A R et al. *Astrophys. J.* **552** L109 (2001)
103. Постнов К А *Письма в Астрон. журн.* **29** 372 (2003)
104. Soria R, Cropper M, Motch C *Chinese J. Astron. Astrophys. Suppl.* **5** 153 (2005); astro-ph/0409130
105. Podsiadlowski Ph, Rappaport S, Han Z *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **341** 385 (2003)
106. Гришук Л П и др. *УФН* **171** 3 (2001)
107. Nelemans G, in *The Astrophysics of Gravitational Wave Sources* (AIP Conf. Proc., Vol. 686, Ed. J M Centrella) (Melville, NY: AIP, 2003) p. 263
108. Cooray A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **354** 25 (2004)
109. Abbott B et al. (LIGO Sci. Collab.) *Class. Quantum Grav.* **23** S29 (2006); *Phys. Rev. Lett.* **94** 181103 (2005); *Phys. Rev. D* **69** 082004 (2004); *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **517** 154 (2004)
110. Chandrasekhar S *Phys. Rev. Lett.* **24** 611 (1970)
111. Friedman J L, Schutz B F *Astrophys. J.* **222** 281 (1978)
112. Kokkotas K D, Stergioulas N *Astron. Astrophys.* **341** 110 (1999)
113. Andersson N, Kokkotas K D, Stergioulas N *Astrophys. J.* **516** 307 (1999)
114. Шапиро С, Тьюколски С *Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды* Ч. 2 (М.: Мир, 1985) с. 505
115. Мироновский В Н *Астрон. журн.* **42** 977 (1965)
116. Lipunov V M, Postnov K A, Prokhorov M E *Astron. Astrophys.* **176** L1 (1987)
117. LIGO Hanford Observatory, <http://www.ligo-wa.caltech.edu/>
118. Phinney E S *Astrophys. J.* **380** L17 (1991)
119. van den Heuvel E P J, Lorimer D R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **283** L37 (1996)
120. Burgay M et al. *Nature* **426** 531 (2003)
121. Kalogera V et al. *Astrophys. J.* **601** L179 (2004)
122. Lipunov V M *Grav. Cosmol.* **11** 166 (2005); astro-ph/0406502
123. Tutukov A V, Yungel'son L R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **260** 675 (1993)
124. Lipunov V M, Postnov K A, Prokhorov M E *New Astron.* **2** 43 (1997)
125. Lipunov V M, Postnov K A, Prokhorov M E *Astron. Astrophys.* **310** 489 (1996)
126. Willems B et al. *Astrophys. J.* **625** 324 (2005)
127. Hut P, Bahcall J N *Astrophys. J.* **268** 319 (1983)
128. Heggge D C, Hut P *Astrophys. J. Suppl.* **85** 347 (1993)
129. Rasio F A, McMillan S, Hut P *Astrophys. J.* **438** L33 (1995)
130. Fregeau J M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **352** 1 (2004)
131. Hills J G *Astron. J.* **102** 704 (1991)
132. Aarseth S J *Gravitational N-Body Simulations* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2003)
133. Gualandris A, Portegies Zwart S, Eggleton P P *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **350** 615 (2004)
134. Попов С Б, Прохоров М Е *Труды ГАИШ. Сер. научная* **72** 1 (2003)
135. Baym G, Lamb F K, in *Encyclopedia of Physics* 3rd ed. (Eds R G Lerner, G L Trigg) (Weinheim: Wiley-VCH, 2005) p. 1721; physics/0503245
136. Arzoumanian Z, Chernoff D F, Cordes J M *Astrophys. J.* **568** 289 (2002)
137. Hobbs G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **360** 974 (2005)
138. Faucher-Giguère C-A, Kaspi V M *Astrophys. J.* **643** 332 (2006)
139. Zhang W, Woosley S E, Heger A, astro-ph/0701083
140. Eliseeva S A, Popov S B, Beskin V S, astro-ph/0611320
141. Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N *Physics of the Pulsar Magnetosphere* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993)
142. Гинзбург В Л *ДАН СССР* **156** 43 (1964)
143. Thompson C, Duncan R C *Astrophys. J.* **408** 194 (1993)
144. Бескин В С *УФН* **169** 1169 (1999)
145. Contopoulos I, Spitkovsky A *Astrophys. J.* **643** 1139 (2006)
146. Pacini F *Nature* **216** 567 (1967)
147. Ruderman M, astro-ph/0510623
148. Яковлев Д Г, Левенфиш К П, Шибанов Ю А *УФН* **169** 825 (1999)
149. Regimbau T, de Freitas Pacheco J A *Astron. Astrophys.* **374** 182 (2001)
150. Page D, Geppert U, Weber F *Nucl. Phys. A* **777** 497 (2006)
151. Vranesic N et al. *Astrophys. J.* **617** L139 (2004)
152. Коненков Д Ю, Попов С Б *Письма в Астрон. журн.* **23** 569 (1997)
153. Lyne A G, Lorimer D R *Nature* **369** 127 (1994)
154. Бескин В С, Елисеева С А *Письма в Астрон. журн.* **31** 648 (2005)
155. Taylor J H, Manchester R N, Lyne A G *Astrophys. J. Suppl.* **88** 529 (1993)
156. Bombaci I, Popov S B *Astron. Astrophys.* **424** 627 (2004)
157. Gonthier P L, Van Guilder R, Harding A K *Astrophys. J.* **604** 775 (2004)
158. Crawford F et al. *Astrophys. J.* **652** 1499 (2006)
159. Бескин В С, Елисеева С А *Письма в Астрон. журн.* **31** 290 (2005)
160. Palomba C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **359** 1150 (2005)
161. Regimbau T, de Freitas Pacheco J A *Astron. Astrophys.* **447** 1 (2006)
162. Stella L et al. *Astrophys. J.* **634** L165 (2005)
163. Popov S B, Stern B E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **365** 885 (2006)
164. Blaes O, Rajagopal M *Astrophys. J.* **381** 210 (1991)
165. Manning R A, Jeffries R D, Willmore A P *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **278** 577 (1996)
166. Briskin W F et al. *Astron. J.* **126** 3090 (2003)

167. Ikhsanov N R *Astron. Astrophys.* **399** 1147 (2003)
168. Попов С В et al. *Astrophys. J.* **530** 896 (2000)
169. Липунов В М, Попов С Б *Астрон. журн.* **72** 711 (1995)
170. Липунов В М *Астрофизика нейтронных звезд* (М.: Наука, 1987)
171. Попов С В et al. *Astrophys. J.* **544** L53 (2000)
172. Попов С В et al. *Astron. Astrophys.* **406** 111 (2003)
173. Попов С В et al. *Astrophys. Space Sci.* **299** 117 (2005)
174. Прохоров М Е, Попов С Б, в кн. *Физика космоса: Труды 31-й Междунар. студенческой научной конф., Екатеринбург, 2002* (Под ред. П Е Захаровой) (Екатеринбург: Изд-во Уральского гос. ун-та, 2002) с. 80
175. Попов С et al. *Astron. Astrophys.* **448** 327 (2006)
176. Попов С В, Grigorian H, Blaschke D *Phys. Rev. C* **74** 025803 (2006)
177. Попов С В et al., in *Quarks-2006* (Eds V Rubakov et al.) (2007) (in press)
178. Posselt B, Попов С В et al. (в работе)
179. Попов С В, Treves A, Turolla R, in *4th AGILE Workshop* (Eds M Tavani, A Pellizzoni, S Vercellone) (Roma: Aracne Editrice, 2004) p. 183
180. Tolstoy E, in *The Scientific Requirements for Extremely Large Telescopes: Proc. of the 232nd IAU Symp.* (Eds P A Whitelock, M Dennefeld, B Leidundgeit) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006) p. 293; astro-ph/0604065
181. Zhang F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **350** 710 (2004)
182. Marigo P, astro-ph/0701536
183. Leitherer C, in *The Evolution of Starbursts* (AIP Conf. Proc., Vol. 783, Eds S Hüttemeister et al.) (Melville, NY: AIP, 2005) p. 280; astro-ph/0409407
184. Bruzual G, astro-ph/0701907
185. Maeder A, Meynet G *Astron. Astrophys.* **361** 159 (2000)
186. Meynet G, Maeder A *Astron. Astrophys.* **429** 581 (2005)
187. Vazquez G A et al. *Astrophys. J.* (in press); astro-ph/0703699
188. Mas-Hesse J M, Cerviño M, in *Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies: Proc. of the 193rd IAU Symp.* (Eds K A van der Hucht, G Koenigsberger, P R J Eenens) (San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 1999) p. 550; Zhang F et al. *Astron. Astrophys.* **415** 117 (2004)
189. Zhang F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **357** 1088 (2005)
190. Zhang F, Li L, Han Z *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **364** 503 (2005)
191. De Donder E, Vanbeveren D *New Astron. Rev.* **48** 861 (2004)
192. Negueruela I, in *Active OB-Stars: Laboratories for Stellar and Circumstellar Physics* (ASP Conf. Ser., Vol. 361, Eds S Štefl, S P Owocki, A T Okazaki) (San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 2007); astro-ph/0601347
193. Leitherer C, in *The Spectral Energy Distributions of Gas-Rich Galaxies: Confronting Models with Data* (AIP Conf. Proc., Vol. 761, Eds C C Popescu, R J Tuffs) (Melville, NY: AIP, 2005) p. 39; astro-ph/0411345
194. Fritze-v. Alvensleben U, Bicker J *Astron. Astrophys.* **454** 67 (2006)
195. Bell E F, de Jong R S *Astrophys. J.* **550** 212 (2001)
196. Madau P, Ghisellini G, Fabian A C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **270** L17 (1994)
197. Pompilio F, La Franca F, Matt G *Astron. Astrophys.* **353** 440 (2000)
198. Antonucci R *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **31** 473 (1993)
199. Gilli R, Salvati M, Hasinger G *Astron. Astrophys.* **366** 407 (2001)
200. Gandhi P, Fabian A C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **339** 1095 (2003)
201. Halevin A V, astro-ph/0309176
202. Ueda Y et al. *Astrophys. J.* **598** 886 (2003)
203. Franceschini A, Braito V, Fadda D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **335** L51 (2002)
204. Ballantyne D R et al. *Astrophys. J.* **653** 1070 (2006)

Population synthesis in astrophysics

S.B. Popov, M.E. Prokhorov

*Sternberg Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University,
Universitetskii prosp. 13, 119992 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-495) 939-5006. Fax (7-495) 932-8841
E-mail: mike@sai.msu.ru, polar@sai.msu.ru*

Population synthesis — a simulation method for populations of evolutionary complex objects — has gained wide acceptance in astrophysics and is reviewed here in the context of its astronomical applications. Examples of modeling evolution are given for populations of close binaries and isolated neutron stars, and the application of the method to studying the active nuclei and integral spectral characteristics of galaxies is briefly discussed. An extensive bibliography on all the topics covered is provided.

PACS numbers: **97.10** – **q**, **97.60.Jd**, **97.80** – **d**

DOI: 10.3367/UFNr.0177.200711b.1179

Bibliography — 204 references

Received 17 July 2006, revised 1 June 2007

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **177** (11) 1179–1206 (2007)

Physics – Uspekhi **50** (11) (2007)