



ФИЗИЧЕСКИЙ
ФАКУЛЬТЕТ
МГУ ИМЕНИ
М.В. ЛОМОНОСОВА



teach-in
ЛЕКЦИИ УЧЕНЫХ МГУ

НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ И ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ

ПОПОВ
СЕРГЕЙ БОРИСОВИЧ

ФИЗФАК МГУ

КОНСПЕКТ ПОДГОТОВЛЕН
СТУДЕНТАМИ, НЕ ПРОХОДИЛ
ПРОФ. РЕДАКТУРУ И МОЖЕТ
СОДЕРЖАТЬ ОШИБКИ.
СЛЕДИТЕ ЗА ОБНОВЛЕНИЯМИ
НА [VK.COM/TEACHINMSU](https://vk.com/teachinmsu).

ЕСЛИ ВЫ ОБНАРУЖИЛИ
ОШИБКИ ИЛИ ОПЕЧАТКИ,
ТО СООБЩИТЕ ОБ ЭТОМ,
НАПИСАВ СООБЩЕСТВУ
[VK.COM/TEACHINMSU](https://vk.com/teachinmsu).



БЛАГОДАРИМ ЗА ПОДГОТОВКУ КОНСПЕКТА
СТУДЕНТКУ ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА МГУ
АЛЕШИНУ МАРИЮ АНДРЕЕВНУ



Содержание

Лекция 1	6
Оценка количества нейтронных звезд в галактике.....	6
История открытия нейтронных звезд.....	8
Аккреция в тесных двойных.....	8
Старый зоопарк нейтронных звезд.....	10
Новый зоопарк молодых нейтронных звезд.....	11
Магнетары.....	12
Лекция 2	14
Великолепная семерка.....	14
Ферми пульсары.....	15
Вращающиеся радиотранзиенты.....	15
Calvera.....	15
Пульсары, позитроны, PAMELA.....	16
Лекция 3	17
Астрономия и квантовая хромодинамика.....	17
Вывод уравнения Лейна-Эмдена.....	19
Нейтронные звезды и эффекты теории общей теории относительности.....	22
Гравитационное красное смещение.....	23
Внутренне строение нейтронной звезды.....	24
Кора нейтронной звезды. Стадия ядерной пасты.....	26
Лекция 4	29
Импульс Ферми.....	29
Уравнение состояния.....	30
Условие применимости нулевой температуры.....	31
Оценка параметров объектов: радиуса и массы.....	31
Магнитное поле нейтронной звезды.....	35
Лекция 5	37
Минимальная и максимальная массы нейтронной звезды.....	37
Способ расчета масс.....	38
Эффект Шапиро.....	39
Лекция 6	41
Определение массы в двойных системах. Функция массы.....	41
Рентгеновские барстеры.....	41
Астросейсмологические методы.....	43
Спектральные линии от аккреционных дисков.....	44
Вращение и состав нейтронной звезды.....	45

Лекция 7	48
«Кик» скорость.....	48
Механизмы для приобретения «кик» скорости.....	49
Доказательство необходимости дополнительного «жика»	50
Распределение «киков».....	52
Гидродинамическая модель.....	53
Направление «кик» скорости.....	54
Лекция 8	55
«Кик» черных дыр.....	55
Глитчи.....	57
Современная модель глитча.....	58
Лекция 9	60
Эволюция нейтронных звезд.....	60
Магнитный ротатор.....	62
Критические радиусы.....	62
Лекция 10	64
Замедление / ускорение на стадии аккректора.....	64
Начальный период.....	64
Затухающее магнитное поле.....	64
Лекция 11	67
Применение метода распада магнитного поля к реальным данным.....	67
Аккрецирующие магнетары.....	68
Экранирование магнитного поля.....	68
Лекция 12	70
Радиотранзиенты.....	70
История быстрых радиовсплесков.....	71
Перитоны.....	72
Наблюдение поляризации.....	73
Механизмы возникновения быстрых радиовсплесков.....	73
Лекция 13	75
Ранняя эволюция нейтронных звезд.....	75
Остывание нейтронной звезды.....	76
Лекция 14	78
Глубокое нагревание/охлаждение поверхности нейтронной звезды.....	78
Неоднородное распределение температуры по поверхности.....	78
Масштаб и состав атмосферы нейтронной звезды.....	79
Лекция 15	81
Определение магнетара.....	81

Основные особенности SGR.....	83
Основные особенности AXP.....	84
Что объединяет SGR и AXP.....	85
Механизм образования магнитного поля у магнетаров.....	85
Лекция 16	87
Популяционный синтез.....	87
Эволюционный популяционный синтез.....	88
Лекция 17	90
Черные дыры.....	90
Лекция 18	92
Одиночные черные дыры.....	92
Лекция 19	94
Двойные системы.....	94
Категории двойных систем.....	98
Лекция 20	100
Рентгеновские двойные системы с черными дырами.....	100
Лекция 21	105
Сверхмассивные черные дыры.....	105
Пузыри в центре Галактики.....	107
Сверхмассивная черная дыра в туманности Андромеды.....	107
Активные галактические ядра и квазары.....	108
Измерение масс черных дыр.....	109
Лекция 22	110
Черные дыры в карликовых галактиках.....	110
Методы измерения масс черных дыр.....	110
Возникновение скоплений галактик.....	111
Лекция 23	113
Расчеты по различным моделям формирования черных дыр.....	113
Механизм через образование сверхмассивных звезд.....	115
Предел на рост массы черной дыры.....	117
Галактический каннибализм.....	118
Гравитационная волновая ракета.....	120
Лекция 24	120
Джеты в активных ядрах галактик и двойных системах.....	120
Приливное разрушение.....	121
Лекция 25	123
Первичные черные дыры.....	123
Лекция 26	125
Проблема горизонта.....	125

Лекция 1

Оценка количества нейтронных звезд в галактике

Оценим количество нейтронных звёзд в галактике. Функция масс Солпитера (1955):

$$\frac{dN}{dM} = A \cdot M^{-2,35} \quad (1)$$

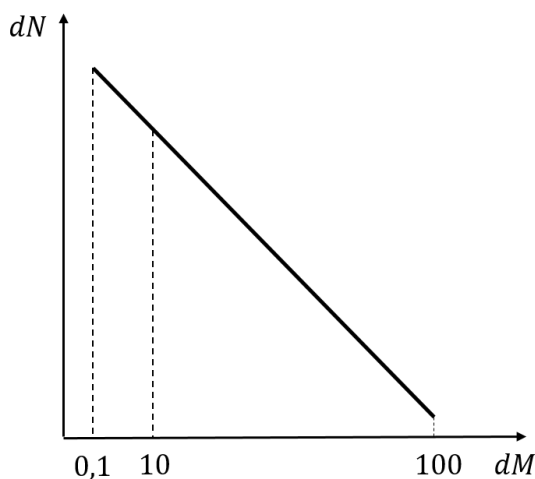


Рис.1.1. Спектр масс

На рис.1.1 изображен спектр масс. Выберем $dM = 10$ (10 масс Солнца) и будем считать, что нейтронных звезд образуется гораздо больше чем черных дыр. Оценивая количество компактных объектов в галактике, не будем разделять черные дыры и нейтронные звезды.

Оценим полную массу звезд галактики.

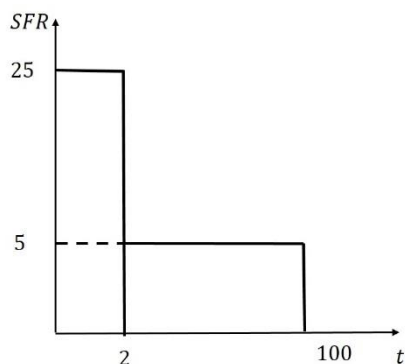


Рис. 1.2 Зависимость темпа звездообразования
от времени

На рис. 2 изображена зависимость темпа звездообразования от времени. Она представляет собой две ступеньки: первые два миллиарда лет темп звездообразования равен примерно 25 масс Солнца в год. После темп звездообразования составляет 5 масс Солнца в год.

Полная масса, перешедшая в звезды

$$M_{tot} = 25 \cdot 2 \cdot 10^9 + 5 \cdot 10^{10} = 10^{11} M_{\odot}$$

Рассчитаем среднюю массу:

$$\langle M \rangle = \frac{\int_{0,1}^{100} A \cdot M^{-2,35} M dM}{\int_{0,1}^{100} A \cdot M^{-2,35} dM}$$

В итоге получим, что средняя масса звезд равна

$$\langle M \rangle = 0,4 M_{\odot} \quad (2)$$

Мы считаем, что критическая масса при образовании компактных объектов равна $10 M_{\odot}$ (рис. 1).

Найдем отношение количества нейтронных звезд N_{ns} к общему количеству звезд N_{tot}

$$\frac{N_{ns}}{N_{tot}} = \frac{\int_{10}^{100} A \cdot M^{-2,35} dM}{\int_{0,1}^{100} A \cdot M^{-2,35} dM}$$

После расчета интегралов отношение равно

$$\frac{N_{ns}}{N_{tot}} = 0,01^{1,35}$$

Количество нейтронных звезд можно оценить следующим образом:

$$N_{ns} = \frac{M_{tot}}{\langle M \rangle} \cdot 10^{-2,7} = 10^9$$

То есть в галактике есть примерно миллиард компактных объектов, образовавшихся за все время ее жизни. Большую часть из них составляют нейтронные звезды.

История открытия нейтронных звезд

Нейтронные звезды были предсказаны в 30-ые гг. Одной из ключевых работ была работа Л.Д. Ландау (1932 г): Звезда-ядро. Истинное астрофизическое предсказание нейтронных звезд сделали Бааде и Цвикки (1934 г). Нейтронные звезды – это редкий пример того, когда вначале объект был теоретически предсказан, а затем спустя десятки лет обнаружен.

В течение многих лет обсуждались два основных типа нейтронных звезд. Существуют молодые нейтронные звезды, которые мы видим как радиопульсар. Радиопульсар в крабовидной туманности - самый главный их представитель. Кроме этого существуют старые нейтронные звезды в двойных системах. То есть присутствуют два источника энергии для нейтронных звезд: энергия радиопульсара и аккреция, то есть гравитационная энергия.

В 60-ые гг. были открыты первые рентгеновские источники. Это были нейтронные звезды в темных двойных системах, но их «не узнали», не были видны периоды пульсации. Сейчас известны сотни рентгеновских двойных с нейтронными звездами в нашей и других галактиках.

Первым объект, обнаруженных рентгеновскими приборами на ракетах, был Sco X-1 (Скорпион X-1). Скорпион – это созвездие, X – это рентгеновские лучи. То есть это первый рентгеновский источник, обнаруженный в созвездии Скорпиона в 1962 г. Сейчас мы знаем, что это нейтронная звезда. Тогда это было невозможно доказать. Поэтому В 2002 г. Р.Джиаккони получил Нобелевскую премию по физике за огромный вклад в развитие рентгеновской астрономии.

Следующим большим проектом Р.Джиаккони был спутник UHURU. Он надежно обнаруживал рентгеновские пульсары и был запущен 12 декабря 1970 г. К этому моменту радиопульсары уже были открыты. За три года работы, сделав полный обзор неба, спутник открыл 339 источников, включая первые кандидаты в черные дыры, источники с нейтронными звездами, активные ядра галактики. Спутник закончил работу в марте 1973 г.

Аккреция в тесных двойных

Аккреция – самый мощный источник энергии в мире из тех, что могут давать большой выход энергии. Под воздействием гравитации при падении вещества массой 1 г на нейтронную звезду выделяется энергия $\frac{GM}{R}$. Подставим параметры нейтронной звезды:

$$\frac{GM}{R} = \frac{10^{-7} \cdot 1,5 \cdot 2 \cdot 10^{33}}{1,5 \cdot 10^6} = 2 \cdot 10^{20} \text{ эрг} \quad (3)$$

При массе $1\text{ г } mc^2 = 10^{21} \text{ эрг}$.

То есть выделится примерно до 20% от mc^2 при падении вещества на нейтронную звезду. Светимость при аккреции

$$L = \dot{M}\eta c^2$$
$$\eta < 0,2$$

η – это КПД. При аннигиляции вещества полное энергосодержание было бы

$$\text{просто } L = \dot{M}c^2.$$

Типичная светимость нейтронных звезд $L = 10^{37} - 10^{38} \frac{\text{эрг}}{\text{с}}$.

По определению светимости

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4 \quad (4)$$

Для нейтронной звезды радиус $R = 10^6 \text{ см}$

$$T = \left(\frac{L}{4\pi R^2 \sigma} \right)^{1/4}$$
$$T = \left(\frac{10^{38}}{4\pi \cdot 10^{12} \cdot 5,67 \cdot 10^{-5}} \right)^{1/4} = \text{few} \cdot 10^7 \text{ К}$$

$$\text{few} \cdot 10^7 \text{ К} = \text{few} \cdot \text{keV}$$

Это рентгеновский диапазон. Поэтому аккреция на нейтронные звезды дает нам именно рентгеновское излучение.

В ряде случаев образуется аккреционный диск. Теория аккреционных дисков была создана в 1972-73 гг. Н.И. Шакурой и Р.А. Сюняевым. Диски встречаются не только в двойных системах, но и в активных ядрах галактики и иногда даже у одиночных компактных объектов.

Существенно, что двойных звезд много. Более половины двойных звезд входят в двойные звезды. Доля двойственности зависит от массы, и для звезд легче Солнца доля двойственности составляет примерно 30 %, для самых массивных приближается к 90 %. Образование двойных систем с компактным объектом не редкость. Среди звезд с массой больше 10 масс Солнца двойственность считается нормой. Иногда после взрыва сверхновой двойная распадается. Процент выживаемости достаточно высок. И поэтому при разумном темпе аккреции 20 г/с получают предельные рентгеновские источники.

В 1967 году были открыты радиопульсары Джоселин Белл. Сразу был открыт пульсар в Крабовидной туманности.

Молодые нейтронные звезды удобно рисовать на диаграмме период-производная периода (рис. 1.3).

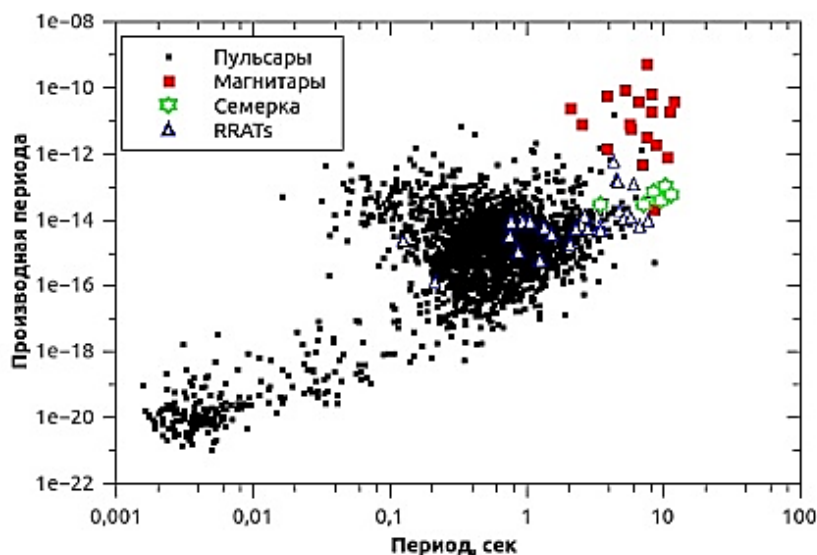


Рис. 1.3. Диаграмма период – производная периода

По горизонтальной оси – это период вращения. Производная периода по вертикальной оси. На диаграмме представлены только прямо наблюдаемые величины, которые легко и очень точно измеряются.

Нейтронные звезды чаще видны быстро вращающимися. Но также встречаются медленно вращающиеся нейтронные звезды. И самая известная имеет период вращения больше 10 часов. Она находится в двойной системе. Это рентгеновский пульсар.

Старый зоопарк нейтронных звезд

В 60-80 гг. сформировался старый зоопарк нейтронных звезд, когда старые нейтронные звезды светят благодаря аккреции, молодые нейтронные звезды светят благодаря вращению.

Оценим энергию вращения:

$$E_{tot} = \frac{I\omega^2}{2} \quad (5)$$

ω – частота вращения, I – момент инерции.

$$I = MR^2$$

Для нейтронных звезд $I = 10^{45}$.

$$E_{tot} = \frac{I\omega^2}{2} = \frac{I(2\pi)^2}{2P^2} = \frac{2\pi^2 I}{P^2}$$

P — это период вращения.

$$E_{tot} = \frac{10^{47}}{10^6} = 10^{53} \text{ эрг}$$

Это колоссальная энергия. Возможно она уйдет в энергию магнитного поля. При вращении молодой нейтронной звезды можно получить мощный рентгеновский источник.

Таким образом, к началу 1970-х сформировалась такая картина. Молодые нейтронные звезды видны как радиопульсары благодаря своему быстрому вращению и сильным магнитным полям. А более старые компактные объекты могут стать видны, если они входят в тесную двойную систему, когда начинается перетекание вещества с обычной звезды на нейтронную.

В старом зоопарке нейтронных звезд было два типа: радиопульсары и аккрецирующие нейтронные звезды.

Новый зоопарк молодых нейтронных звезд

В 90-ые гг. начало складываться на основе новых наблюдательных данных ощущение, что открытые необычные молодые нейтронные звезды не похожи на радиопульсар в Крабовидной туманности. Появилась целая группа молодых разнотипных источников, которые связаны с молодыми нейтронными звездами и не похожи на пульсар в Крабовидной туманности.

Один из типов объектов — это компактные центральные рентгеновские источники в остатках сверхновых. Они являются классическими нейтронными звездами, предсказанными Бааде и Цвикки. Нейтронная звезда в остатке Cas A — самый лучший представитель данного типа объектов. Еще один объект находится туманности RCW 103. Его период вращения составляет 6,7 ч. Это молодая нейтронная звезда, которая имеет большой период.

Всего таких источников известно порядка десятка. Эти источники интересны тем, что они молодые. Средний темп рождения нейтронных звезд составляет один раз в 30 лет в галактике. Возраст этих молодых объектов меньше десяти тысяч лет. Их темп

рождения составляет 10 % от всех нейтронных звезд. Это полноценная популяция размером от 10 до 30 % всех нейтронных звезд.

Основной идеей, объясняющую низкую активность центральных компактных объектов является идея о том, что вскоре после взрыва сверхновой на эти нейтронные звезды выпало много вещества, и их магнитное поле экранировано этим выпавшим веществом. Внутри может быть нормальный радиопульсар или магнетар, но они укрыты экранирующим слоем вещества, и активность, связанная с магнитным полем, не видна.

Магнетары

Еще одним источником энергии может стать магнитное поле. Учтем, что давление – это плотность энергии в объеме. Давление магнитного поля определяете как $\frac{B^2}{8\pi}$. Энергия магнитного поля, запасенная в объеме нейтронной звезды можно рассчитать как $\frac{B^2}{8\pi} \cdot \frac{4}{3} \pi R^3$.

Для типичного пульсара $B = 10^{12} \text{ G}$. Получим, что

$$E = \frac{10^{24}}{6} 10^{18} = 10^{41} \text{ эрг.}$$

Гравитационная энергия связи нейтронной звезды

$$\frac{GM}{R} = \frac{B_{max}^2}{8\pi} \cdot \frac{4}{3} \pi R^3. \quad (6)$$

Найдем максимальное значение магнитного поля нейтронной звезды

$$B_{max}^2 = \frac{GM^2}{R^4}, \quad (7)$$

$$B_{max} = 10^{18} \text{ G.}$$

Масса нейтронной звезды составляет 1,5 массы Солнца.

Для объяснения активности магнетаров энергия магнитного поля – это хорошая идея, потому что она позволит одновременно постепенное (нагрев) и мгновенное (вспышки) энерговыделение. При подсчете магнитного поля получим $10^{14} - 10^{15} \text{ G}$.

Магнетаров известно порядка тридцати. Все известные магнетары хорошо идентифицированы в нашей галактике. Один из них находится в Магеллановом облаке.

Для всех магнетаров свойственна большая производная периода, они быстро замедляются. Это означает, что магнетары обладают сильным магнитным полем. Неизвестно, откуда берутся магнитные поля магнетаров. Первый вариант – это генерация поля путем закачивания энергии вращения в энергию магнитного поля. Второй вариант – это оставшееся поле после коллапса.

Радиопульсар может стать магнетаром, если магнитное поле будет диффундировать через экранирующую оболочку. Дипольное поле снаружи растет, в коре затухает. Из спрятанных магнетаров он станет явным.

Рассмотрим связь между центральными компактными объектами, пульсарами и магнетарами. Рождается нейтронная звезда с большим полем, поле экранируется и остается в коре. Мы видим центральный компактный объект только с тепловым излучением. Затем поле немного диффундирует наружу. Получается радиопульсар с растущим дипольным полем. В конце мы сможем наблюдать различные проявления магнитной активности.

Лекция 2

Великолепная семерка

В 90-ые гг. рентгеновский спутник ROSAT совершил полный обзор всего неба. В 1996 г. был открыт объект, который имеет имя: RX J1856.5-3754. Он характеризовался на момент открытия отсутствием пульсаций, идеальным чернотельным спектром, для него были измерено движение по параллаксу.

Открыли еще шесть объектов, очень похожих на RX J1856.5-3754. Поэтому их назвали Великолепная семерка. Как видите, они все имеют периоды примерно такие же, как у магнетаров (рис.2.1). Но они не магнетары. Они не излучают энергию своего магнитного поля, они светятся просто потому, что молодые и горячие. Это что-то вроде компактных источников в остатках сверхновых, только они постарше и поэтому послабее, но зато они близко от нас, поэтому мы их можем увидеть. На расстоянии, там, в центре галактики мы такой объект уже не увидим (если не знаем, куда смотреть).

Источник	Период,сек
RX 1856	7.05
RX 0720	8.39
RBS 1223	10.31
RBS 1556	6.88?
RX 0806	11.37
RX 0420	3.45
RBS 1774	9.44

Рис. 2.1. Периоды Великолепной семерки

Семерка устоялась примерно к 2001 г. С тех пор она не растет. Радиоактивного излучения от объектов Семерки не было зарегистрировано. Есть небольшая вероятность того, что у них очень узкий радиоизлучающий луч, и не один из шести не попадает на Землю.

Люди хотят увеличить количество объектов. До этого времени основным путем был поиск архивных данных ROSAT X-ray и Chandra. Ничего не удалось найти. В 2019 г планировалось запустить спутник с телескопом eRosita, который сделает глубокий

обзор неба. Он может открыть много одиночных нейтронных звезд типа Великолепной Семерки.

Ферми пульсары

Существуют радиопульсары, которые открываются по гамма-данным. Вначале гамма-излучение от радиопульсаров обнаруживалось по данным прибора EGRET. Но удалось открыть лишь несколько источников. Затем был запущен спутник Ферми. С помощью него удалось открыть много объектов.

Вращающиеся радиотранзиенты

В 2006 г. был открыт новый тип источников – вращающиеся радиотранзиенты Rotating Radiotransients (RRATs). Они оказываются как бы между обычными радиопульсарами и магнетарами. С одной стороны, рентгеновское излучение от вот этих RRATs'ов очень похоже на излучение Великолепной семерки. С другой стороны, от Великолепной семерки радиоимпульсов мы не видим; ни на низких частотах, ни на высоких таких коротких импульсов нет. Так что, может быть, это все-таки источники, не связанные непосредственно, но, скорее всего, какие-то родственники друг другу.

Calvera

Открытие 2008 года — был обнаружен объект, назвали его Calvera. Кто смотрел фильм «Великолепная семерка», Calvera — это плохой, вот он вот такой. Люди увидели объект: можно точно сказать, что это одиночная нейтронная звезда, но нельзя сказать, на каком расстоянии она находится. То ли она на расстоянии 1000 световых лет от нас, то ли 10 000 световых лет от нас, и тогда интерпретация будет разная. Если бы увидели радио, было бы легче; никакого радио не видно. Известен период вращения – 0,06 секунд. Магнитное поле составляет $B = 4,4 \cdot 10^{11} G$. Непонятно, к какому типу отнести Кальверу. Это может быть молодая нейтронная звезда или что-то более хитрое. Радиопульсаром Кальвера также не может быть, так как от нее никакой активности не наблюдается.

Одиночные нейтронные звезды могут являться источниками гравитационных волн. Если у нейтронной звезды есть сплюснутость на полюсах, то вращение не вокруг главной оси симметрии будет приводить к возмущению гравитационных волн на удвоенной частоте вращения. Это является важным для внутреннего строения нейтронных звезд, от которого зависит какое сжатие объект может выдерживать.

Также с помощью LIGO проводились поиски гравитационных волн от объектов пульсарного типа. Они проводились в этом диапазоне частот 20 – 245 Гц.

Пульсары, позитроны, PAMELA

В 2008 г. появились данные с прибора PAMELA – маленького детектора космических лучей. Он ловит частицы космических лучей. С его помощью искали античастицы.

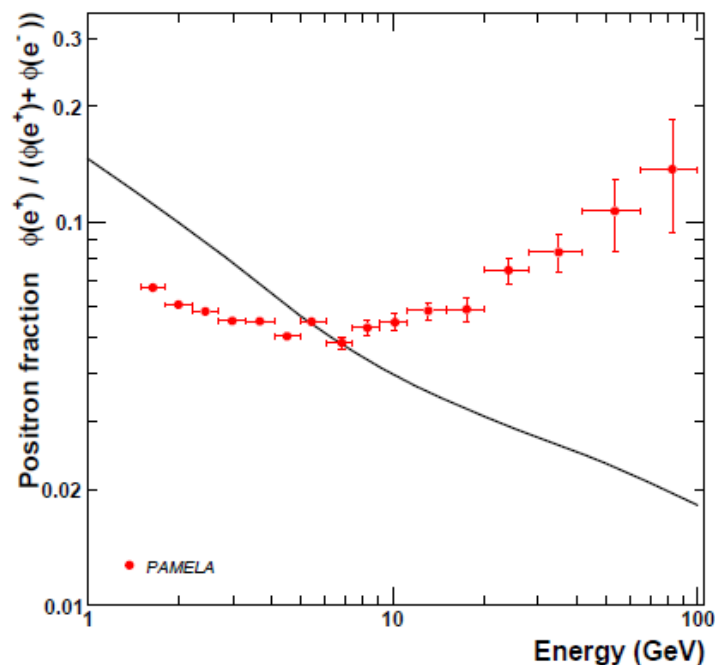


Рис.2.2. Спектр позитронов

На рис. 2.2 с помощью PAMELA строили спектр позитронов. Черная кривая на графике – это данные, которая предсказывала теория. Это доля позитронов в космических лучах в зависимости от энергии частиц. Красным изображены данные, которые получила PAMELA. Эти данные совершенно не совпадали с теорией и показывали избыток позитронов. Лучшее объяснение состоит в том, что рядом находятся нейтронные звезды. Пульсары производят электрон-позитронные пары, которые выбрасываются во внешнее пространство. Поэтому пульсары создают некоторый избыток позитронов.

Будем подводить итоги. У нас есть много групп, много типов источников, которые являются молодыми нейтронными звездами. Необычные нейтронные звезды – это значительная доля всех новорожденных звезд (больше половины). Среди молодых нейтронных звезд доминируют радиопульсары. У нас даже есть, возможно, магнетары, то есть совсем другие нейтронные звезды, непохожие на обычные радиопульсары. Эти объекты наблюдать сложнее, или они живут очень недолго на этой активной стадии, поэтому по штукам нам их известно мало, но темп рождения их оказывается достаточно большим.

Лекция 3

Астрономия и квантовая хромодинамика

При изучении нейтронной звезды астрономия встречается с квантовой хромодинамикой (рис. 3.1). Рассмотрим примеры.



Рис. 3.1. Схема, показывающая связь астрономии и квантовой хромодинамики

Прото-нейтронная звезда - это промежуточно состояние, соответствующее тому, что ядро звезды уже существенно сколлапсировало, но нейтронная звезда еще не сформировалась. Это горячая промежуточная стадия, когда тело объекта заполнено лептонами, и это существенно отличается от того, что будет с компактным объектом дальше. И для описания прото-нейтронных звезд, горячих плотных образований, нужно хорошее описание явлений, которые происходят на микроуровне, микрофизика взаимодействия нуклонов и лептонов друг с другом. Это можно наблюдать за счет регистрации нейтринного сигнала при преобразовании нейтронной звезды. С другой стороны, это требует квантового хромодинамического описания.

Тепловая эволюция прото-нейтронных звезд. Прото-нейтронная звезда остывает и уменьшается в размерах. Образуется нейтронная звезда и, не уменьшаясь, продолжает остывать. Это наблюдаемый процесс. Тепловая эволюция завязана на ядерном взаимодействии частиц. Это зависит от условий: плотности, давления в недрах нейтронной звезды. Для описания тепловой эволюции требуется квантовая хромодинамика.

Магнитовращательная эволюция пульсаров также связана со внутренней структурой звезды.

Массивные рентгеновские двойные. Существует целый комплекс наблюдательных данных, которые связаны с ядерной физикой. Это данные о свойствах коры: толщина и масса и пикноядерных реакциях в коре, которые приводят к дополнительному энерговыделению.

Существует много разных идей, связанных со странными звездами. Звезды называются странными, потому что для описания того вещества, из которого они состоят, нам нужен странный кварк. Высокие плотности в недрах нейтронных звезд, а иногда и во внешних слоях приводят к появлению странного кварка или кваркового вещества. Это имеет прямой выход на ряд наблюдательных характеристик.

Основной вопрос про кварковое вещество — является ли оно истинным нижним энергетическим состоянием вещества. Появление кваркового вещества в недрах нейтронных звезд возможно, если это энергически выгодный процесс. Тогда переход в кварковое вещество сопровождается выделением энергии.

Источники мягких повторяющихся гамма-всплесков и источники космических гамма-всплесков. Бурное энерговыделение и сопутствующие процессы могут вызываться какими-то эффектами, связанными с квантовой хромодинамикой, то есть ядерными превращениями в недрах нейтронных звезд или во внешних слоях. Само бурное энерговыделение выступает в роли зонда.

Гравитационное излучение и неустойчивости, связанные с вращением. При быстром вращении нейтронной звезды можно заставить ее тем или иным способом раскрутиться до очень больших скоростей. Расчеты показывают, что в веществе нейтронной звезды может развиваться неустойчивость, и это приведет к замедлению вращения нейтронной звезды и излучению гравитационных волн. Эти неустойчивости связаны с поведением вещества при сверхвысокой плотности.

Цветная сверхпроводимость. Данная сверхпроводимость связана с поведением кварков в сверхплотном веществе в недрах нейтронных звезд.

Уравнение состояния и крупномасштабные свойства нейтронных звезд (масса, радиус, момент инерции). Уравнение состояния является зависимостью давления от плотности.

Внутреннее строение звезды описывается системой уравнений:

$$\begin{aligned} (1) \quad \frac{dP}{dr} &= \frac{-Gm\rho}{r^2} \quad m=m(\rho) \\ (2) \quad \frac{dm}{dr} &= 4\pi\rho r^2 \\ (3) \quad \frac{dS}{dt} &= Q \\ (4) \quad P &= P(\rho) \end{aligned} \quad (8)$$

Для нейтронной звезды мы можем полагать, что ее температура $T = 0$, и мы можем пренебречь третьим уравнением.

В уравнении (1) градиент давления уравновешен силой гравитации. Если поддерживается градиент давления благодаря внутренним источникам тела или квантовым свойствам вещества (для компактных объектов), то можно противостоять гравитации. Важно обратить внимание, что масса зависит от радиуса звезды. Уравнение (2) является уравнением непрерывности. Уравнение (3) – это уравнение теплового баланса, связанное с изменением энтропии. Уравнение (4) – это уравнение состояния. Для нейтронных звезд, если мы не говорим о прото-нейтронных звездах, мы пренебрегаем температурой, так как нейтронная звезда является холодным объектом, то есть энергия взаимодействия частиц больше тепловой энергии.

Вывод уравнения Лейна-Эмдена

Внутреннее строение звезд можно описать с помощью политропных моделей. Выведем уравнение Лейна-Эмдена.

Уравнение непрерывности:

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho$$

Уравнение, соответствующее равновесию:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} &= -\frac{GM}{r^2} \\ \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} \right) &= \frac{2Gm}{r^3} - \frac{G}{r^2} \frac{dm}{dr} = -\frac{2}{\rho r} \frac{dp}{dr} - 4\pi G \rho \end{aligned}$$

Домножим на r^2 :

$$r^2 \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} \right) + \frac{2r}{\rho} \frac{dp}{dr} = -4\pi G \rho r^2$$

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{r^2}{\rho} \frac{dp}{dr} \right) = -4\pi G \rho r^2$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(\frac{r^2}{\rho} \frac{dp}{dr} \right) = -4\pi G \rho$$

Плотность выражается через центральную плотность и некую функцию:

$$\rho = \rho_c \cdot \theta^n,$$

где n-показатель политропы.

Давление выражается также через центральную плотность и показатель политропы:

$$p = K \rho_c^{1+\frac{1}{n}} \cdot \theta^{n+1},$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 K \rho_c^{\frac{1}{n}} (n+1) \frac{d\theta}{dr} \right) = -4\pi G \rho_c \cdot \theta^n.$$

Заменим радиус на

$$r = a \cdot \xi,$$

$$a^2 = (n+1) K \rho_c^{\frac{1}{n}-1}.$$

Получим **уравнение Лейна-Эмдена**:

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} \right) = -\theta^n. \quad (9)$$

Данное уравнение можно использовать для построения упрощенных моделей нейтронных звезд, главное – правильно посчитать показатель политропы. Также можно применять для белых карликов.

Есть аналитические решения для разных случаев (таблица 3.1).

n=0	$\theta = 1 - \frac{\xi^2}{6}$	$\xi_1 = \sqrt{6}$
n=1	$\theta = \frac{\sin \xi}{\xi}$	$\xi_1 = \pi$
n=5	$\theta = \frac{1}{\sqrt{1 + \xi^2/3}}$	$\xi_1 = \infty$

Таблица 3.1. Аналитические решения

В таблице 3.2 собраны численные данные.

n	0	1	1,5	2	3
ξ_1	2,449	3,142	3,654	4,353	6,897
θ_1	0,7789	0,3183	0,2033	0,1272	0,04243
$\rho_c/\bar{\rho}$	1	3,290	5,991	11,41	54,04

\uparrow
 $\gamma = \frac{5}{3}$

\uparrow
 $\gamma = \frac{4}{3}$

Таблица 3.2. Численные данные

Показатели $\gamma = \frac{4}{3}$ или $\frac{5}{3}$ важны для случаев белых карликов и нейтронных звезд. В последней строке рассмотрим отношение центральной плотности к средней плотности. Данные показывают нам, какие примерно мы ожидаем получить центральные плотности нейтронных звезд. детальные расчет подтверждают, что центральная плотность может быть до десятка ядерных плотностей. Представлена зависимость массы от радиуса или от центральной плотности (таблица 3.3):

n=0	$M \sim R^3$
n=1	$M \sim \rho_c$ $R = \text{const}$
n=1,5	$M \sim \sqrt{\rho_c} \sim R^{-3}$
n=3	$M = \text{const}$ $R \sim \rho_c^{-1/3}$

Таблица 3.3. Зависимость массы от радиуса или от центральной плотности

Для белых карликов и нейтронных звезд существуют аппроксимации. Если для расчетов необходимо уравнение состояния, то есть аппроксимации для нерелятивистских частиц, когда $\gamma = \frac{5}{3}$, есть выражения для коэффициента К. Для релятивистских частиц $\gamma = \frac{4}{3}$.

Для белых карликов:

1. Нерелятивистские электроны

$$K = \frac{\frac{2}{3} \pi^{\frac{4}{3}} h^2}{5 m_e m_u^{\frac{5}{3}} \mu_e^{\frac{5}{3}}} \quad (10)$$

$$K = 1,0036 \cdot 10^{13} \mu_e^{-\frac{5}{3}} \text{ (CGS)}$$

2. Релятивистские электроны

$$\gamma = \frac{4}{3}$$

$$K = \frac{3^{\frac{1}{3}} \pi^{\frac{2}{3}}}{4} \frac{hc}{m_u^{\frac{3}{3}} \mu_e^{\frac{4}{3}}} \quad (11)$$

$$K = 1,2435 \cdot 10^{15} \mu_e^{-\frac{4}{3}} \text{ (CGS)}$$

Для нейтронных звезд

1. Нерелятивистские электроны

$$\gamma = \frac{5}{3}$$

$$K = \frac{3^{\frac{2}{3}} \pi^{\frac{4}{3}}}{5} \frac{h^2}{m_n^{\frac{8}{3}}} \quad (12)$$

$$K = 5,3802 \cdot 10^9 \text{ (CGS)}$$

2. Релятивистские электроны

$$\gamma = \frac{4}{3}$$

$$K = \frac{3^{\frac{1}{3}} \pi^{\frac{2}{3}}}{4} \frac{hc}{m_n^{\frac{4}{3}}} \quad (13)$$

$$K = 1,2293 \cdot 10^{15} \text{ (CGS)}$$

Для прото-нейтронных звезд нельзя пренебрегать температурой и изменением энтропии. Температуры, которые нужно учитывать, порядка Мев. Также похожие уравнения состояния нужны для расчета результата при слиянии нейтронных звезд. Впоследствии формируется объект с высокой температурой.

Нейтронные звезды и эффекты теории общей теории относительности

Нейтронные звезды характеризуются большой плотности и сильными полями. Мы можем измерить следующие параметры нейтронной звезды: параметры среды вокруг, скорость вращения, магнитное поле, температура поверхностей, пространственная скорость. Последние четыре величины имеют отношение к структуре нейтронной звезды.

Для компактных объектов нам нужно учитывать эффекты общей теории относительности. Базовое уравнение:

$$ds^2 = c^2 dt^2 e^{2\Phi} - e^{2\lambda} dr^2 - r^2 [d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2] \quad (14)$$

В плоском пространстве величины Φ и λ равны нулю. Для нейтронной звезды эти величины отличны от нуля.

Если мы считаем радиус по окружности, то

$$t = \text{const}, r = \text{const}, \theta = \frac{\pi}{2}, 0 < \Phi < 2\pi \Rightarrow l = 2\pi r$$

Если мы интегрируем от центра наружу, то мы должны каждый раз считать интервал dl и проинтегрировать. Мы получим другой радиус.

$$t = \text{const}, \theta = \text{const}, 0 < r < r_0 \Rightarrow dl = e^\lambda dr \Rightarrow l = \int_0^{r_0} e^\lambda dr \neq r_0$$

Гравитационное красное смещение

Интервалы времени, которые отсчитывают часы на поверхности нейтронной звезды, не соответствуют тому, что мы измеряем, наблюдая эти часы, находясь на бесконечности. Время dt , которое мы измеряем на бесконечности, мы можем перевести в частоты. Это удобно, так как мы принимаем фотоны.

$$d\tau = dt e^\Phi, \nu_r = \frac{dN}{d\tau} = e^{-\Phi} \frac{dN}{dt}$$

Если мы на бесконечности измеряем частоту фотонов, то она связана с фотонами, которые излучаются на поверхности, следующим уравнением:

$$\nu_\infty = \nu_r e^\Phi$$

будем меньше чем с поверхности. Если мы находимся далеко от поверхности звезды, то массу мы можем считать постоянной. Частоту фотонов, которые мы будем регистрировать, можно рассчитать:

$$\begin{aligned} \nu_\infty &= \nu_r \sqrt{1 - \frac{r_g}{r}}, \\ e^{2\Phi} &= 1 - \frac{2GM}{c^2 r} = 1 - \frac{r_g}{r}, \\ r_g &= \frac{2GM}{c^2} \end{aligned}$$

Это определяет красное смещение.

Видимый радиус определяется по формуле:

$$R_{\infty} = R / \sqrt{1 - \frac{r_g}{R}}$$

На бесконечности мы видим не ту светимость, которая излучается нейтронной звездой. От гравитационных эффектов зависит видимый радиус, частота и температура.

Другая важная величина – это энергия связи нейтронной звезды. Ее можно описать дефектом масс между двумя величинами: барионной массой и гравитационной массой:

$$\Delta M = M_b - M \approx 0,2 M_{\text{sun}} \quad (15)$$

Если бросить на нейтронную звезду тело массой 1 кг, то ее масса увеличится на величину меньшую чем 1 кг из-за дефекта масс.

Для описания внутренней структуры нейтронных звезд используется модифицированный набор уравнений по сравнению с теми, который используется для обычных звезд.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP}{dr} = \frac{-G\rho m}{r^2} \left(1 + \frac{p}{\rho c^2} \right) \left(1 + \frac{4\pi r^3 P}{mc^2} \right) \left(1 - \frac{2Gm}{rc^2} \right)^{-1} \\ \frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho \\ \frac{d\Phi}{dr} = \frac{-1}{\rho c^2} \frac{dP}{dr} \left(1 + \frac{P}{\rho c^2} \right)^{-1} \\ P = P(\rho) \end{array} \right. \quad (16)$$

Первая модификация – это отказ от уравнения теплового баланса, поскольку стабильные нейтронные звезды мы можем считать холодными объектами. Вторая модификация связана с учетом эффектов общей теории относительности. Давление вносит свой вклад в геометрию пространства-времени, и поэтому появляется новое слагаемое, связанное с давлением.

Внутренне строение нейтронной звезды

На рис.3.2 изображено внутренне строение нейтронной звезды. Кора гораздо тоньше ядра и состоит из обычного вещества. Суммарная толщина порядка 1 км, примерно 10% от радиуса звезды. Основная часть – это ядро. Оно также делится на внешнее и внутреннее. Плотность внешнего ядра меньше двух ядерных плотностей. На удвоенной ядерной плотности начинаются неопределенности в физике. Мы не знаем, как ведет себя вещество при плотности двух ядерных. Внутреннее ядро состоит не просто из протонов,

нейтронов, мюонов, а еще из чего-то другого. Граница между корой и ядром соответствует исчезновению ядер. В коре есть ядра, а в ядре остаются только нейтроны и протоны, ядра полностью исчезают. Начинается другой тип вещества. Во внешней коре просто нормальное вещество: есть ядра и электроны. При повышении плотности из ядер могут вылетать нейтроны, которые не будут распадаться. Это происходит уже во внутренней коре. Во внешних слоях при некоторых условиях твердое вещество коры может переходить в жидкое, тогда возникает жидкий слой, который называют океаном.

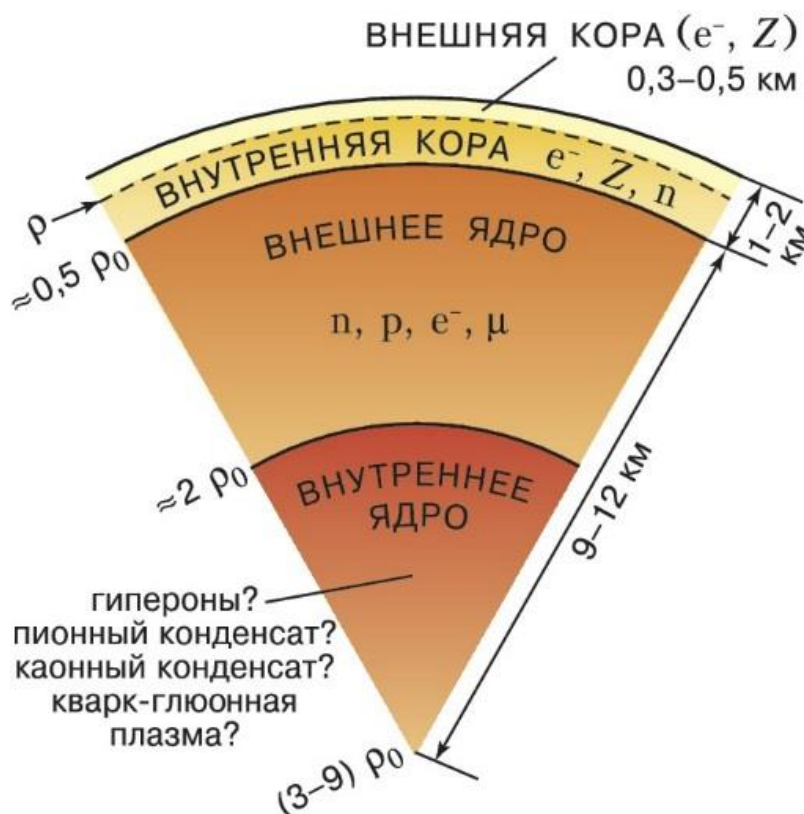


Рис.3.2. Внутреннее строение нейтронной звезды

Кора нейтронной звезды. Стадия ядерной пасты

На рис. 3.3 изображено внутреннее строение коры нейтронной звезды. При переходе от внутренней коры к ядру происходит исчезновение атомных ядер. На границе внешней и внутренней коры происходит высыпание нейтронов из ядер (*neutron drip*). Наружный слой коры называется оболочкой (*envelope*). Это теплоизолирующая оболочка, которая эффективно экранирует холодную поверхность с температурой примерно 10^6 градусов от гораздо более горячей частей с температурой $100 \cdot 10^6$ градусов.

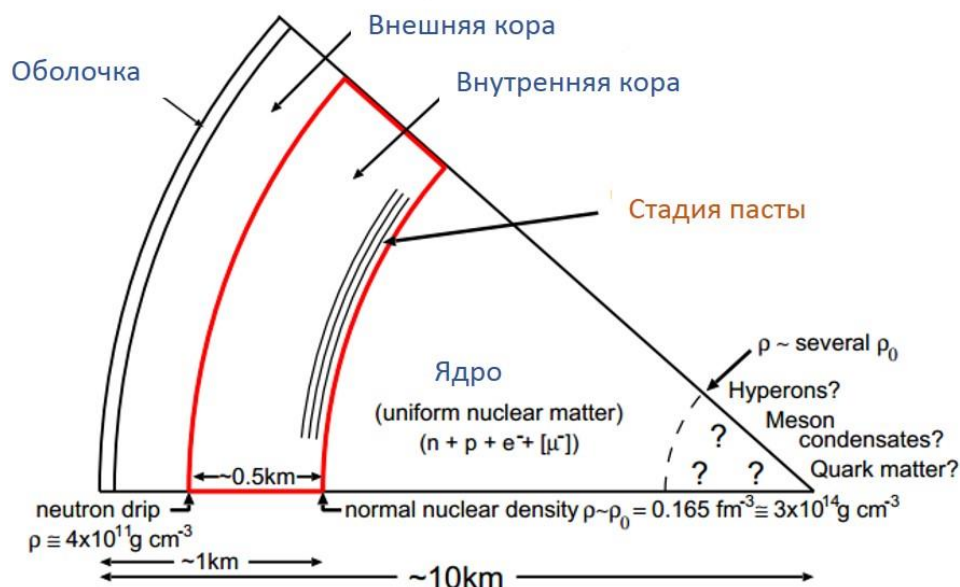


Рис.3.3. Структура коры нейтронной звезды

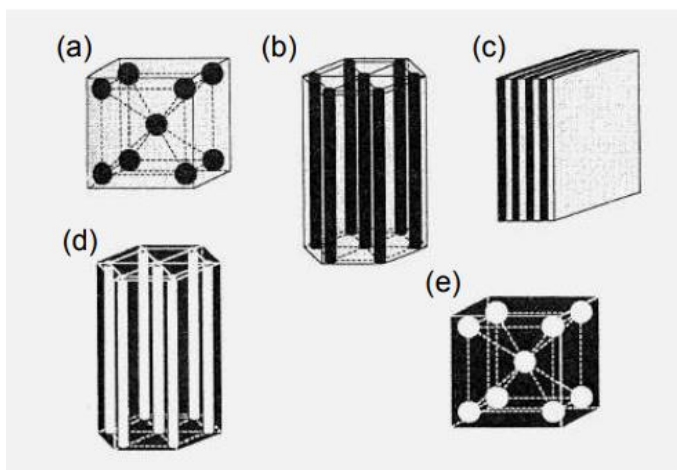


Рис.3.4. Стадии ядерной пасты

По мере увеличения плотности происходит следующее превращение (рис.3.4):

Стадия (a): круглые ядра (черные) плавают в море нейтронов (белые);

Стадия (b): круглые ядра превращаются в одномерные цилиндрические структуры;

Стадия (c): цилиндрические структуры превращаются в плоские структуры;

Стадия (d): нейтроны и ядра меняются местами, основными становятся нейтроны, структуры становятся вытянутыми и находятся в ядерном веществе;

Стадия (e): остаются нейронные капли в ядерном веществе. Образуется ядро нейтронной звезды.

Т.е. по мере увеличения плотности из ядер начинают выпадать нейтроны, затем начинается стадия ядерной пасты, когда протоны и нейтроны образуют структуры, между ними плавают нуклоны. Затем данная область заканчивается, и начинается ядро: все становится жидкостью протонов и нейтронов (рис.3.5).

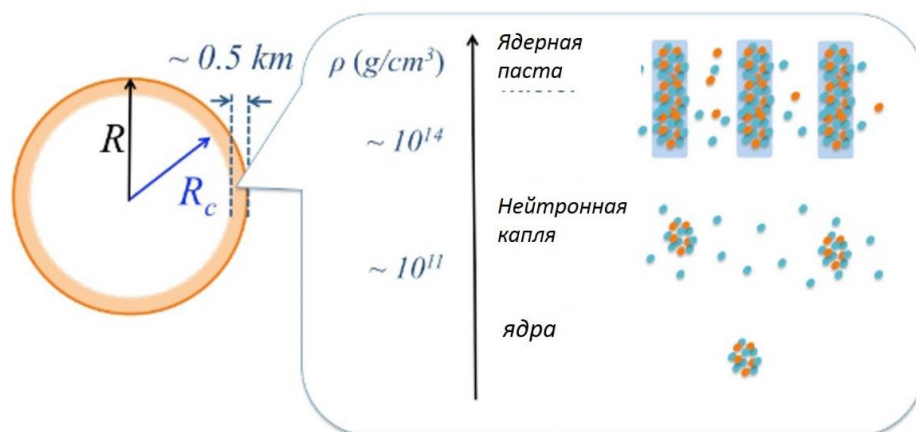


Рис.3.5. Стадия ядерной пасты

При нахождении нейтронной звезды в двойной системе она движется с большой скоростью, и происходит аккреция вещества на нее поверхности. Нарастает новая кора из другого вещества и обладает совершенно другими свойствами. **Аккрецированная кора** менее плотная и более толстая. На рис. 3.6 показана зависимость гравитационной массы от радиуса. Построены графики для двух случаев: катализированной и

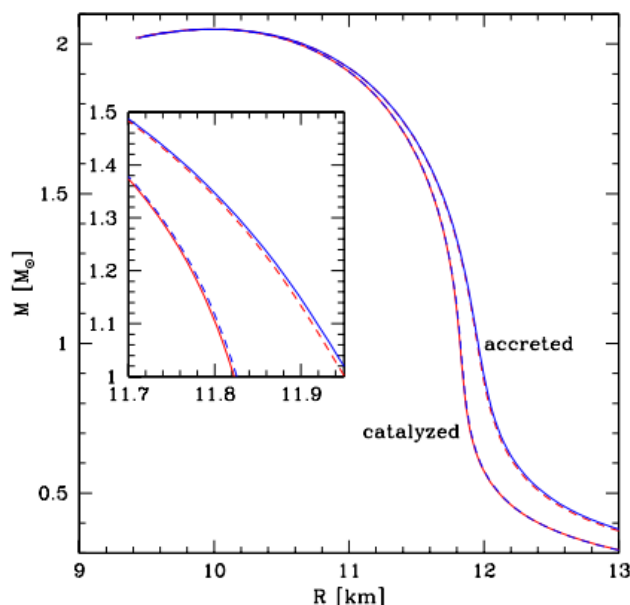


Рис.3.6. Сравнение катализированной и аккреционной коры

аккрецированной коры. При аккрецировании вещества на поверхность звезды старая кора уходит вглубь, образуется новая кора. При одинаковой массе радиус аккрецированной коры больше, то есть кора толще.

На рис. 3.7 изображены структуры компактных объектов для разных популярных предположений. Внешние слои описываются обыкновенной физикой. У кварковых звезд нет внутренней коры и ядерной пасты. До сих обсуждаются модели, где до самого центра

quark-hybrid star

traditional neutron star

hyperon star

neutron star with pion condensate

strange star

nucleon star

crust

Hydrogen/He atmosphere

$R \sim 10 \text{ km}$

Fe

10^6 g/cm^3

10^{11} g/cm^3

10^{14} g/cm^3

strange quark matter (u, d, s quarks)

2SC

CFL

$\Sigma, \Lambda, \Xi, \Omega$

u, d, s

2SC

CFL

π^-

K^-

n superfluid

superconducting protons

n, p, e, μ

N+e

N+e+n

n, p, e, μ

Рис. 3.7. Внутренняя структура компактных объектов

Лекция 4

Импульс Ферми

Протоны и нейтроны взаимодействуют друг с другом благодаря пионам, которые являются массивными переносчиками. Поэтому радиус взаимодействия зависит от массы этого переносчика:

$$1 \text{ fm} = \frac{\hbar}{m_{\pi} c} \approx 10^{-13} \text{ см}$$

Оценим критическую ядерную плотность:

$$\frac{4}{3} \pi (1 \text{ fm})^{-3} \cdot m_N = 3 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$$

Еще одно важное понятие – сфера Ферми. Ее вводят исходя из принципа неопределенности Гейзенберга:

$$\Delta p \Delta r \leq \hbar$$

$$\Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z \Delta x \Delta y \Delta z \sim \frac{\hbar^3}{g_s}$$

Для протонов, нейтронов и электронов $g_s = 2$, где g_s – это число спиновых состояний.

При фиксации фазового объема рассмотрим количество частиц в единичном интервале импульсов. Тогда количество частиц:

$$dN = \frac{g_s}{\hbar^3} \cdot V \cdot 4\pi p^2 dp$$

Рассмотрим вещество в низшем возможном состоянии. Нас интересует белые карлики и нейтронные звезды. В заданный объем пространства V мы вносим частицы, и низшее энергетическое состояние соответствует состоянию до некоторого предельного импульса, который называют импульс Ферми.

$$N = \frac{g_s}{\hbar^3} \cdot V \cdot \frac{4\pi}{3} p_F^3$$

Получается сфера Ферми, в которой находятся частицы с импульсом ниже некоторое критического значения. Введем понятие концентрации: $n = N/V$.

Импульс Ферми:

$$p_F = \hbar (3\pi^2 n)^{1/3} \quad (17)$$

Уравнение состояния

Изменение энергии:

$$dE = TdS - PdV + \mu dN \quad (18)$$

Количество частиц мы не изменяем: $dN = 0$. Так как холодная конфигурация, то $T = 0$.

$$P = -\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_N = -\left(\frac{\partial \left(\frac{E}{N}\right)}{\partial \left(\frac{V}{N}\right)}\right)_N = n^2 \frac{d}{dn} \left(\frac{\varepsilon}{n}\right)$$

Энергия рассчитывается через интеграл:

$$E = \int_0^{p_F} \varepsilon(p) dN = \frac{g_s}{h^3} \cdot V \cdot 4\pi \int_0^{p_F} \varepsilon p^2 dp,$$

$$\varepsilon = \sqrt{(mc^2)^2 + (pc)^2}.$$

Рассмотрим два предельных случая:

1. Нерелятивистский случай ($p \ll mc$):

$$\varepsilon = mc^2 + \frac{p^2}{2m}$$

Найдем энергию:

$$E = N \left(mc^2 + \frac{3 p_F^2}{5 2m} \right),$$

$$\varepsilon = \frac{E}{N} = mc^2 n + \frac{3^{5/3} \pi^{4/3} \hbar^2}{10 m} n^{5/3},$$

$$P = n^2 \frac{d}{dn} \left(\frac{\varepsilon}{n} \right) = \frac{(3\pi^2)^{2/3}}{5m} \hbar^2 n^{5/3}; \quad (19)$$

Получим, что $P \sim \rho^{5/3}$. Это политропное уравнение состояния.

2. Релятивистский случай ($p \gg mc$):

$$\varepsilon(p) = pc,$$

$$\varepsilon = \frac{E}{N} = \frac{3}{4} p_F \cdot c,$$

$$\varepsilon = \frac{3}{4} \hbar (3\pi^2)^{1/3} n^{4/3};$$

Для релятивистского вещества $P = \varepsilon/3$.

$$P \sim \rho^{4/3} \quad (20)$$

К нерелятивистскому случаю относятся легкие белые карлики и нейтронные звезды. К релятивистскому случаю относятся самые массивные белые карлики и нейтронные звезды.

Первый случай переходит во второй при $p \simeq mc$. Это происходит при концентрации

$$n \sim \left(\frac{8\pi}{3}\right) \lambda^{-3},$$

где $\lambda = \hbar/mc$. Для электронов $n \sim 10^{30} \text{ см}^{-3}$, для протонов и нейтронов $n \sim 10^{40} \text{ см}^{-3}$.

Условие применимости нулевой температуры

$$kT \ll E_{kin}$$

Нас интересует случай, когда E_{kin} порядка mc^2 . Это соответствует переходу от нерелятивистского случая к релятивистскому. Для белых карликов: $kT \ll m_e c^2$. Получим:

$$T \ll 10^{10} \text{ К}$$

Для нейтронных звезд: $kT \ll m_N c^2$. Получим:

$$T \ll 10^{13} \text{ К}$$

Нейтронные звезды являются холодной конфигурацией, так как тепловой член kT будет намного меньше кинетической энергии, равной примерно mc^2 .

Оценка параметров объектов: радиуса и массы

Для белых карликов плотность кинетической энергии в нерелятивистском случае будет рассчитываться по следующей формуле:

$$\varepsilon_{kin}^{NR} = \frac{3}{5} \cdot \frac{\hbar^2}{2m_e} (3\pi^2 n_e)^{2/3} \sim n_e^{2/3} \quad (20)$$

Также существует кулоновская энергия взаимодействия между электронами и ядрами.

$$\varepsilon_{e-nuc} \sim -Ze^2 \left(\frac{n_e}{Z}\right)^{1/3} \sim n_e^{1/3} \quad (21)$$

С ростом плотности кулоновская энергия растет слабее чем кинетическая. Поэтому кулоновской энергии в первом приближении мы можем пренебречь.

Для релятивистского случая:

$$\varepsilon_{kin}^{UR} = \frac{3}{4} \cdot \hbar c (3\pi^2 n_e)^{1/3}$$

Тогда

$$\frac{\varepsilon_{e-nuc}}{\varepsilon_{kin}^{UR}} \sim 0,01 \left(\frac{Z}{6}\right)^{2/3}$$

Даже для релятивистского случая энергия кулоновского взаимодействия является поправкой к кинетическому взаимодействию. То есть кулоновским взаимодействием можно пренебречь. Кинетический член зависит не от температуры, а от плотности. Для белых карликов давление определяется электронами, а плотность определяется нуклонами.

$$\rho = \frac{n_e}{Z} A m_N$$

Для нерелятивистского случая:

$$P^{NR} = \frac{(3\pi^2)^{2/3}}{5m_e} \hbar^2 \left(\frac{Z\rho}{Am_N}\right)^{5/3};$$

Для релятивистского случая:

$$P^{UR} = \hbar c \frac{(3\pi^2)^{1/3}}{4} \left(\frac{Z\rho}{Am_N}\right)^{4/3}$$

Белый карлик находится в равновесии, поэтому полная энергия равна сумме отрицательной потенциальной энергии и положительной энергии, связанной с давлением вырожденных электронов:

$$E_{total} = N_e \frac{3}{5} \frac{p_{Fe}^2}{2m_e} - \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} = \frac{3}{10} \left(\frac{9\pi}{4}\right) \frac{\hbar^2}{m_e R^2} \left(\frac{ZM}{Am_N}\right)^{5/3} - \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$$

Концентрация электронов:

$$N_e = \frac{ZM}{Am_N}$$

Воспользуемся теоремой, согласно которой кинетическая энергия по модулю в два раза меньше потенциальной и получим:

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{3}{10} \left(\frac{9\pi}{4} \right) \frac{\hbar^2}{m_e R^2} \left(\frac{ZM}{Am_N} \right)^{5/3} = \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R},$$

$$R_{WD} = \left(\frac{9\pi}{4} \right)^{2/3} \left(\frac{Z}{A} \right)^{5/3} \cdot \frac{\hbar^2}{Gm_N^{5/3}m_e} \cdot M^{-1/3}$$

При подстановке констант получим:

$$R_{WD} = 7000 \text{ км} \left(\frac{2Z}{A} \right)^{5/3} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-1/3} \quad (22)$$

Для релятивистского случая:

$$E = N_e \frac{3}{4} p_{Fc} - \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$$

$$M_{ch} \sim \frac{15}{16} (5\pi)^{1/2} \left(\frac{Z}{Am_N} \right)^2 \left(\frac{\hbar c}{G} \right)^{3/2}$$

Масса Планка:

$$m_{Pl} = \left(\frac{\hbar c}{G} \right)^{1/2}$$

Получим:

$$M_{ch} \sim 1,7 \left(\frac{2Z}{A} \right)^2 M_\odot$$

Запишем уравнение устойчивости и уравнение непрерывности:

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{Gm\rho}{r^2}$$

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi\rho r^2$$

Для политропы:

$$P \sim \rho^{1+1/n} \quad (23)$$

Отнормируем на центральное значение и введем:

$$\hat{P} = \frac{P}{P_c}, \quad \hat{\rho} = \frac{\rho}{\rho_c}, \quad \hat{m} = \frac{m}{\hat{m}}, \quad \hat{r} = \frac{r}{\hat{r}},$$

$$\text{где } \bar{r} = \left(P_c / 4\pi G \rho_c^2 \right)^{1/2} = \left(K \rho_c^{\gamma-2} / 4\pi G \right)^{1/2},$$

$$\bar{m} = \frac{(P_c/G)^{3/2}}{(4\pi)^{1/2} \rho_c^2} = \frac{(KG)^{3/2}}{(4\pi)^{1/2}} \rho_c^{(3\gamma-4)/2}$$

Запишем уравнение устойчивости и уравнение непрерывности через наши новые обозначения:

$$\frac{d\hat{P}}{d\hat{r}} = - \frac{\hat{m} \hat{\rho}^{1/\gamma}}{\hat{r}^2}$$

$$\frac{d\hat{m}}{d\hat{r}} = \hat{\rho}^{1/\gamma} \cdot \hat{r}^2$$

Обратим внимание, что полная масса порядка средней величины и зависит от:

$$M \sim \hat{m} \sim \rho_c^{(3\gamma-4)/2}$$

При $\gamma > 4/3$ центральная плотность растет с ростом массы, и данная ситуация устойчивая. При $\gamma = 4/3$ масса перестает зависеть от плотности, и объект может легко сколлапсировать.

$$R \sim \hat{r} \sim \rho_c^{(\gamma-2)/2} \sim M^{\frac{(\gamma-2)}{(3\gamma-4)}}$$

$\gamma = 4/3$ - это критическая величина, и она определяет предельное значение. Для нее

$$M_{ch} = 1,4 \left(\frac{2Z}{A} \right)^2 M_{\odot} \quad (24)$$

Для нейтронных звезд, если импульс Ферми электрона $p_{Fe} \gg m_e c^2$, а импульс Ферми протона и нейтрона $p_{F n,p} \ll m_N c^2$ (электрон рассматриваем как релятивистский, так он легкий), то получим:

$$\frac{p_{Fn}^2}{2m_N} = \frac{p_{Fp}^2}{2m_N} + p_{Fe} c$$

Так как среда электрически нейтральная, то $n_p = n_e$. Следовательно, импульсы Ферми протонов и нейтронов равны.

$$p_{Fn} = p_{Fp}$$

Введем величину

$$Y = \frac{n_p}{n_n} = \frac{n_e}{n_n} \sim \frac{n_N}{n_o}$$

n_o — критическая концентрация. Она равна:

$$n_o = \left(\frac{64\pi}{3}\right) \lambda_N^{-3}$$

Запишем формулу для радиуса нейтронной звезды ($A = Z = 1$ и нерелятивистский случай):

$$R_{NS} = 4,5 \frac{\hbar^2}{G m_N^{8/3}} M^{-1/3} = 15 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-1/3} \text{ км}$$

При подстановке реальных чисел получим радиус нейтронной звезды равный 15 км. Рассчитаем среднюю плотность нейтронной звезды:

$$\bar{\rho}_{NS} \simeq 1,4 \cdot 10^{14} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^2$$

Предельная масса нейтронной звезды:

$$M_{NS \max} = 3 \frac{m_{pl}^3}{m_N^2} \simeq 5,7 M_\odot \quad (25)$$

Магнитное поле нейтронной звезды

Причина возникновения магнитного поля в нейтронной звезде — это наличие токов в коре или ядре. Запишем электродинамическое уравнение:

$$\frac{c}{4\pi} \vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{j} = n_e e \vec{v}_{rel} \quad (26)$$

Магнитное поле долго живет из-за низкой скорости электронов и их большой концентрации. Оценим по порядку величины:

$$|\vec{\nabla} \times \vec{B}| \sim \frac{B}{R},$$

где R — радиус нейтронной звезды. Тогда

$$v_{rel} \sim \frac{cB}{4\pi n_e e R}$$

При подстановке чисел получим, что $v_{rel} = 5 \cdot 10^{-12}$ см/с для поля $B = 10^{15}$ G, радиуса нейтронной звезды $R = 10$ км и концентрации электронов $n_e = 10^{36}$.



Лекция 5

Минимальная и максимальная массы нейтронной звезды

Минимальная масса определяется свойствами протонейтронной звезды. Будучи горячими, богатыми лептонами, они имеют гораздо более высокий предел: около 0,7 солнечной массы. Нейтронные звезды с барионной массой меньше, чем около 1,1-1,2 массы Солнца, встречаются крайне редко. На рис. 5.1 изображена зависимость давления от плотности для нейтронной звезды, то есть уравнение состояния. На прямой CL скорость звука равна скорости света. Прямая FFG – это газ невзаимодействующих нейтронов. Если перевести график на рис. 17 в оси масса - центральная плотность (рис. 5.2), то получим зависимость для разных уравнений состояния. По вертикальной оси расположена предельная масса.

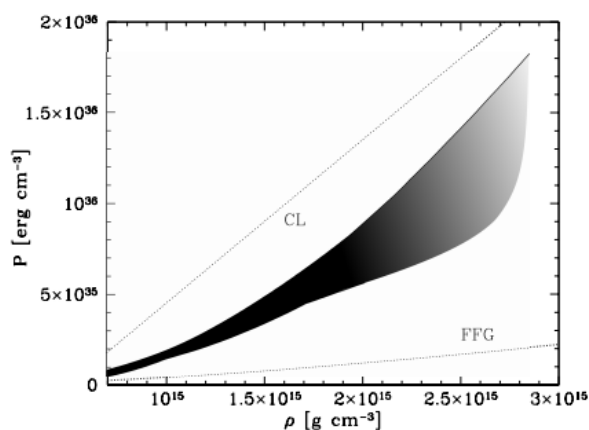


Рис. 5.1. Зависимость давления от плотности

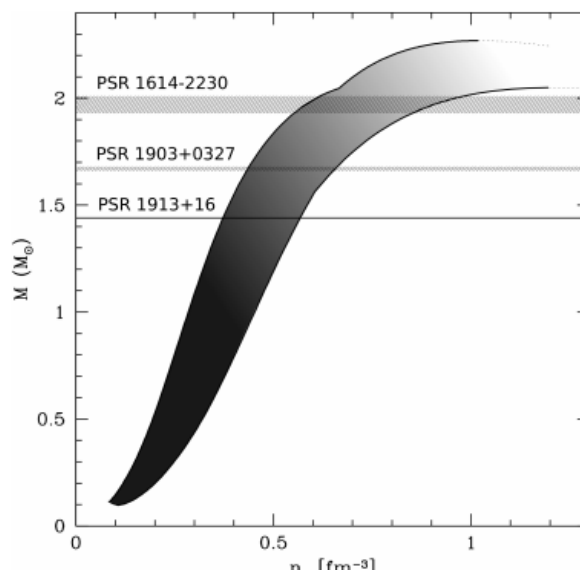


Рис. 5.2. Зависимость массы от центральной плотности

На рис.5.3 показаны возможные значения масс для нейтронных звезд и белых карликов.

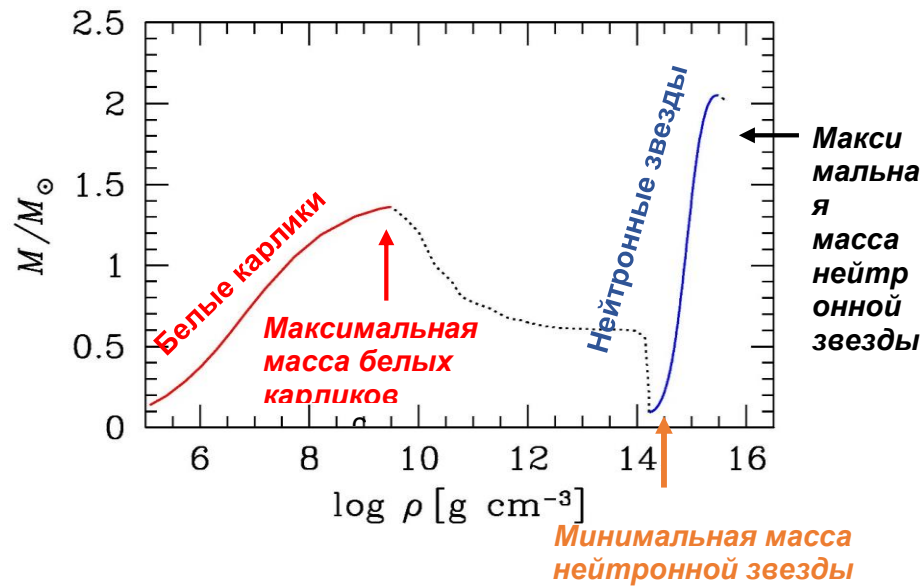


Рис. 5.3. Зависимость массы от центральной плотности для нейтронных звезд и белых карликов

Способ расчета масс

Все параметры можно получить только из времени прихода импульса радиопульсара. Время прихода импульса складывается из ряда поправок, связанных с дисперсией, сигналов в межзвездной среде, поправок в Солнечной системе, общей теорией относительности и самой двойной системой.

$$T = t_{obs} + \Delta_c - \frac{D}{f^2} + \Delta_{Rsun}(\alpha, \delta, \mu_\alpha, \mu_\delta, \pi) + \\ + \Delta_{Esun} - \Delta_{Ssun}(\alpha, \delta) - \Delta_R(x, e, P_b, T_0, \omega, \dot{\omega}, \dot{P}_b) - \Delta_E(\gamma) - \Delta_S(r, s) \quad (27)$$

У нас возникает пять посткеплеровских параметров:

$$\dot{\omega} = 3 \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{-\frac{5}{3}} (T_{sun} M)^{\frac{2}{3}} (1 - e^2)^{-1}, \\ \gamma = e \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{\frac{1}{3}} T_{sun}^{\frac{2}{3}} M^{-\frac{4}{3}} m_2 (m_1 + 2m_2), \\ \dot{P}_b = \frac{-192\pi}{5} \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{-\frac{5}{3}} \left(1 + \frac{73}{24} e^2 + \frac{37}{96} e^4 \right) (1 - e^2)^{-\frac{7}{2}} T_{sun}^{\frac{5}{3}} m_1 m_2 M^{-\frac{1}{3}},$$

$$r = T_{sun} m_2 ,$$
$$s = x \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{-\frac{2}{3}} T_{sun}^{-1/3} M^{2/3} m_2^{-1} .$$

Последние два связаны с эффектом Шапиро.

Эффект Шапиро

Гравитационное замедление времени влечёт за собой эффект, названный **эффектом Шапиро**. Из-за этого эффекта в поле тяготения электромагнитные сигналы идут дольше, чем в отсутствие этого поля. Задержка связана с тем, что сигнал от радиопульсара при нахождении его за вторым объектом распространяется по сильно искривленному пространству (рис 5.4).

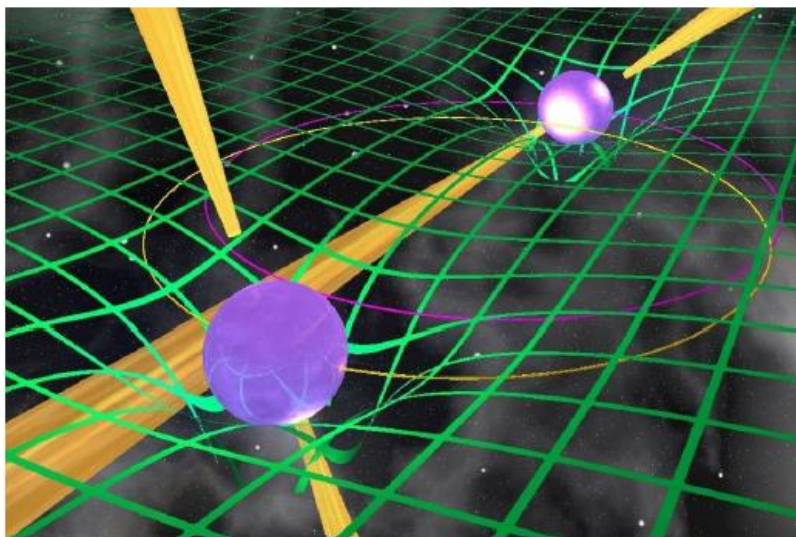


Рис.5.4. Эффект Шапиро

В двойной системе данный эффект очень сильный. Если пульсар находится впереди, то задержка нулевая, так как пространство, искривляемое компаньоном, плоское. Поправки Шапиро не будет. Если радиопульсар находится за объектом, то поправка большая около 20 мкс (рис.5.5).

На рис. 5.6 можно наблюдать графики для пяти величин. Они все пересекаются в одной точке. Это позволяет с высокой точностью определять массу.

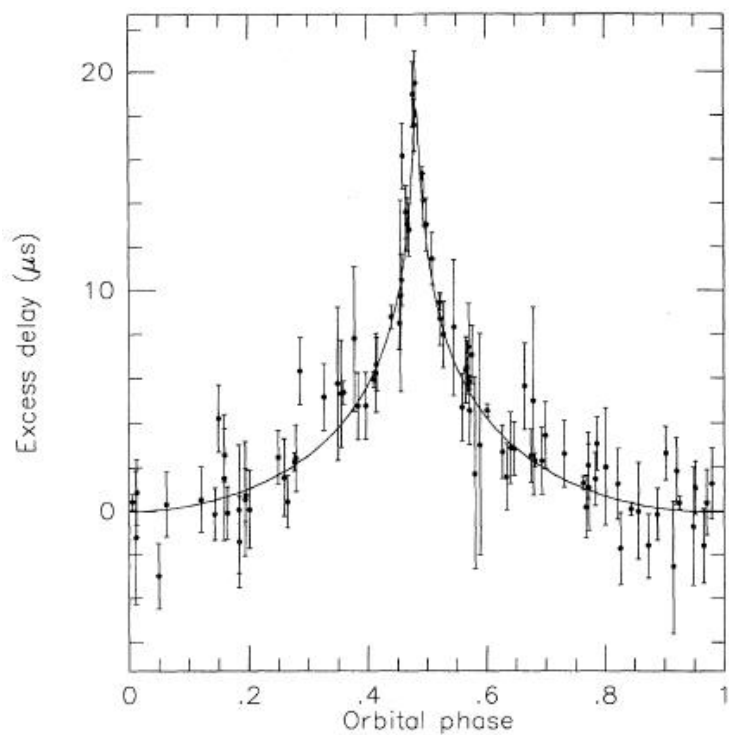


Рис. 5.5. Задержка при эффекте Шапиро

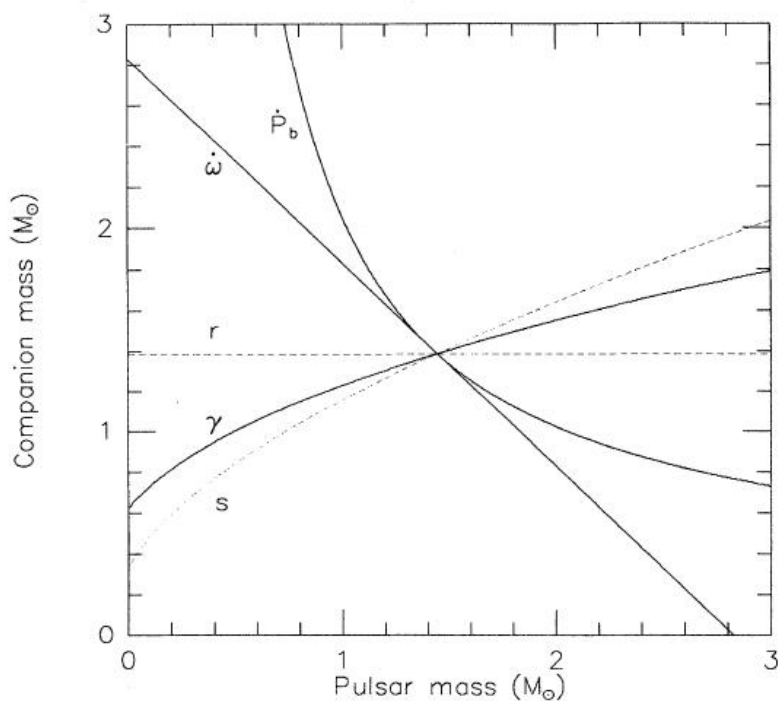


Рис. 5.6. Графики пяти величин

Лекция 6

Определение массы в двойных системах. Функция массы

Исследование близких бинарных систем дает возможность получить оценку массы для предшественников нейтронной звезды. Например, интересная оценка была получена для GX 301-2. Масса прародителя > 50 солнечных масс. С другой стороны, для некоторых других систем как с нейтронными звездами, так и с черными звездами массы прародителей меньше: от 20 до 50. Наконец, для черной дыры LMC X-3 масса прародителя оценивается как > 60 солнечных. Скорее всего, в некотором диапазоне масс, по крайней мере, в двойных системах звезды могут создавать компактные объекты обоих типов: нейтронные звезды и черные дыры.

В рентгеновских двойных масса определяется по наблюдению движения компаньонов. Чаще всего в рентгеновских двойных мы видим массивную черную звезду. Массу компактного объекта можно рассчитать по следующей формуле:

$$m_x = f_v(m) \left(1 + \frac{m_v}{m_x}\right)^2 \frac{1}{\sin i^3}, \quad (28)$$

где

$$f_v(m) \frac{m_x^3 \sin i^3}{(m_x + m_v)^2} = 1,038 \cdot 10^{-7} K_v^3 P (1 - e^2)^{3/2}$$

m_x, m_v — это массы компактного объекта и нормальной звезды (в солнечных единицах), P — орбитальный период (в днях), e — эксцентриситет орбиты, i — угол наклона орбиты. Для определения массы необходимо знать отношение масс m_x/m_v и угол наклона i .

Рентгеновские барстеры

При аккреции на нейтронную звезду копится гелий на ее поверхности, температура и плотность повышаются, и возникают условия для начала термоядерных реакций. Термоядерное горение быстро охватывает поверхность нейтронной звезды. Так как объект компактный, то вспышка видна в рентгеновском диапазоне, и выделяется большое количество энергии (рис. 6.1). Значительная часть вещества подбрасывается

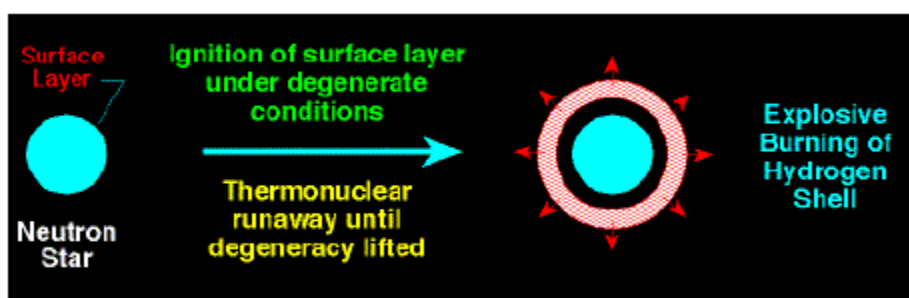


Рис. 6.1. Моделирование всплеска спектра и его эволюция

и вскоре начинает падать обратно. При свечении мощного источника в какой-то момент падающее вещество левитирует на излучение. Это происходит на Эддингтоновском пределе. Эддингтоновская светимость прямо пропорциональна массе звезды. При известном расстоянии из потока можно точно получить Эддингтоновскую светимость (наблюдаемая светимость на определенной стадии эволюции барстера) и после определить массу. На рис. 6.2 изображена кривая масса-радиус для Эддингтоновского предела синим цветом.

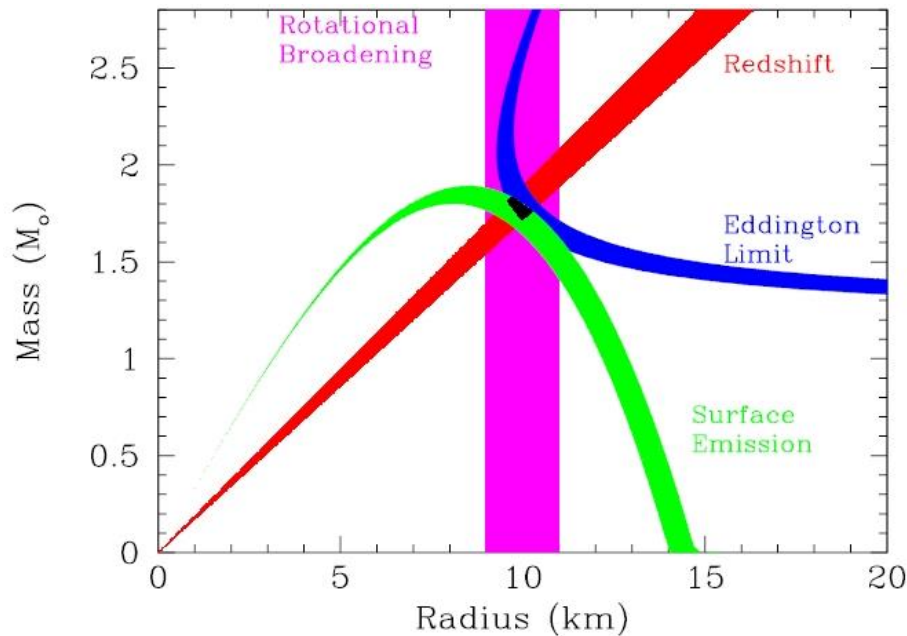


Рис. 6.2. Зависимость масса-радиус

Уравнение для кривой:

$$R = \frac{\left(\frac{L_{Edd}}{M}\right) \left(\frac{R_g}{M}\right) M^2}{\left(\frac{L_{Edd}}{M}\right) M - \frac{f_{\infty} 4\pi d^2}{L_{\infty}}} \quad (29)$$

Неизвестен состав вещества, покрывающий нейтронную звезду, то есть состав атмосферы. На рис. 6.3 построены графики для водородной и гелиевой атмосферы.

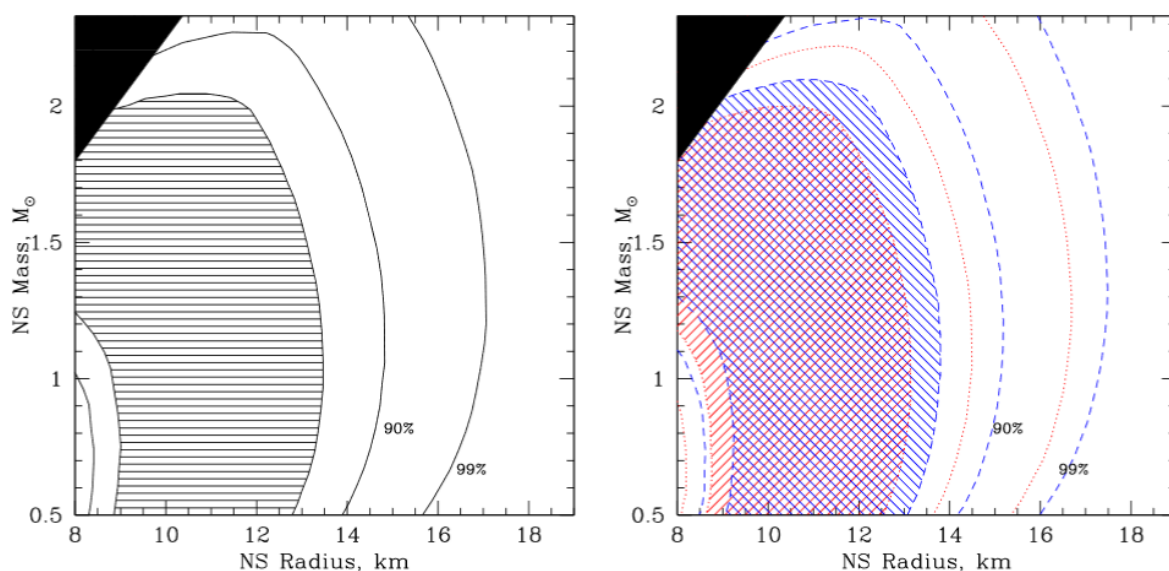


Рис. 6.3. Водородная и гелиевая атмосферы

Астросейсмологические методы

Астросейсмология – это наблюдение пульсации звезд, связанных с тем что конвективное движение во внешних оболочках возбуждают звуковые волны, которые распространяются в теле звезды, отражаются на некоторой глубине, уходят на поверхность, затем снова отражаются. Вследствие возникают стоячие звуковые волны, постоянно подпитываемые конвекцией и запертые между поверхностью, где происходит резкий скачок плотности, где звуковая волна отражается, и определенным радиусом в недрах, который зависит от свойств волны.

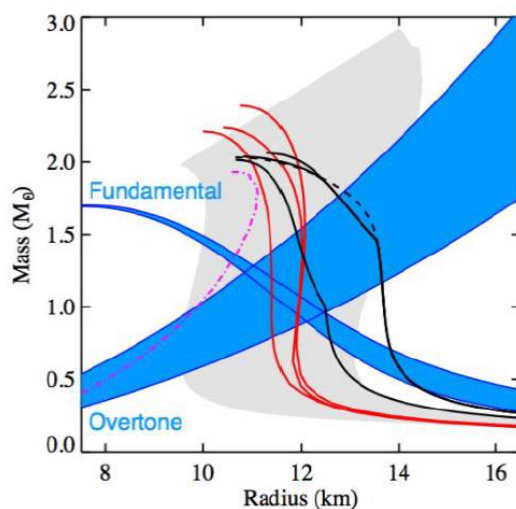


Рис. 6.4. Водородная и гелиевая атмосферы

На магнетарах происходят мощные вспышки. Это приводит к колебаниям нейтронной звезды, следовательно, и колебаниям магнитных силовых линий, что сказывается на модуляции наблюдаемого рентгеновского сигнала. По характерным частотам можно определить частоты колебания коры нейтронной звезды. Если видеть фундаментальную частоту и гармонику, то через их место пересечения должно пройти уравнение состояния (рис. 6.4).

Спектральные линии от аккреционных дисков

Для измерения радиуса нейтронных звезд наблюдают спектральные линии от аккреционных дисков. Хорошая спектральная линия всего одна – это линия железа, которая позволяет определить, где заканчивается аккреционный диск.

В лабораторной системе координат энергия линий – это 6,4 кэВ (рис.6.5). Из-за того что линия формируется в диске, который подходит все ближе к поверхности нейтронной звезды, линия испытывает гравитационное красное смещение. Поэтому профиль линии железа имеет характерное красное плечо. Линия тянется в красную область, что связано с красным смещением. Исчезновение линии означает конец диска. Соответственно, мы определили внутреннюю границу аккреционного диска. Для нейтронной звезды это является способом определения границы радиуса.

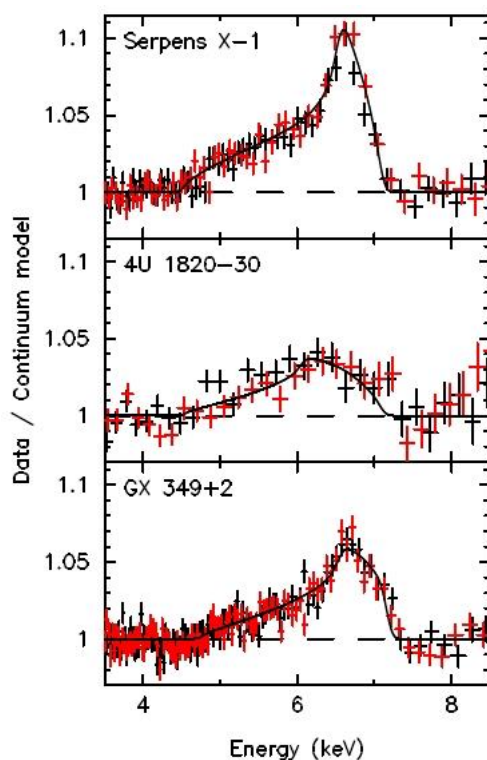


Рис. 6.5. Спектральные линии для железа

Вращение и состав нейтронной звезды

На рис. 6.6 показано, как вращение влияет на параметры нейтронной звезды и на ее состав. По горизонтальным осям отложены экваториальный радиус, по вертикальной оси – частота вращения. Пунктирной линией соответствует частоте вращения, которой соответствует стекание с экватора для данного уравнения состояния. Крайняя правая линия – это поверхность. Не вращающаяся конфигурация имеет радиус около 12 км. При вращении, например, на частоте 500 Гц заметно, что радиус становится больше. На момент, когда начнется стечение, радиус равен около 22 км. Несмотря на то что нейтронная звезда является очень плотной и покрыта металлической корой, ее можно растянуть по экватору почти в два раза.

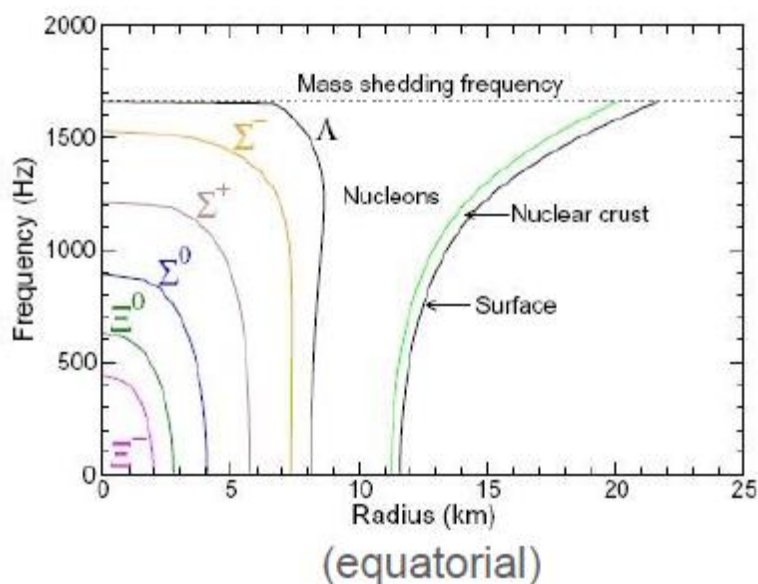


Рис. 6.6. Зависимость экваториального радиуса нейтронной звезды от частоты ее вращения

На рис. 6.7 показана зависимость полярного радиуса нейтронной звезды от частоты ее вращения. На предельном вращении можно прийти до радиуса 7 км. Почти в два сплюсчивается нейтронная звезда.

Неизвестно, можно ли достичь предельного значения с вращением. Возможно, что звезда начнет колебаться или испускать гравитационные волны. Они будут уносить угловой момент. Это будет замедлять нейтронную звезду.

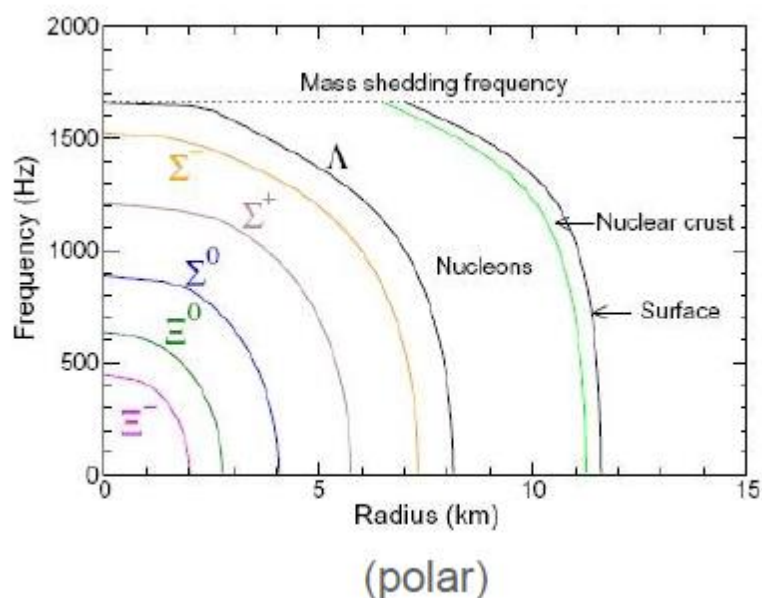


Рис. 6.7. Зависимость полярного радиуса нейтронной звезды от частоты ее вращения

При быстром вращении падает центральная плотность. При не вращающемся конфигурации в центре есть гипероны. При вращении понижается плотность во всей нейтронной звезды. Ядро, содержащее эти частицы, становится все меньше и меньше, и на периоде примерно 3 мс исчезает. При большем вращении исчезают гиперонные составляющие. Принципиально меняется внутренний состав нейтронной звезды.

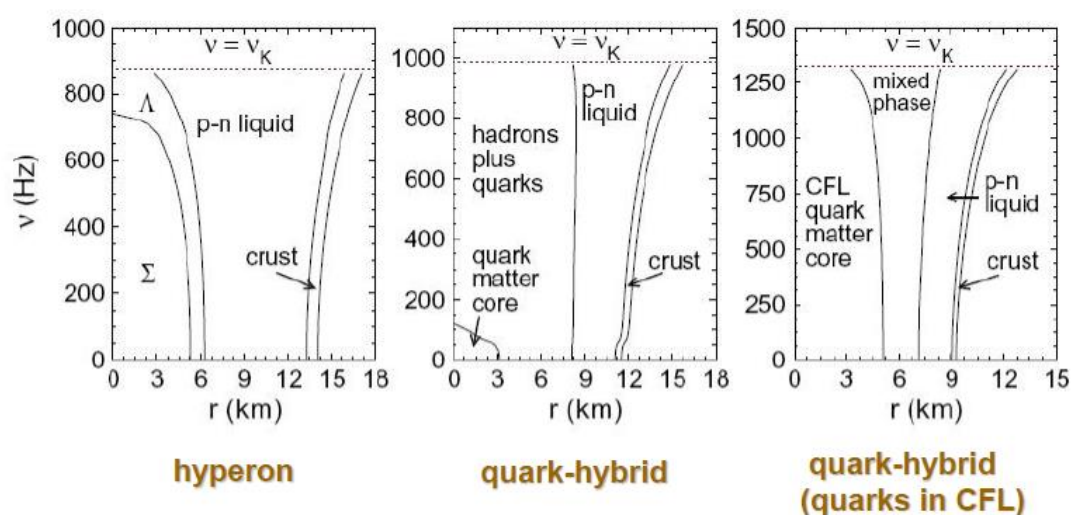


Рис. 6.8. Зависимость радиуса нейтронной звезды от частоты ее вращения для трех уравнений состояния

На рис. 6.8 построены графики для трех уравнений состояния. На среднем графике при медленном вращении у звезды есть кварковое ядро. Это гибридное уравнение состояния. На 10 мс кварковое ядро исчезает. Остаются адроны и кварки, а ядро из сплошной кварковой материи полностью исчезает из-за падения плотности.



Лекция 7

«Кик» скорость

У нейтронных звезд есть скорости, которые они приобретают при рождении. Природа «кик» скорости до сих пор остается неясной. Нейтронные звезды рождаются из массивных звезд. Для двух популяций имеются хорошие измерения скоростей. Для звезд прародителей распределение скоростей описывается распределением Максвелла со средней скоростью 20-30 км/с. У радиопульсаров характерные скорости ~ 100 -500 км/с.

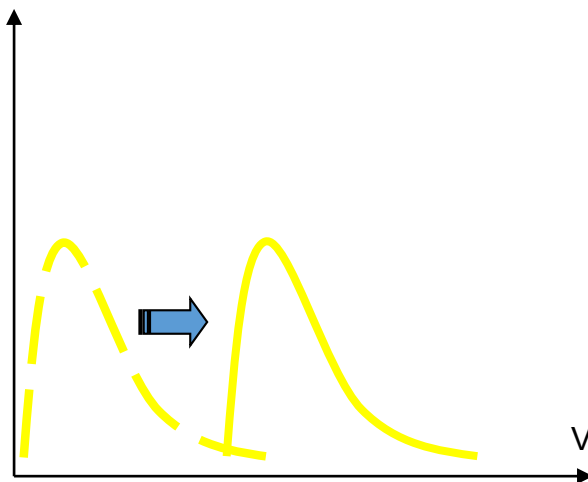


Рис. 7.1. Распределение скоростей для нейтронных звезд и их прародителей

Уже в 70-х годах стало ясно, что PSR имеют высокие пространственные скорости ($\gg 10$ км / с). Прорыв произошел в 1994 году, когда Лайн и Лоример в оригинальной статье в Nature показали, что скорости даже выше, чем предполагалось ранее - сотни км/с. На рис. 7.1 изображено распределение по скоростям радиопульсаров.

Откуда взялась данная скорость? Идея состоит в том, что взрыв сверхновой несимметричен. Полная энергия, выделяемая в сверхновой, это $3 \cdot 10^{53}$ эрг. Эта энергия, в основном, уносится нейтрино. Если взять пару процентов от энергии и выделить ее в одну сторону больше, в другую сторону меньше, то получится «кик» скорость около 1000 км/с. Механизмы «кика» можно разделить на две основные группы. Первая группа связана с асимметрией сброса массы. Эту идею в 1970 году развивал Шкловский. Вторая группа – это асимметричное излучение нейтрино. Основная масса уносится нейтрино. Это тоже даст необходимую энергию и импульс. Эта идею предложил в своей статье Чугай в 1984 году.

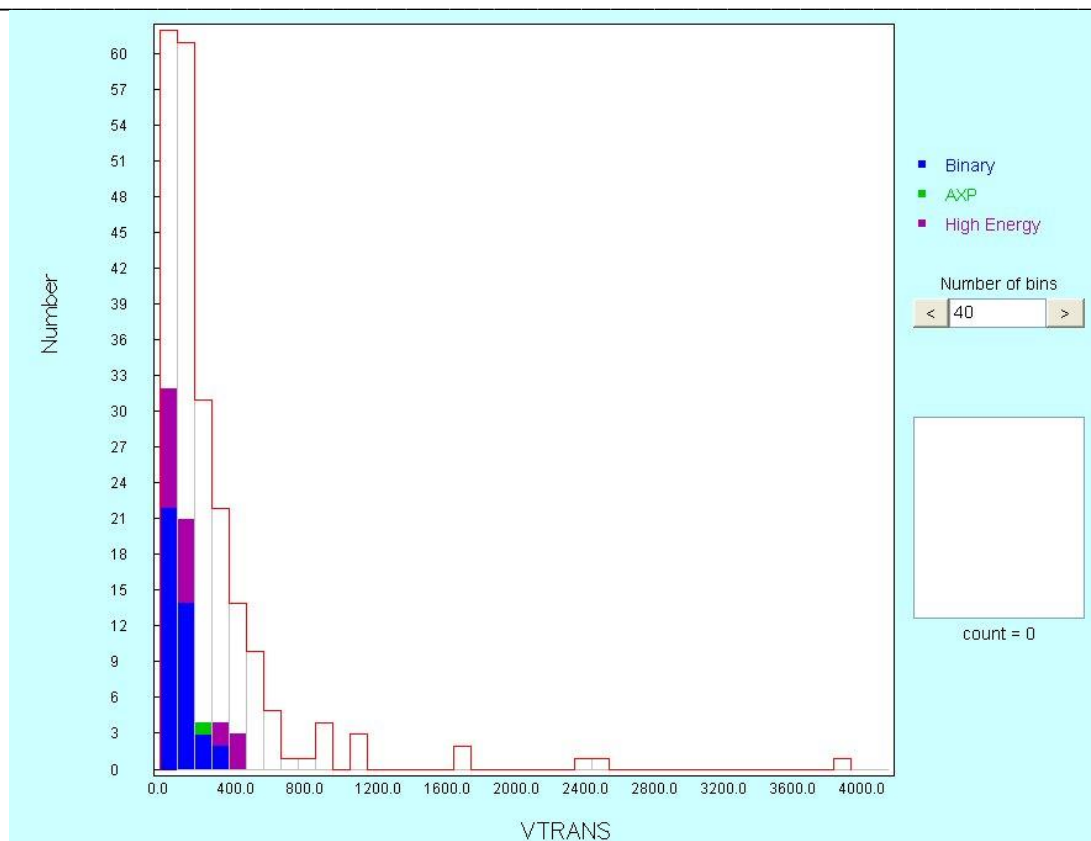


Рис. 7.2. Распределение по скоростям для радиопульсаров

Механизмы для приобретения «кик» скорости

Ассиметричный сброс вещества включает в себя три механизма: вещество после взрыва сверхновой может выбрасываться в виде джетов; основная энергия уносится нейтрино, которые излучаются с асимметрией; создается ассиметричное распределение вещества, и избыточная масса с одной стороны нейтронной звезды гравитационно к себе подтягивает (в оболочке вокруг нейтронной звезды может происходить распределение вещества).

Рассмотрим еще дополнительные механизмы для приобретения «кик» скорости:

1) Гидродинамический

Разгон не связан с асимметрией излучения нейтрино. Это сам выброс вещества. Происходит «кик» на коротком масштабе времени 0,1 с. При этом механизме скорость составляет 100-200 км/с. Относительное направление векторов вращения нейтронной звезды и скорости в первом приближении являются случайными.

2) Нейтринный механизм

Связан с асимметрией излучения нейтрино. Масштаб времени составляет несколько секунд. При образовании протозвезда в течение нескольких секунд будет непрозрачной для нейтрино, а сам коллапс к этому времени закончится.

Скорость, которая приобретается из-за этого механизма, нормируется на магнитное поле и $\sim 50 B_{15}$. Скорость параллельна спину.

3) Электромагнитная ракета

Работает на большом масштабе времени. Нейтронная звезда, образовавшись, теряет энергию вращения за счет магнитного дипольного излучения. При смещении центра магнитного поля относительно центра масс нейтронной звезды обычный тип замедления вращения нейтронной звезды будет приводить к несимметричному электромагнитному излучению. Тогда нейтронная звезда будет медленно разгоняться, и скорость будет зависеть от периода вращения:

$$v_{max} = 1400 R_{10}^2 P_{ms}^{-2}$$

Скорость параллельна оси вращения.

4) Разрушение двойной системы

Около 90% массивных звезд входит в двойные системы. Взрыв сверхновой происходит в двойной системе. При этом система может разрушаться при сбрасывании более половины массы. «Кик» скорость может достигать до 1000 км/с. Масштаб времени много меньше периода вращения. Скорость перпендикулярна оси вращения.

5) Магниторотационный механизм

При коллапсе ядра звезды усиливается магнитное поле. Оно черпает свою энергию из вращения. Вращение, в свою очередь, черпает свою энергию из гравитационной энергии. Эти энергии могут стать сравнимыми. Вектора ориентированы случайно друг относительно друга. Скорость составляет примерно 300 км/с. Масштаб времени $\sim 0,2$ с.

Доказательство необходимости дополнительного «кика»

В течение долгого времени шли споры о необходимости дополнительного «кика». До 90-х годов было не ясно, нужен ли он или нет. Есть три механизма, которые не связаны с дополнительным «киком»:

1) Электромагнитная ракета (механизм Тодемару) (рис.7.3)

Центр магнитного диполя смещен вверх относительно центра масс звезды. Такая вращающаяся нейтронная звезда будет излучать несимметрично. Это будет приводить к медленному разгону звезды. Чем старше нейтронная звезда, тем больше ее скорость.

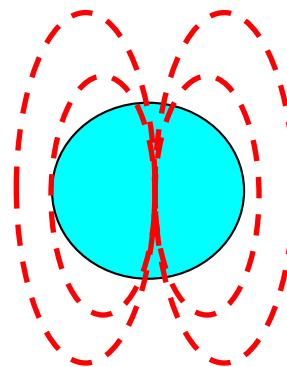


Рис. 7.3. Асимметричный диполь

2) Разрушение двойной системы (механизм Блау) (рис. 7.4)

В двойной системе взрывается звезда. Объекты примерно сохраняют свои орбитальные скорости.

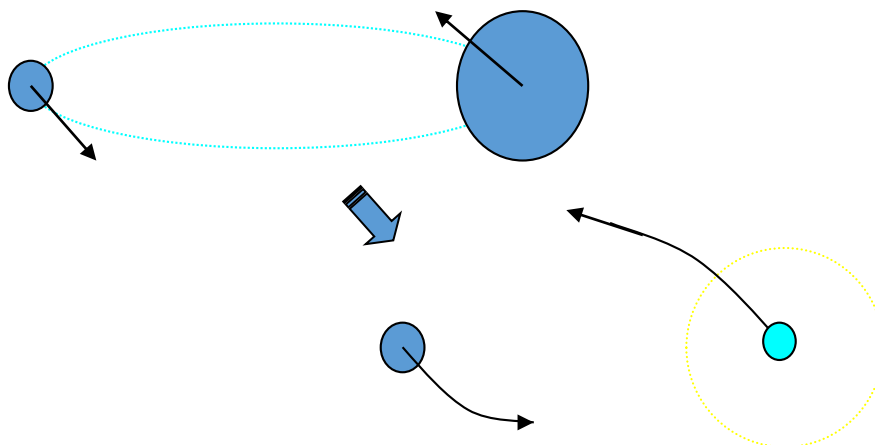


Рис. 7.4. Разрушение двойной системы

3) Фрагментация ядра

Идея такая же, как и в распаде двойной системы. Этот механизм не работает, так как объекты при таком механизме быстро теряют свою скорость.

Начиная с 90-х годов, появились прямые доказательства необходимости «кика». Во-первых, это многочисленные измерения очень высоких скоростей. Известен пульсар в туманности Гитара (рис.7.5). Скорость больше тысячи км/с. По большей части механизмы не могут объяснить такую скорость, если не закладывать дополнительный «кик».

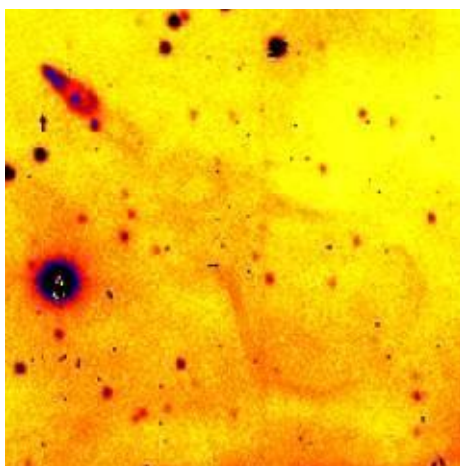


Рис. 7.5. Туманность Гитара, B2224+65

Самые прямые указания на «кик» связаны с нейтронными звездами в двойных системах. Оси вращения звезд примерно сонаправлены с орбитальным вращением системы. В случае пульсаров в двойных системах оси компактных объектов сильно наклонены друг к другу и коси орбитального вращения. Что-то сильно толкало нейтронную звезду в момент вращения. Это объясняется хорошо только «киком» (рис. 7.6).

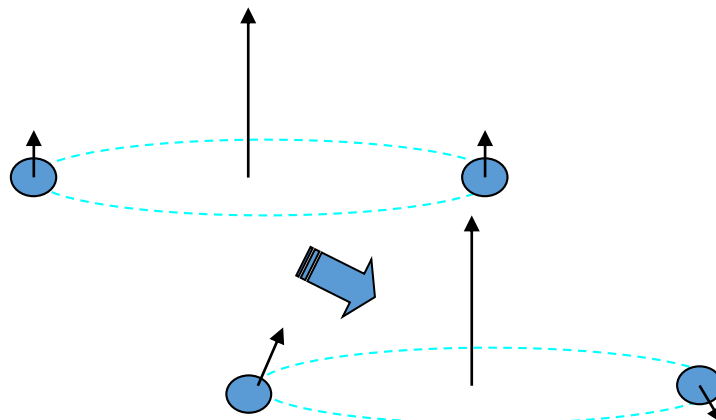


Рис. 7.6. Доказательство «кика»

Еще один хороший аргумент связан с тем, что большие скорости наблюдаются у двойных систем. То есть важный аргумент против механизма разрушения двойной состоит в том, что двойные системы быстро двигаются.

Распределение «киков»

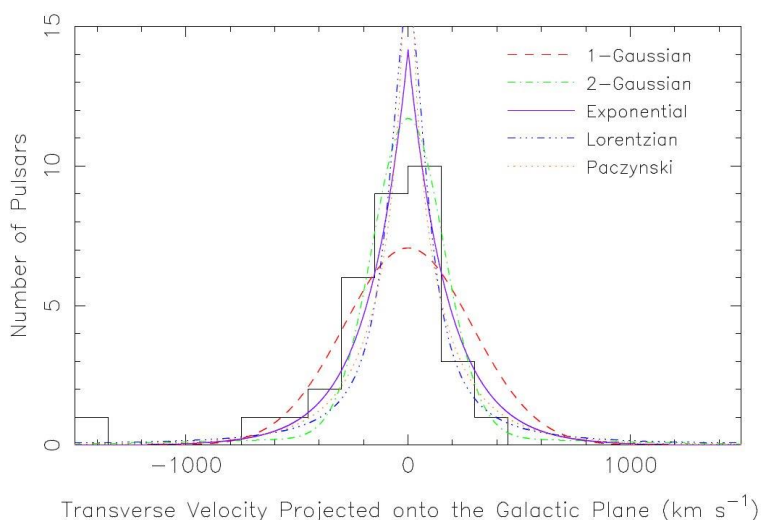


Рис. 7.7. Распределения скоростей

Чтобы проверять механизмы, необходимо знать распределение скорости при рождении нейтронной звезды. На рис. 7.7 приведены некоторые распределения скоростей.

Три популярные модели:

- Арзуманян, Чернов, Кордес (2002)
- Hobbs et al. (2005)
- Faucher-Giguier and Kaspi (2006)

В 2002 году Арзуманян, Чернов и Кордес построили распределение нейтронных звезд по скоростям (рис 7.8). На графике именно «кик».

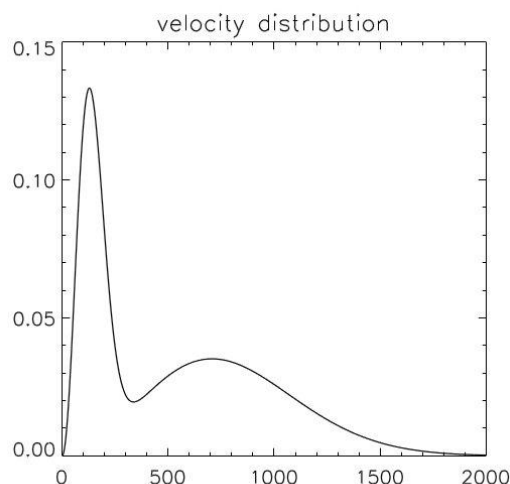


Рис. 7.8. Распределения скоростей (Арзуманян, 2002 г.200)

Гидродинамическая модель

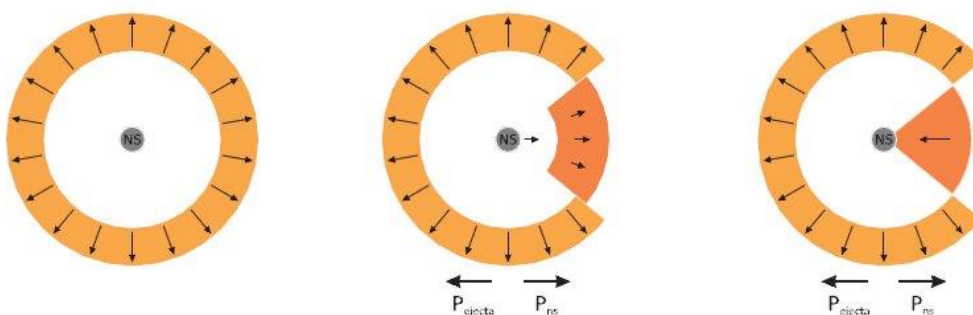


Рис. 7.9. Гидродинамическая модель

Если симметричный взрыв, то нейтронная звезда никуда разгоняться не будет. Но если после взрыва в окружающей оболочке развивается такая неустойчивость, то появляется массивная часть оболочки (рис. 7.9). Она разлетается, и нейтронную звезду начинает к ней тянуть. Впоследствии оболочка будет аккрецировать на нейтронную звезду. Это тоже будет приводить к тому, что нейтронную звезду будет тянуть в ту сторону, и она начнет приобретать ускорение и скорость в этом направлении.

Направление «кик» скорости

Для многих хорошо изученных звезд направление скоростей коррелирует с направлением вращения нейтронной звезды, но точно не совпадает (рис. 7.10). На рис. 7.11 изображена внутренняя часть Крабовидной туманности. Ось симметрии – это ось вращения нейтронной звезды. Зеленым изображено направление скорости.

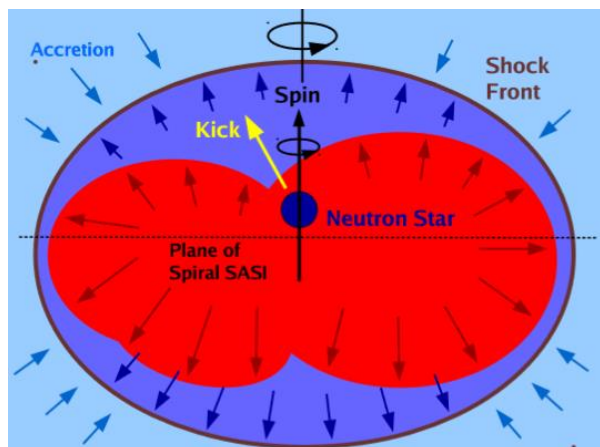


Рис. 7.10. Направление «кик» скорости и спина

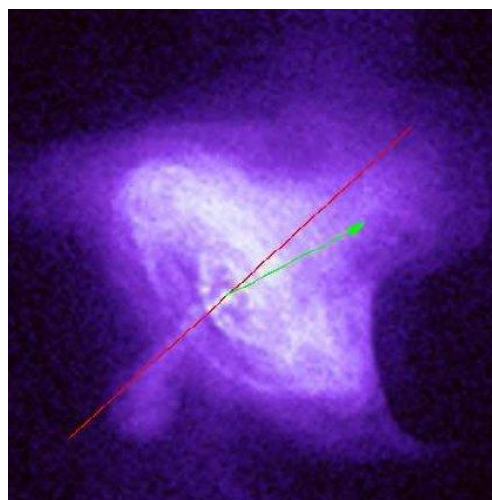


Рис. 7.10. Крабовидная туманность

Самые разные наблюдения указывают на одну и ту же тенденцию. «Кик» действует в некотором конусе и направлен к оси. «Кик» направлен в любом направлении. Механизм «кика» может действовать в течение длительного времени (много периодов вращения), так что его влияние является средним. Типичная продолжительность должна быть 1-10 сек.

Лекция 8

«Кик» черных дыр

Черные дыры более массивны. Даже если механизм «кика» точно такой же, как и для нейтронных звезд, то черные дыры приобретут меньший «кик» пропорциональный массе. Черные дыры в среднем в 5-7 раз тяжелее нейтронных звезд. «Кик» скорость для черных дыр будет меньше 100 км/с. Если бы все черные дыры формировались в результате прямого коллапса, и сразу бы формировался горизонт, то «кик» бы отсутствовал. Возможно, что у черных дыр другой механизм задействован. Тогда не стоит ожидать, что распределение по скоростям масштабировано с массой.

Если у черных дыр наблюдаются значительные «кики», то коллапс произошел в две стадии. Вначале образовалась протонейтронная звезда, заработал какой-то механизм «кика». Впоследствии образовалась черная дыра, масса оказалась немного больше критической, например, из-за аккреции относительно небольшого количества вещества.

Двойная система Cyg X-1 с черной дырой хорошо изучена. Обратное моделирование этой системы в галактическом потенциале показывает, что «кик» был маленький, но вполне себе значимый. На рис. 8.1 каждая точка – это реализация численного счета. По горизонтальной оси отложено время с начала образования черной дыры в млн лет. По вертикальной оси – скорость «кика». Средняя скорость примерно 26 км/с.

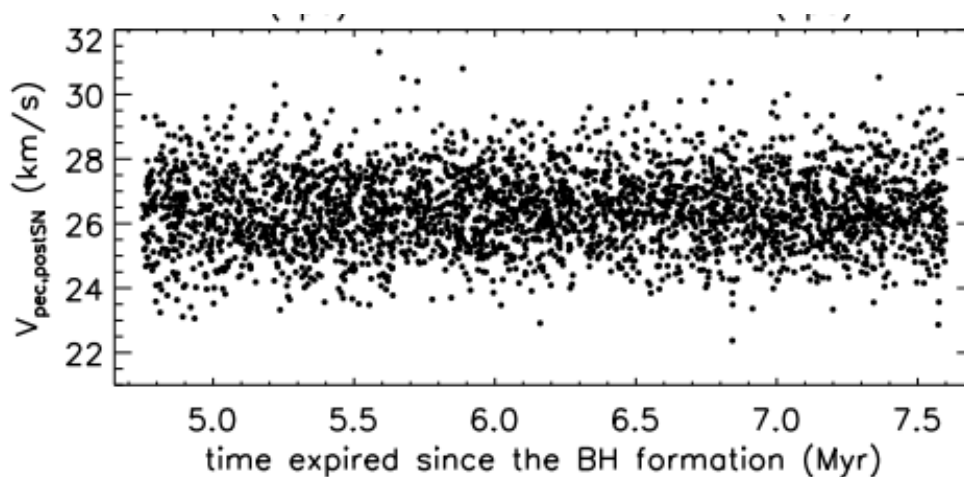


Рис. 8.1. Зависимости скорости от времени с начала образования черной дыры

На рис. 8.2 представлены графики распределения скорости от сброшенной массы. Светлые части на каждом графике соответствуют большей вероятности того, что комбинация «кика» и сброшенной массы были именно такими. Видно, что у всех максимум распределения оказывается не вблизи нуля, а вблизи 100 км/с.

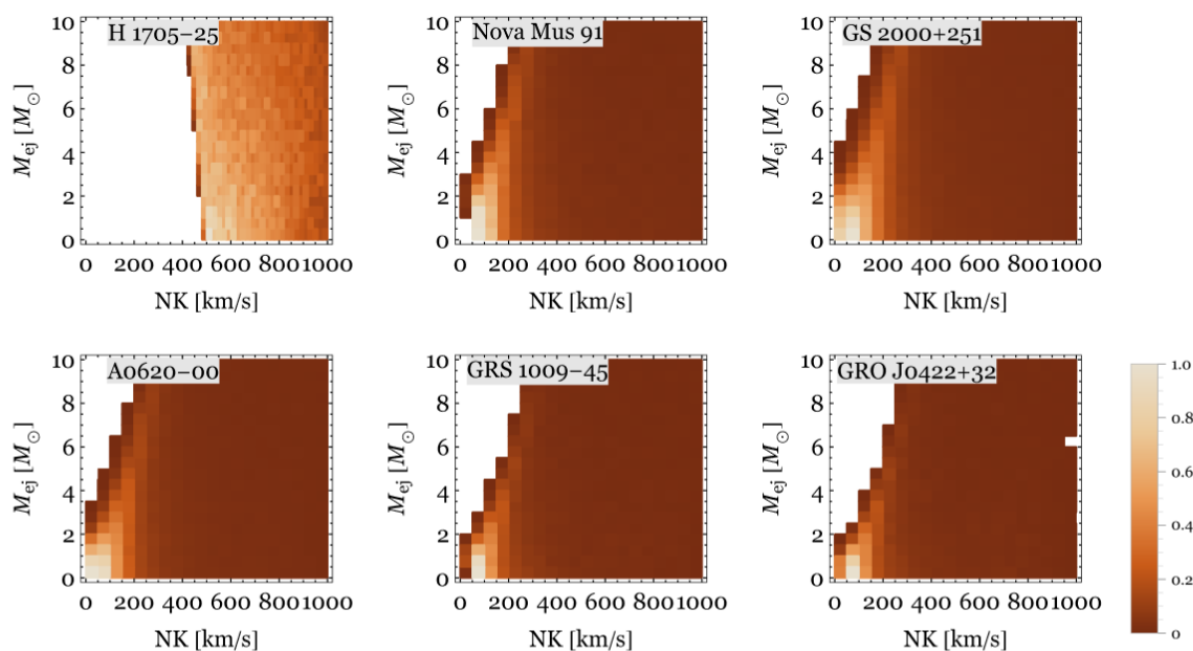


Рис. 8.2. Зависимости скорости от сброшенной массы

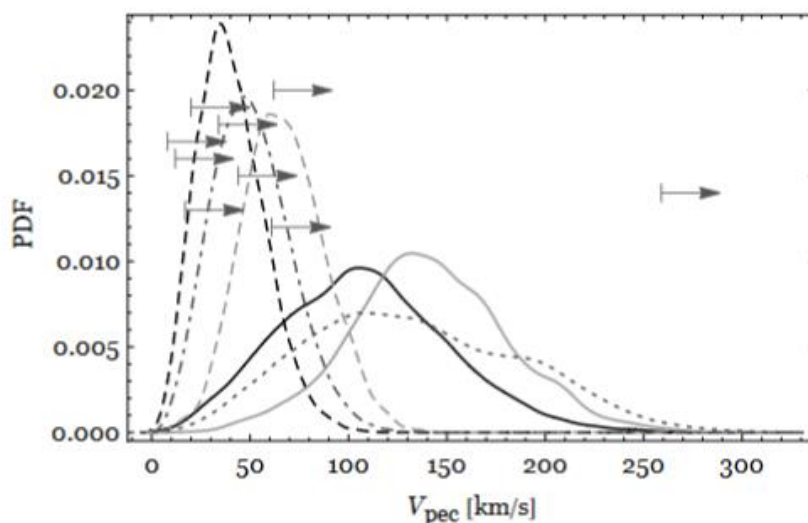


Рис. 8.3. Графики скорости для нейтронных звезд и черных дыр

Сравнение «киков» черных дыр и нейтронных звезд говорит о том, что у черных дыр «кик» меньше, что определяется большей массой. На рис. 8.3 сравниваются скорости двойных систем с черными дырами и нейтронными звездами. Черная сплошная линия — это нейтронные звезды.

Черная жирная пунктирная линия – это черные дыры. Аналогично и для серого цвета.

Можем подвести итоги:

- 1) Есть точная уверенность, что компактные объекты получают при рождении дополнительную скорость. Для нейтронных звезд это сотни км/с.
- 2) Механизм непонятен. Ясно, что он работает быстро порядка несколько секунд. Механизм связан именно со взрывом сверхновой.
- 3) Для черных дыр «кики» тоже есть.
- 4) «Кики» влияют на параметры двойных систем.

Глитчи

Наблюдение радиопульсара дает очень высокую точность тайминга. Поэтому можно обнаружить небольшие изменения периодов. Первые наблюдения в конце 60-х гг. показали, что у нейтронных звезд происходят скачки периода (рис. 8.4). По вертикальной оси отложена частота. На графике виден резкий скачок. Резко возрастает частота вращения звезды. Глитч соответствует внезапному ускорению вращения нейтронной звезды. Насколько быстро это происходит, измерить трудно, потому что прямо во время наблюдений глитч никогда не наблюдался. Предел составляет около 40 с.

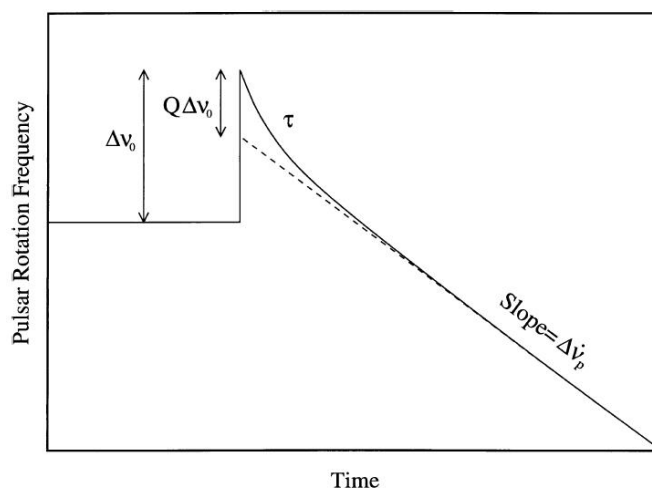


Рис. 8.4. Явление глитча для нейтронной звезды

Известно, что ненулевые глитчи существуют примерно у 130 пульсаров. Самые известные пульсары Краб и Вела показывают глитчи. Глитчи удобно оценить отношением $\Delta\Omega/\Omega$, то есть насколько в относительных величинах произошла раскрутка. Типичные значения $\Delta\Omega/\Omega \sim 10^{-9} - 10^{-6}$

Современная модель глитча

Рассмотрим современную модель глитча, связанную с вихрями в сверхтекучих нейтронах. На рис. 8.5 показано, что происходит замедление вращения, растет период. Скачком происходит изменение частоты, затем происходит релаксация. Идея состоит в том, что можно представить нейтронную звезду в виде двух частей. Есть основная часть нейтронной звезды, которая включает в себя поверхность. Мы видим вращение именно этой части. Вторая часть нейтронной звезды, которая называется резервуаром. Она замедляется не так быстро. Основная часть нейтронной звезды, включая поверхность, вращается медленнее чем резервуар. Эта разница во времени растет и достигает до некоторого критического значения, при котором происходит обмен угловым моментом. Резервуар резко отдает угловой момент основной массе звезды. Поэтому мы видим резкий скачок на графике.

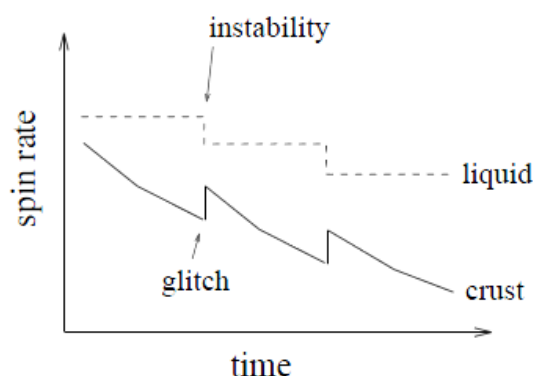


Рис. 8.5. Явление глитча для нейтронной звезды

Резервуаром являются сверхтекучие вихри. Количество вихрей становится тем больше, чем быстрее вращается резервуар. На 1 см^2 приходится 10^4 вихрей для нейтронной звезды при периоде 1 с. Нейтронная жидкость в коре нейтронной звезды вращается не так, как остальные части звезды. Кора является куском металла, состоящего из заряженных частиц. По коре течет электрический ток. Недра нейтронной звезды состоят из протонов и нейтронов. Протоны зацеплены за кору. Около 99% нейтронной звезды связано с поверхностью. И 1 % от нейтронной звезды является резервуаром. Это и есть сверхтекучая нейтронная жидкость с вихрями. Торможение нейтронной звезды происходит за счет процессов, связанных с магнитным полем. Силы тормозят нейтронную звезду за поверхность, и она начинает тормозить кроме резервуара. Разница в частоте основной части нейтронной звезды и резервуара не может накапливаться бесконечно. Она достигает критического значения, и вся система вихрей резко перестраивается. Меняется ее плотность скачком. Вся нейтронная жидкость резко

замедляется. Но так как система замкнута, угловой момент сохраняется, то основная часть резко ускоряется.

В резервуаре накапливается лишний угловой момент, и верхний предел равен:

$$\dot{J}_{\text{res}} \leq I_{\text{res}} |\dot{\Omega}|,$$

Отношение моментов инерции в этом резервуаре ко всей нейтронной звезде:

$$\frac{I_{\text{res}}}{I_c} \geq \frac{\bar{\Omega}}{|\dot{\Omega}|} A \equiv G,$$

G – это параметр связи между резервуаром и основной частью звезды. Для Vela

$$\frac{I_{\text{res}}}{I_c} \geq G_{\text{Vela}} = 1.4\%.$$

Лекция 9

Эволюция нейтронных звезд

Эволюция нейтронных звезд в первом приближении можно разделить на две большие части: тепловую эволюцию нейтронных звезд и магнитовращательную эволюцию. Магнитовращательная эволюция также состоит из двух частей: эволюции магнитного поля и эволюции вращения. Наблюдательные проявления нейтронных звезд связаны с четырьмя основными параметрами нейтронной звезды: температурой, периодом вращения, магнитным полем и скоростью.

Тепловая эволюция поверхности нейтронной звезды показана на рис. 9.1. Температура - по вертикальной оси, время - по горизонтальной оси. Молодые нейтронные звезды с возрастами порядка 1000 лет могут иметь температуру порядка 10^6 К. К возрасту порядка 1 млн лет температура падает до 10^5 К. Темп остывания нейтронных звезд может сильно зависеть от массы. Выделены две основные стадии остывания: остывание, которое связано с уносом энергии нейтрино, и остывание, связанное с фотонами, когда звезда становится холодной и нейтрино излучается не так много. Поэтому звезда излучает с поверхности.

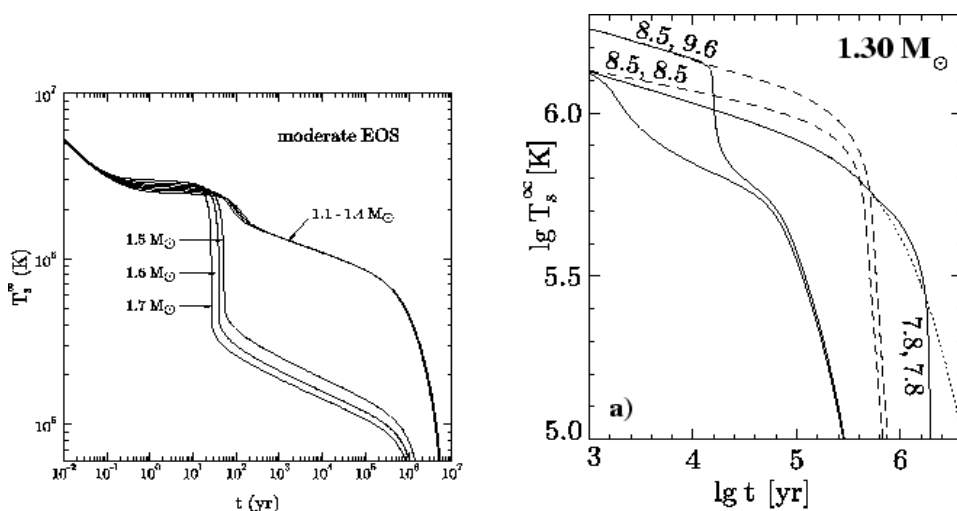


Рис. 9.1. Тепловая эволюция нейтронных звезд

Существует четыре основные стадии: эжектор → пропеллер → аккректор → георотатор. Они проиллюстрированы на рис. 9.2. По вертикальной оси отложен период вращения, по горизонтальной оси – гравимагнитный параметр (комбинация из темпа аккреции и магнитного поля).

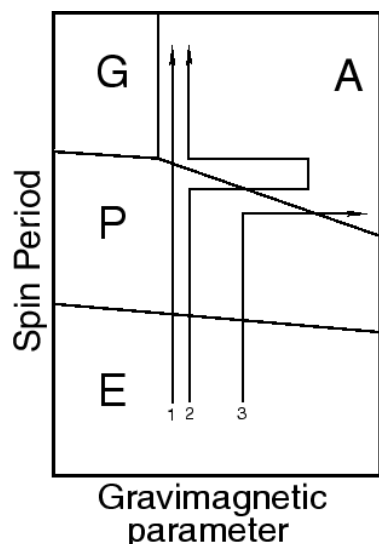


Рис. 9.2. Основные стадии эволюции нейтронных звезд

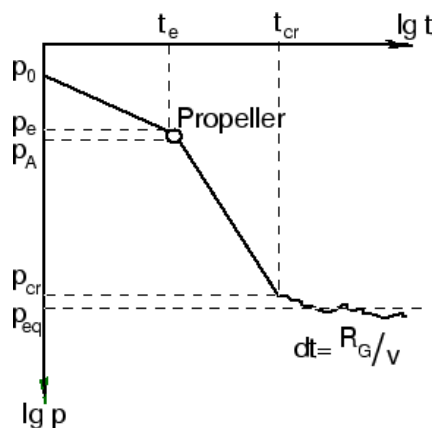


Рис. 9.3. Зависимость периода вращения от времени нейтронной звезды

Для магнитного момента:

$$\mu = BR^3.$$

Типичные значения магнитных полей

$$B \sim 10^{12} \text{ Гс.}$$

Радиус нейтронной звезды составляет 10 км или 10^6 см.

Магнитный момент будет порядка $\mu \sim 10^{30}$.

Гравимагнитный момент равен

$$\frac{\dot{M}}{\mu^2}.$$

Данная комбинация входит в формулы, связанные с взаимодействием нейтронной звезды с внешней средой.

На рис. 9.3 рассмотрим трек № 1. Он соответствует постоянному магнитному полю, неизменным внешним условиям. Тогда эволюция нейтронной звезды – это замедление.

Нейтронная звезда рождается на стадии эжекции. Внешняя среда не проникает достаточно близко к нейтронной звезде. Нейтронная звезда эволюционирует как в вакууме. Затем по мере замедления череда начинает влиять на нейтронную звезду, и на стадии пропеллера внешняя среда взаимодействует с магнитным полем. На этой стадии звезда быстро замедляется. Впоследствии внешняя среда может проникать вплоть до поверхности звезды. Нейтронная звезда переходит на стадию аккретора. На рис. 45 изображена зависимость периода от времени, на котором явно видно, что звезда замедляется.

Вернемся к рис. 9.2. Трек № 3 соответствует эволюции магнитного поля, то есть магнитное поле затухает. Это соответствует повороту направо на рис. В гравимагнитном параметре уменьшается величина магнитного поля, растет гравимагнитный параметр. Если полностью отключить магнитное поле, то звезда сразу перейдет на стадию аккретора. Трек № 2 соответствует случаю, если нейтронная звезда влетает в очень плотную область межзвездной среды. Это приводит к петле вправо.

Магнитный ротатор

Мы можем рассматривать нейтронную звезду как модельный объект – магнитный ротатор (рис 9.4), который имеет основные параметры: масса, частоты вращения, магнитное поле и иногда угол между магнитным полем и осью вращения.

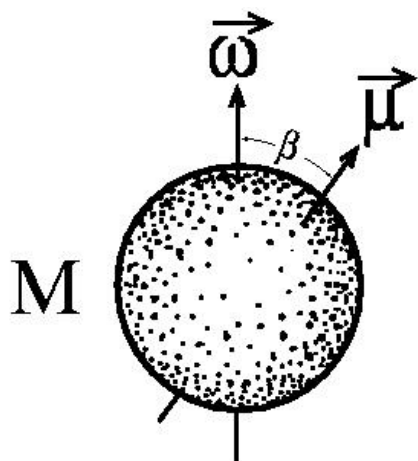


Рис. 9.4. Модель магнитного ротатора

Рассмотрим магнитовращательную эволюцию для такой модели. Эжектор – первая стадия. Самый первый эволюционный период – это стадия радиопульсара. Полные потери вращательной энергии описываются формулой

$$L_m = \frac{2}{3} \frac{\mu^2 \omega^4}{c^3} \sin^2 \beta = k_t \frac{\mu^2}{R^3} \omega \quad (30)$$

$$B \sim 3,2 \cdot 10^{19} \left(P \frac{dP}{dt} \right)^{1/2} G$$

Потери энергии радиопульсаров связаны с электромагнитным излучением.

Критические радиусы

Условия равенства давлений приводит к тому, что возникают критические радиусы. Рассмотрим рис. 9.5. По горизонтальной оси – логарифм расстояния от нейтронной звезды, по вертикальной – логарифм давления.

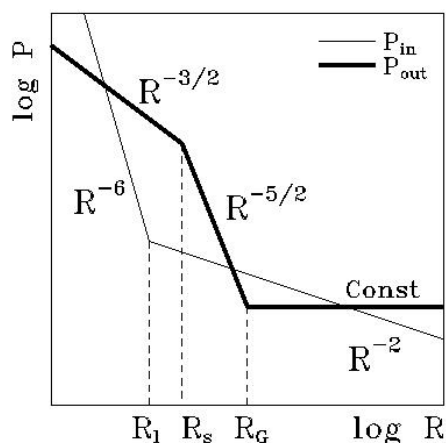


Рис. 9.5. Зависимость расстояния от нейтронной звезды от давления

Вблизи нейтронной звезды давление определяется магнитным полем. Звезда довольно долго может сопротивляться давлению внешней среды.

$$P_m = \begin{cases} \frac{\mu^2}{8\pi R^6}, & R \leq R_1 \\ \frac{L_m}{4\pi R^2 c}, & R > R_1 \end{cases} \quad (31)$$

$$L_m = k_t \frac{\mu^2}{R_1^3}$$

На стадии эжектора критический радиус определяется как радиус светового цилиндра $R_l = c/\omega$. Также важен радиус гравитационного захвата $R_G = 2GM/v^2$. Нейтронная звезда захватывает вещество из некоторого конечного радиуса.

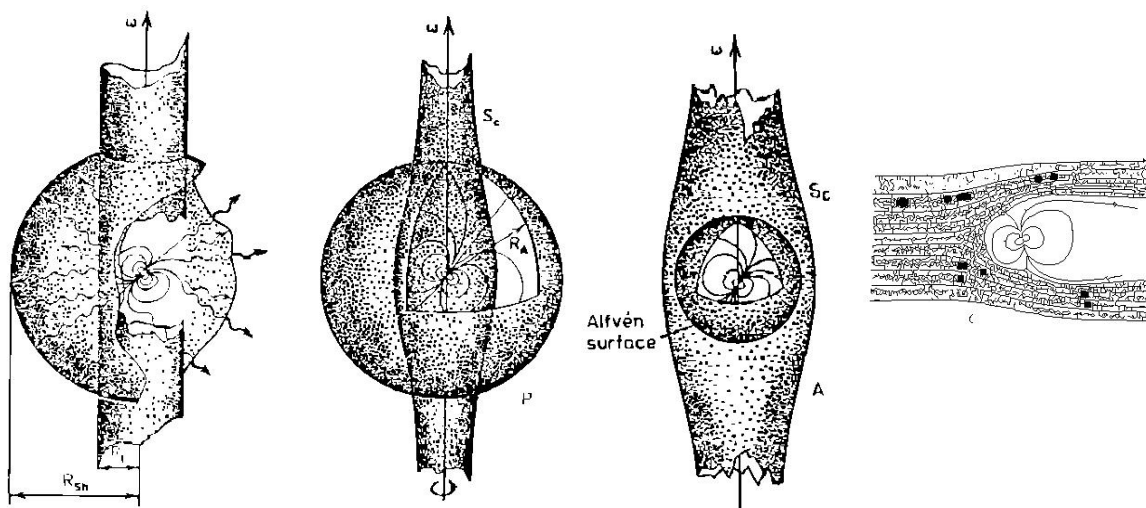
Мы можем определить критический радиус, когда внешнее и внутреннее давление сравниваются. Радиус Шварцмана R_{SH} соответствует окончанию стадии пропеллера и определяется ветром релятивистских частиц.

$$R_{sh} = \left(\frac{8k_t \mu^2 G^2 M^2 \omega^4}{\dot{M}_c v_\infty^5 c^4} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad R_{sh} > R_G \quad (32)$$

При переходе между пропеллером и аккретором вещество из внешней среды в определенный момент сталкивается с магнитосферой. Возникает критический радиус – альфеновский радиус R_A . Он соответствует равенству давления магнитного поля и давления во внешней среде.

$$R_A = \begin{cases} \left(\frac{2\mu^2 G^2 M^2}{\dot{M}_c v_\infty^5} \right)^{\frac{1}{6}} \\ \left(\frac{\mu^2}{2\dot{M}_c \sqrt{2GM}} \right)^{\frac{2}{7}} \end{cases} \quad (33)$$

На рис. 9.6 изображена магнитовращательная эволюция нейтронной звезды.



Эжектор Пропеллер Аккретор Георотатор

Рис. 9.6. Магнитовращательная эволюция нейтронной звезды

Лекция 10

Замедление / ускорение на стадии аккретора

Как только начинается активное взаимодействие нейтронной звезды с внешней средой (аккреция), возможно не только замедление, но и ускорение. Падающее вещество может обладать орбитальным моментом, поэтому может ускорять звезду. Возникает баланс моментов раскрутки и торможения. Это можно показать с помощью уравнения:

$$\frac{dI\omega}{dt} = \dot{M}k_{su} - k_t \frac{\mu^2}{R_t^3} \quad (34)$$

$$k_{su} = \begin{cases} (GM_x R_d)^{\frac{1}{2}}, & \text{Кеплеровский аккреционный диск} \\ \eta_t \Omega R_G^2, & \text{ветровая аккреция в двойной системе} \\ \sim 0, & \text{магнитный ротатор} \end{cases}$$

Возможна ситуация, когда в этом уравнении одно слагаемое равно другому. Следовательно, период не изменяется. Такой период называется равновесным периодом.

$$\dot{M}k_{su} = -k_t \frac{\mu^2}{R_t^3}$$

Одиночные нейтронные звезды тоже могут выходить на стадию аккреции. Пока что такие звезды еще не открыты. Но если это удастся сделать, то станет возможно наблюдение старых нейтронных звезд с возрастом 1 млрд лет.

Темп аккреции: $M_{dot} = \pi R_G^2 \rho v$, $R_G \sim v^{-2}$.

Начальный период

Определение начальных периодов вращения тесно связано с моделями магнитовращательной эволюции нейтронных звезд. Среди тысяч известных нейтронных звезд только на несколько десятков найдены оценки начальных периодов вращения. Как правило, необходимо иметь независимую оценку возраста нейтронной звезды. Затем с использованием некоторой модели магнитовращательной эволюции начальный период вращения восстанавливается.

Затухающее магнитное поле

На рис. 10.1 изображены линии дипольного поля, которые целиком сосредоточены в коре нейтронной звезды. Данное поле сильно эволюционирует. Связано это с тем, что в коре текут токи, которые порождают магнитное поле. В ядре нейтронной звезды нормальные токи не текут. Ядро находится в сверхпроводящем состоянии.

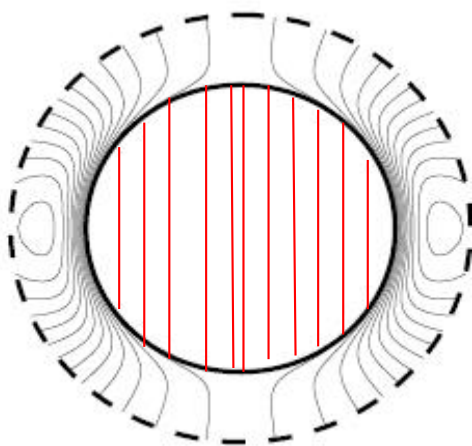


Рис. 10.1. Распределение магнитного поля в коре нейтронной звезды

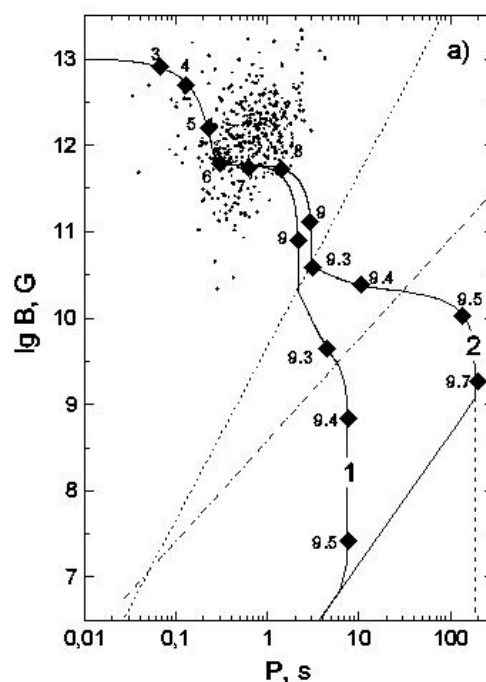


Рис. 10.2. Эволюция периода при затухающем магнитном поле

Возможны два режима поведения магнитного поля в сверхпроводящем веществе. Первый вариант - это выталкивание магнитного поля. Второй вариант – поле разбивается на квантовые трубки магнитного потока. В ядре поле присутствует в виде магнитных трубок. Трубки можно выталкивать в кору, в которой магнитное поле будет затухать.

Трек эволюции нейтронных звезд сильно отличается в случае затухающего магнитного поля (рис 10.2). Наиболее важной особенностью является замедление. Наконец, нейтронные звезды могут почти замерзнуть при некотором значении периода вращения.

В современных моделях темп затухания магнитного поля зависит от самого поля. Сильные токи, порождающие сильные магнитные поля, быстро затухают. Слабые поля затухают медленно.

Диссипация магнитного поля приводит к нагреву нейтронной звезды. Данное явление наблюдается у магнетаров.

Температура на полюсе выше чем на экваторе. Тепло переносится в коре электронами. Электронам легко двигаться вдоль поля и трудно против него. Поэтому тепло из горячих недр легко переносится в область полюсов и хуже переносится в область экватора.

Выделим два основных случая затухания магнитного поля: омическое затухание и каскад Холла. Каскад не является диссипативным процессом и не уменьшает энергию магнитного поля, но он меняется топологию поля. Изменение топологии магнитного

поля приводит к изменению темпа его диссипации. Описать затухание магнитного поля можно с помощью следующей формулы:

$$B = B_0 \frac{\exp\left(-\frac{t}{\tau_{ohm}}\right)}{1 + \frac{\tau_{ohm}}{\tau_{Hall}}\left(1 + \exp\left(-\frac{t}{\tau_{ohm}}\right)\right)} \quad (35)$$

Лекция 11

Применение метода распада магнитного поля к реальным данным

Методы, в которых предполагается, что магнитное поле затухает, применяются к большому наблюдаемым образцам радиопульсаров для изучения распада поля в этих объектах. Поскольку нужно иметь как можно большую статистику, а также нужны единообразные выборки, в первую очередь изучаются источники из каталога ATNF (Manchester et al. 2005). Затем применяются методы к самой большой однородной подвыборке ATNF - к PMSS (расшифровывается как исследования Parkes Multibeam и Swinburne) (Manchester et al. 2001). Впоследствии реконструируется затухание магнитного поля в диапазоне истинных (статистических) возрастов: $8 \cdot 10^4 < t < 3,5 \cdot 10^5$ лет, что соответствует характерным возрастам $8 \cdot 10^4 < t < 10^6$ лет (рис 11.1). В этом диапазоне поле затухает примерно в два раза. При экспоненциальной подгонке это соответствует шкале времени распада $\sim 4 \cdot 10^5$ лет. Обратите внимание, этот распад ограничен во времени.

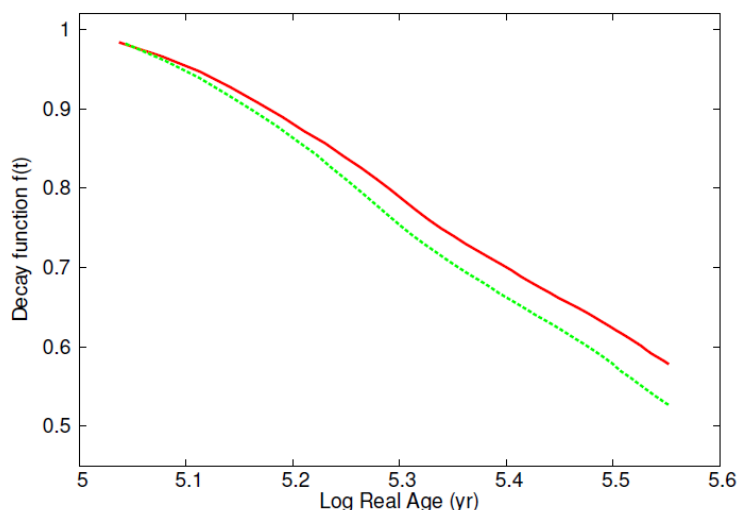


Рис. 11.1. Зависимость функции распада от возраста нейтронной звезды

Аккрецирующие магнетары

Есть мнение, что существуют аккрецирующие магнетары, то есть нейтронные звезды с сильными магнитными полями, в некоторых рентгеновских двойных системах. Если поле большое по величине, то звезда может быстро тормозить свое вращение, быстро раскручиваться. Это происходит вследствие того, что поток вещества воздействует на границу магнитосферы. Также при сильных магнитных полях возникает баланс между раскруткой и торможением при равновесном периоде. Аргументом против

возможного существования аккрецирующих магнетаров является очень короткое время затухания поля.

Экранирование магнитного поля

Был придуман механизм, который основан на экранировании магнитного поля нейтронной звезды. После взрыва сверхновой оболочки сбрасываются, но часть вещества оболочки оказывается гравитационно связанной с образующимся компактным объектом. Данный процесс происходит очень быстро (рис. рис 11.2).

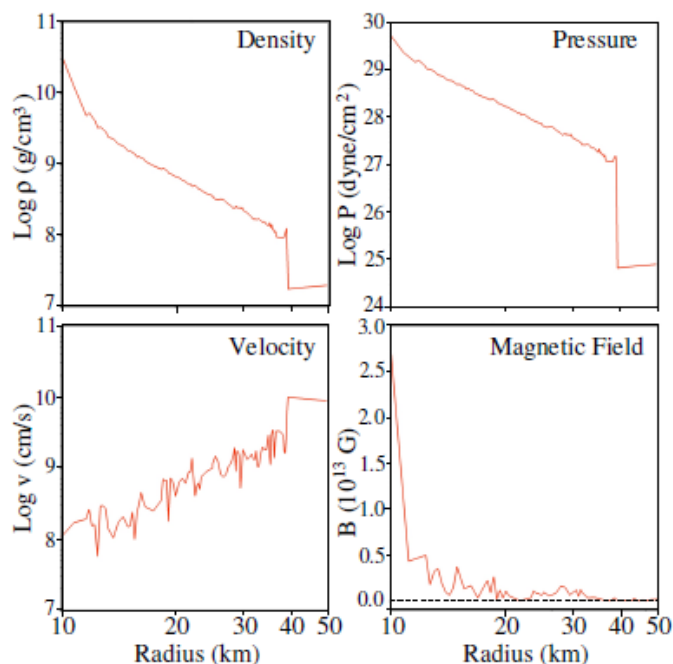


Рис. рис 11.2. Зависимости изменения параметров нейтронной звезды за 60 мс

Даже при падении вещества около тысячной массы Солнца на поверхность нейтронной звезды магнитное поле вбивает в ее поверхность. Слой проводящего вещества хватает для того, чтобы экранировать поле. Но потом поле может начать диффундировать сквозь слой вещества и за времена порядка десяти тысяч лет всплывает наружу.

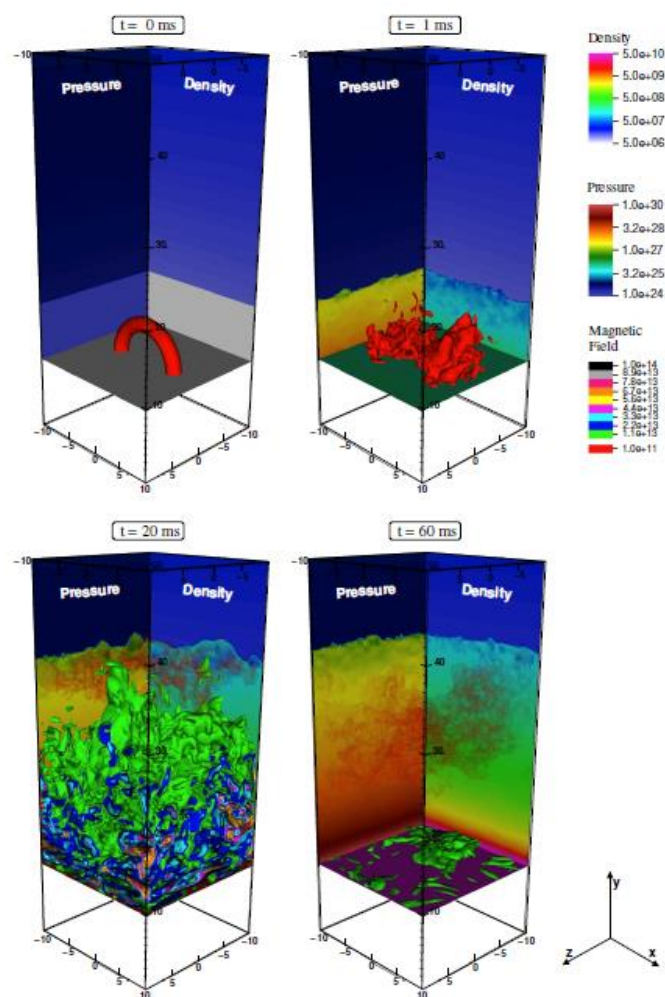


Рис. рис 11.3. Экранирование магнитного поля падающим веществом

Затухающее магнитное поле приводит к дополнительному нагреву нейтронной звезды и уменьшению скорости его замедления. Распад поля может быть более важным для больших начальных полей, для «стандартных» полей ($\sim 10^{12}$ Гс) это не важно. В модели с затухающим магнитным полем можно описать различные типы молодых нейтронных звезд (PSR, магнитары, M7 и т. Д.). Недавние исследования показывают, что в жизни нормальных радиопульсаров существует период, когда их магнитное поле затухает. Каскад Холла (и аттрактор) может быть важным компонентом развития поля. В настоящее время мы не можем утверждать, что видим аттрактор Холла в населенности нормальных радиопульсаров. Кроме того, мы не видим, чтобы какой-либо из M7 нейтронных звезды находился на стадии аттрактора, так как его свойства предсказаны GC2013. Возможно, стадия аттрактора достигается позже, или ее свойства отличаются от прогнозируемых.

Лекция 12

Радиотранзиенты

Многие различные типы источников уже обнаружены на радиоволнах. Однако обнаружение очень коротких и неповторяющихся всплесков неизвестных источников без идентификации в других диапазонах является очень сложной задачей. Радиотранзиенты (RRAT) - миллисекундные радиовсплески от нейтронных звезд, - были определены в 2006 году. В 2007 году первый пример нового класса миллисекундных радиотранзиентов: первый внегалактический радиосигнал за миллисекунду. На рис. 12.1 по горизонтальной оси отложено произведение частоты, на которой ведется наблюдение, и ширины импульса (характерное время транзитной активности). По вертикальной оси – светимость, нормированная на расстояние.

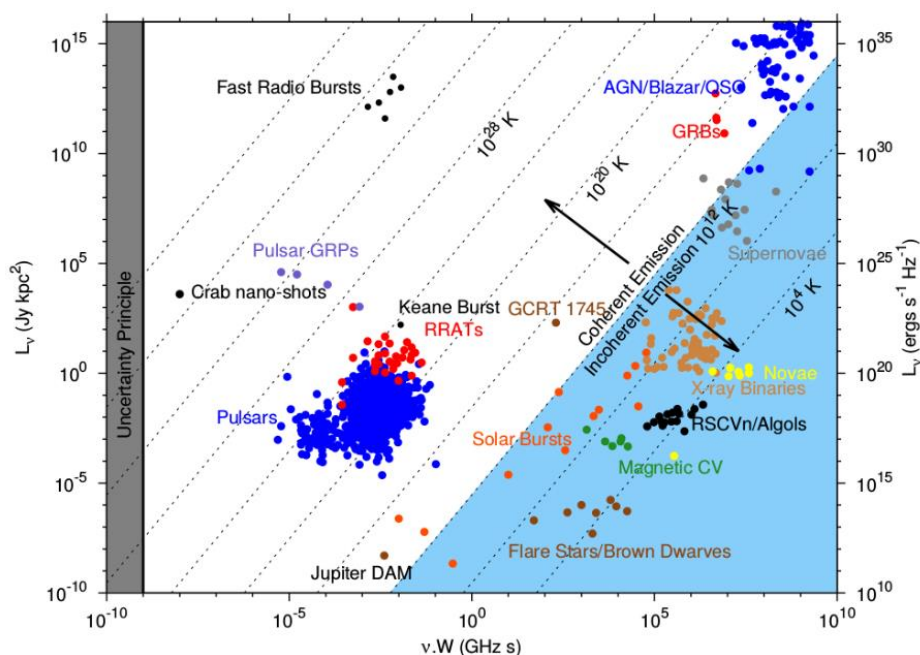


Рис.12.1. Известные источники транзитной активности

Для черного тела интенсивность на данной частоте

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (36)$$

Тогда имея измеренную интенсивность на определенной частоте для нашего источника, мы можем узнать, какую температуру должно иметь черное тело, чтобы дать такой же поток. Обычно мы имеем случай, когда $h\nu \ll kT$. Тогда выражение для яркостной температуры будет иметь следующий вид:

$$T_b = \frac{I_\nu c^2}{2k\nu^2} \quad (37)$$

История быстрых радиовсплесков

В 2007 году открыли первый всплеск, второй всплеск был открыт в 2012 году. В 2013 году было обнаружено четыре всплеска (рис. 12.2). В 2016 году обнаружили повторные радиовсплески.

В 2007 году в архивных данных телескопа Parkes был идентифицирован короткий радиовсплеск Дунканом Лоримером. Он обладал характеристикой, изображенной на рис. 12.3.

Это дисперсия сигнала в межзвездной среде. Если дисперсия набирается на межгалактической среде, то светимость в радио $\sim 10^{43}$ эрг/с.

Мера дисперсии (DM) – это количество электронов на луче зрения. В плазме скорость распространения электромагнитных волн зависит от частоты. Время распространения сигнала:

$$t = k_{DM} \times \left(\frac{DM}{\nu^2} \right) \quad (38)$$

В конце 60 гг. были открыты космические гамма-всплески. 30 лет они оставались загадкой, т.к. в направлении всплеска не удавалось увидеть сигнал в другом спектральном диапазоне. Только в конце 90-х гг. удалось одновременно увидеть всплески и в рентгеновском диапазоне. Это позволило наконец-то идентифицировать их.

Т.к. второй всплеск в 2012 году отличался от лоримеровского, то ясности

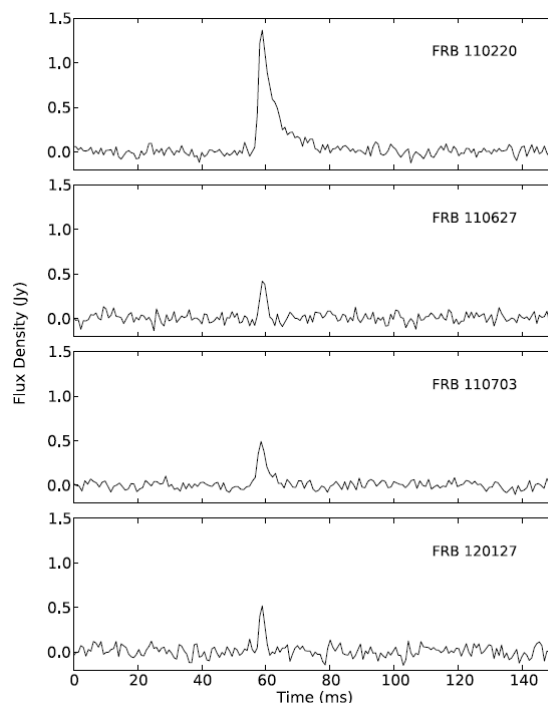


Рис. 12.2 Открытые радиовсплески в 2013 г.

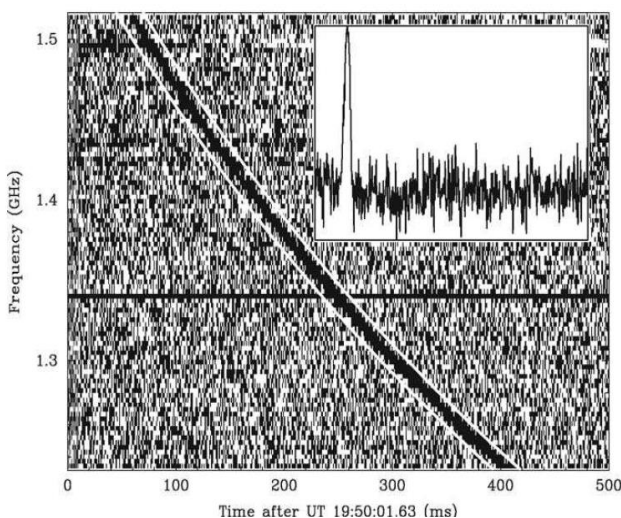


Рис. 12.3. Короткий радиовсплеск в 2007 г.

в ситуацию с быстрыми радиовсплесками это не внесло.

Летом 2013 года появилась публикация, в которой были представлены надежные данные по четырем всплескам. Появились догадки, что такие всплески происходят несколько тысяч раз в день на всем небе. Это явно новый класс событий, происхождение которых неизвестно.

Впервые удалось увидеть повторные всплески от FRB 121102. Наблюдения на Аресибо. Темп $\sim 3/\text{час}$. Всплески слабые ($<0.02\text{--}0.3$ Ян) Переменный спектр. Это может быть уникальный источник, т.е. он может не быть типичным представителем популяции FRBs.

Перитоны

Перитоны начали активно обсуждать несколько лет назад. Их свойства сразу говорили о том, что это должны быть всплески где-то вблизи (максимум – земная атмосфера). Однако по некоторым параметрам они похожи на быстрые радиовсплески. Появлялись они только в рабочие часы или по выходным, что указывало на искусственное происхождение. Всего на 2015 год было зарегистрировано около полусотни таких событий. Все на телескопе Parkes. Были выявлены всплески длительность 1 мс, которые имели схожие черты с мерой дисперсии (рис. 12.4). Решение проблемы перитонов оказалось довольно неожиданным.

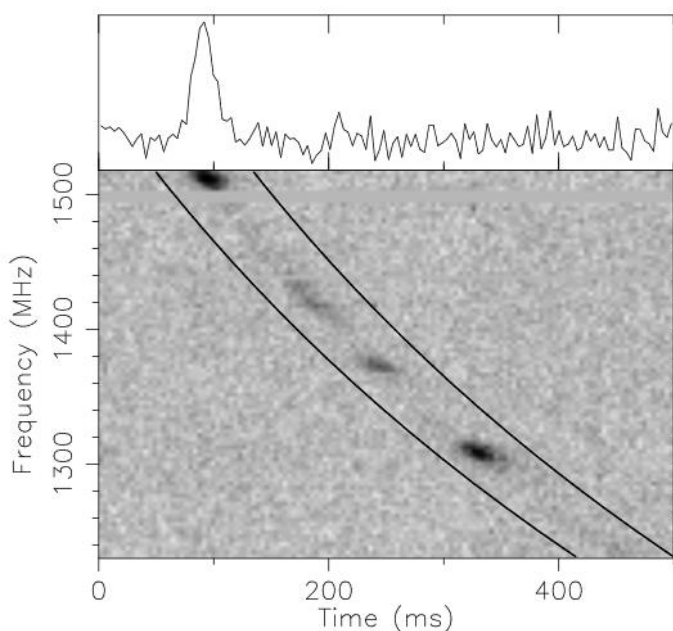


Рис. 12.4. Характеристика перитонов

Здесь помогла установка новой системы мониторинга помех. Открытие перитонов заставило усомниться в реальности события Лоримера. Быстрые радиовсплески открывались только по архивным данным. Поиск в разных архивах в течение нескольких лет не давал результатов – новых примеров быстрых радиовсплесков не было.

Удалось решить проблему перитонов. Исследование показало, что перитоны возникают при преждевременном открытии дверцы микроволновки, если телескоп находится в некотором особом положении. Идентификация источника этих помех сделала еще более надежным представление о том, что сами быстрые радиовсплески – это реальный астрономический феномен.

В мае 2014 года впервые удалось увидеть быстрый радиовсплеск в реальном времени. Т.е., он был обнаружен непосредственно при наблюдениях, а не найден в архиве. На сегодняшний день известно 32 одиночных всплеска.

Наблюдение поляризации

В работе Petroff et al. (1412.0342) была обнаружена круговая поляризация источника FRB 140514 на уровне около 20%. Затем в работе Masui et al. (2015) была обнаружена и линейная поляризация всплеска FRB 110523. Эти данные неплохо укладываются в модели, в которых вспыхивает нейтронная звезда в остатке сверхновой и/или плотной пульсарной туманности. Это модели со сверхгигантскими импульсами молодых радиопульсаров и модели с магнитарами.

Механизмы возникновения быстрых радиовсплесков

Рассмотрим некоторые примеры механизмов возникновения быстрых радиовсплесков.

Сверхновая и пульсар

Ударная волна сверхновой в массивной тесной двойной системе может провзаимодействовать с магнитосферой нейтронной звезды, создав магнитосферный хвост (рис. 12.5). Пересоединение в хвосте может привести к появлению всплеска. (Егоров, Постнов 0810.2219). Радиовсплеск всегда должен сопровождаться вспышкой сверхновой.

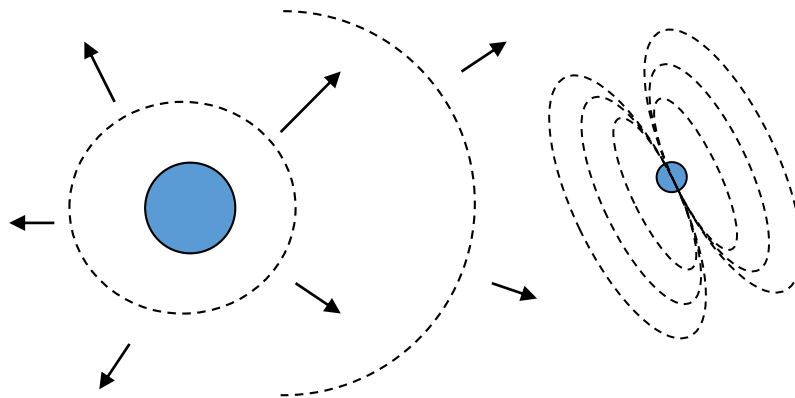


Рис. 12.5. Сверхновая и пульсар

Испарение черных дыр

Мы плохо знаем, как испаряются черные дыры. В некоторых моделях это сопровождается появлением белой дыры (при коллапсе квантовые петли нельзя упаковать бесконечно плотно). Испарением черных дыр уже было названо как возможная причина быстрые радиовсплески. В этом случае ударная волна взаимодействует с внешним магнитным полем. Но излучение в случае появления белых дыр имеет совсем другую природу – это уже эффект квантовой гравитации.

Супермассивные нейтронные звезды

Нейтронная звезда может быть устойчивой относительно коллапса из-за очень быстрого вращения. Такая ситуация может возникать при слияниях, при аккреции или же прямо при рождении. Коллапс может произойти спустя тысячи лет после образования нейтронной звезды. Могут сопровождаться сверхновой, коротким гамма-всплеском или всплеском гравитационных волн. Могут давать двойные всплески.

Слияния белых карликов

Основные события разыгрываются на полярной шапке, что необходимо для согласования характерной длительности всплеска с временами процессов. Сопровождается сверхновой, возможно, рентгеновским излучением за счет возвратной аккреции.

На сегодняшний день есть две хорошие рабочие гипотезы: молодой магнетар или молодой пульсар с большими потерями вращательной энергии. Возможно, популяция быстрых радиовсплесков не однородна, т.е. обе гипотезы могут быть верны.

Лекция 13

Ранняя эволюция нейтронных звезд

Нейтронные звезды рождаются в результате коллапса ядра. До появления нейтронной звезды проходит несколько стадий (рис. 13.1). Коллапсирует ядро звезды, быстро выделяется плотный компактный объект с массой $0,7$ масс Солнца. Также есть оболочка, ударная волна ее очерчивает. Этот объект с массой $1,5$ массы Солнца станет нейтронной звездой. Первые моменты эволюции проходят быстро около 1 мин. На первых трех стадиях объект непрозрачен для нейтрино. Он продолжает оставаться горячим, нейтрино уходят с поверхности. Объект содержит большое количество лептонов. На третьей стадии уносится большое количество энергии, которое выделяется в результате вспышки сверхновой. Эта стадия соответствует максимальному темпу остывания звезды. В любой момент может образоваться черная дыра. Через 1 мин объект становится прозрачным для нейтрино (четвертая стадия). Через несколько десятков лет нейтронная звезда становится изотермичной. Есть несколько механизмов остывания нейтронных звезд. Среди них можно выделить два основных (шестая стадия).

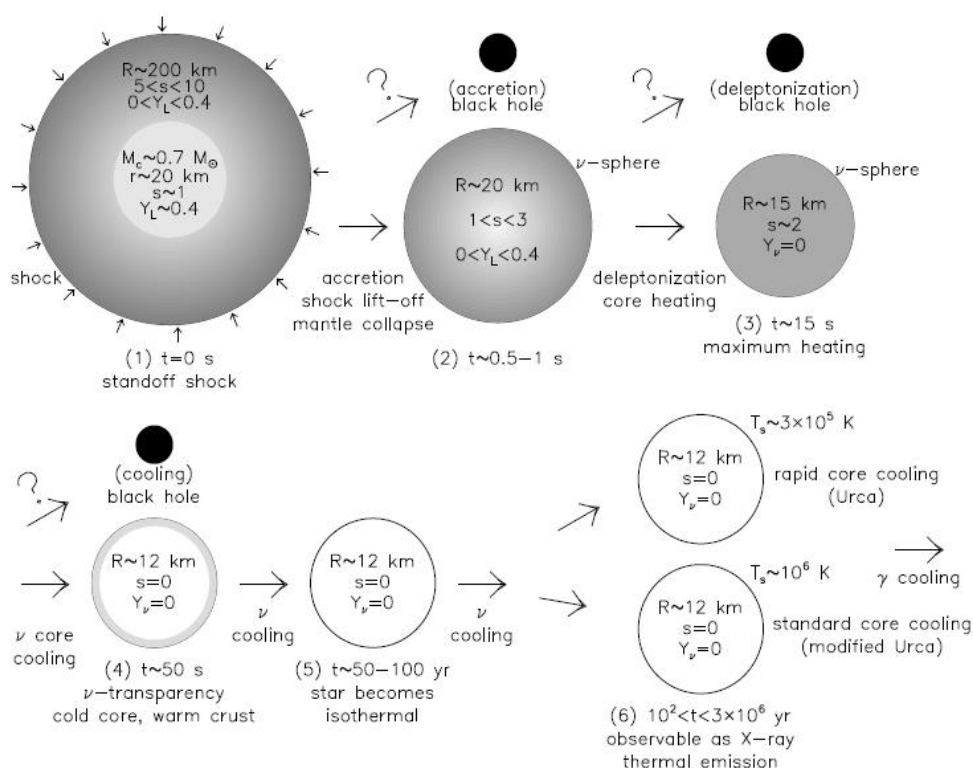


Рис. 13.1. Эволюция нейтронной звезды

Остывание нейтронной звезды

Нейтронные звезды рождаются горячими. На ранних стадиях звезда остывает за счет уноса энергии нейтрино. Описать изменение тепловой энергии можно следующей формулой:

$$\frac{dE_{th}}{dt} = C_V \frac{dT}{dt} = -L_\nu - L_\gamma \quad (39)$$

$$L_\gamma = 4\pi R^2 \sigma T_s^4, \quad T_s \propto T^{1/2+\alpha} \quad (|\alpha| \ll 1)$$

T_s – это температура поверхности. Она связана с температурой в недрах звезды.

На рис. 13.2 показана зависимость внутренней температуры и температуры поверхности. При нормальных температурах в центре нейтронной звезды порядка 300 млн градусов температура поверхности составляет порядка 1 млн. Остывает ядро, уменьшается температура поверхности. Разные кривые соответствуют разному составу оболочек и разным магнитным полям.

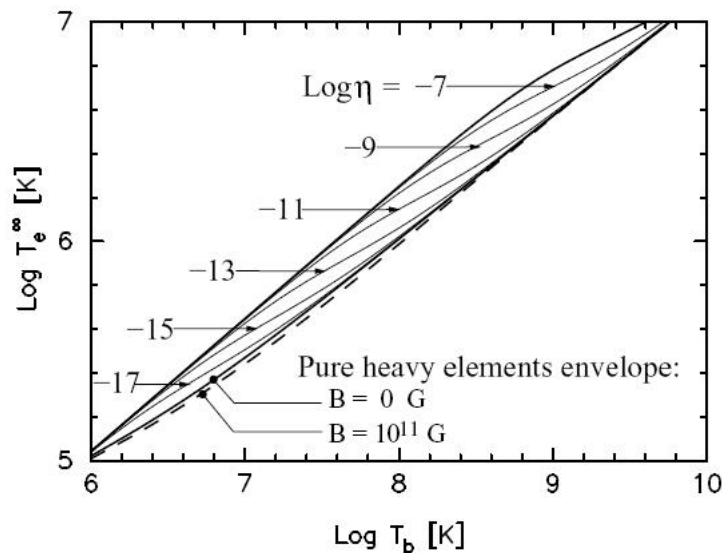


Рис. 13.2. Зависимость внутренней температуры и температуры поверхности.

Температура поверхности зависит от ряда факторов: темп излучения нейтрино в недрах, теплоемкость внутренних частей звезды, сверхтекучесть, теплопроводность во внешних слоях, дополнительные источники нагрева. Первые два фактора напрямую зависят от уравнения состояния нейтронной звезды и состава.

Быстрое охлаждение нейтронной звезды возможно, если концентрация протонов должна быть больше чем $1/8$ концентрации нейтронов. Для моделирования охлаждения нейтронной звезды необходимо записать уравнения для каждого кусочка звезды и потом интегрировать по радиусу:

$$\frac{e^{-\lambda-2\Phi}}{4\pi r^2} \frac{\partial}{\partial r} (e^{2\Phi} L_r) = \overset{\text{Потери нейтрино}}{-Q} + \overset{\text{нагрев}}{Q_h} - \frac{c_T}{e^\Phi} \frac{\partial T}{\partial t},$$

$$\frac{L_r}{4\pi k r^2} = e^{-\lambda-\Phi} \frac{\partial}{\partial r} (T e^\Phi),$$

$$e^{-\lambda} = \sqrt{1 - \frac{2Gm(r)}{c^2 r}}$$

На поверхности мы имеем $\Phi(R) = -\lambda(R)$

$$\frac{C(T_i)dT_i}{dt} = -L_\nu^\infty(T_i) + L_h^\infty - L_\gamma^\infty(T_s),$$

$$L_\nu^\infty(T_i) = \int dV Q(T)e^{2\Phi}, L_h^\infty = \int dV Q_h e^{2\Phi}, C(T_i) = \int dV c_T(T),$$

$$dV = 4\pi r^2 e^\lambda dr$$

L_ν^∞ — полная светимость нейтрино,

L_h^∞ — общая мощность нагрева.

Лекция 14

Глубокое нагревание/охлаждение поверхности нейтронной звезды

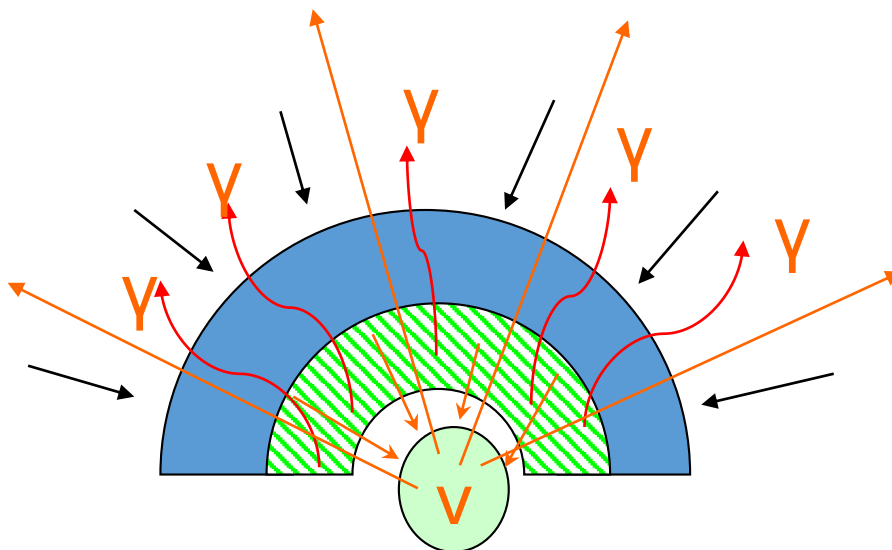


Рис. 14.1. Нагревание нейтронной звезды в результате аккреции

Временной масштаб охлаждения (для достижения теплового равновесия коры и ядра) составляет ~ 1 -100 лет. Аккреция приводит к глубокому нагреву земной коры за счет неравновесных ядерных реакций (рис.14.1). После выключения аккреции: тепло переносится внутри и излучается нейтрино или тепло медленно передается и испускается фотонами.

Неоднородное распределение температуры по поверхности

Для нейтронной звезды с однородной температурой поверхности и локальным чернотельным излучением справедливы следующие соотношения для светимости и потока:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4 \quad (40)$$
$$F = \frac{L}{4\pi D^2} = (R/D)^2 \sigma T^4$$

Существуют более горячие области на поверхности. Это связано с магнитным полем. При дипольной геометрии поля на полюсах подвод тепла будет хорошим из горячих недр к поверхности, а на экваторе температура будет значительно ниже. Возникнут горячие полярные шапки из-за лучшего подвода тепла из недр звезды. Существует градиент температуры. При слабых полях доминирует теплопроводность, и горячими будут полюса. При очень сильных полях доминирует энергия выделения в коре, за счет чего нагревается сильнее экватор.

Тепловые карты поверхности связаны с тем, что электроны движутся лучше вдоль силовых линий. Соответственно возникают в первом приближении две теплопроводности параллельно и перпендикулярно полю.

Температура в любой точке поверхности связана с температурой на полюсе:

$$T_s = |\cos \Theta|^{1/2} T_{pole}$$

На рис. 14.2 показан градиент температуры от горячих полюсов к холодному экватору. Если в таких же предположениях поместить квадруполь, то получится совсем другая картина (рис. 14.3). Это отразится на кривой блеска.

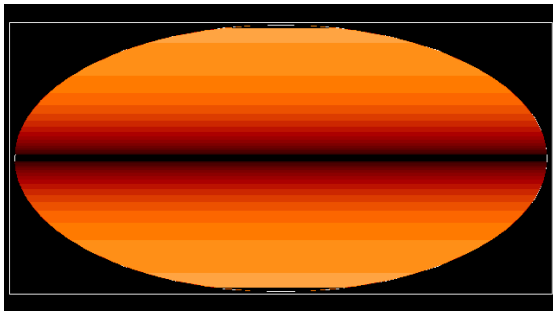


Рис. 14.2. Core centered dipole



Рис. 14.3. Core centered quadrupole

Масштаб и состав атмосферы нейтронной звезды

Получим характерный масштаб атмосферы нейтронной звезды.

$$p = NkT$$

$$N = nV$$

Концентрация частиц зависит от высоты, так как атмосфера находится в гравитационном поле: $n = n(h)$. Выберем плоскопараллельный слой, у которого толщина dh , площадь A . Введем ускорение свободного падения:

$$g = \frac{GM}{r^2}$$

Учтем, что ускорение на любой толщине плоскопараллельного слоя одинаковое. Градиент давления уравновешен силой тяжести:

$$pA - A(p + dp) = m_0 n A \cdot dh \cdot g$$

$$dp = -m_0 g n dh$$

$$dp = kT dn$$

$$\frac{dn}{n} = -\frac{mg}{kT} dh$$

$$n = n_0 e^{-\frac{mgh}{kT}} \quad (41)$$

$$\frac{kT}{mg} = h_0$$

Концентрация:

$$n = n_0 e^{-\frac{h}{h_0}} \quad (42)$$

Характерный размер толщины $h \sim 1$ см.

Состав атмосферы определяется аккрецирующим веществом и стратификацией. Возможно два типа атмосферы: ее отсутствие или водородная атмосфера. При $h \ll R$ мы можем рассматривать только плоские слои. Из-за сильной гравитации атмосфера должна быть разделена: более легкие элементы сверху (рис. 14.4). Из-за этого даже небольшое количество легких элементов (водорода) приводит к его доминированию в свойствах атмосферы. 10-20 солнечных масс водорода достаточно для образования водородной атмосферы.

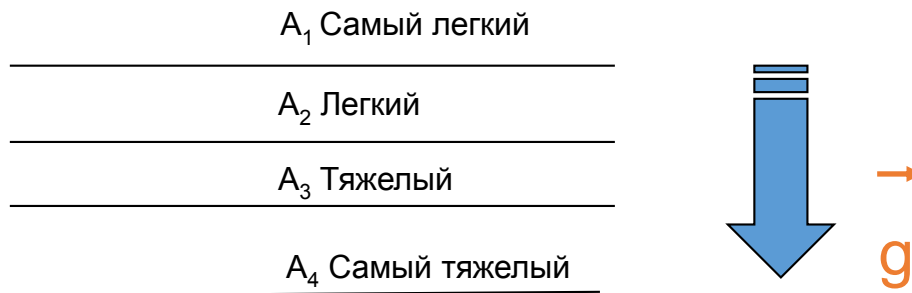


Рис. 14.4. Состав атмосферы

Лекция 15

Определение магнетара

Исторически магнетарами называли нейтронные звезды с сильными магнитными полями, но все-таки сразу было важно понимание, что само по себе наличие сильного магнитного поля не является необходимым и достаточным условием, чтобы объект считался магнетаром. У нейтронных звезд есть несколько разных источников энергии: энергия вращения, гравитационная энергия (аккреция), тепловая энергия и энергия магнитного поля. Если именно диссипация энергии магнитного поля превосходит все остальные, то тогда объект называется магнетаром. Однако диссипация энергии магнитного поля обычно тем выше, чем выше величина магнитного поля, поэтому не удивительно, что уж как минимум все первые открытые магнетары были действительно объектами с относительно легко идентифицируемыми сильными магнитными полями или точнее показывали характеристики, соответствующие сильным магнитным полям, но в принципе мы можем себе представить, как минимум, две ситуации, когда объект будет магнетаром, пусть и необычным: 1) (весьма гипотетическая) у объекта малы все остальные энергии, то есть нейтронная звезда остыла, очень медленно вращается и никакой аккреции нет, а какая-то диссипация магнитной энергии идет, и мы видим объект именно поэтому, а значит формально этот объект нужно будет называть магнетаром; 2) у объекта внешнее магнитное поле достаточно слабое.

Магнетары делятся на два основных класса:

1. Источники мягких повторяющихся гамма всплесков, то есть Soft Gamma Repeaters (SGR);
2. Аномальные рентгеновские пульсары - Anomalous X-ray pulsars (AXP)

На данный момент насчитывается ~24 таких объектов, а также 6 кандидатов. Их каталог представлен по ссылке: <http://www.physics.mcgill.ca/~pulsar/magnetar/main.html>.

Магнетары являются относительно молодыми объектами (около 10^4 лет).

По оценкам 10 % нейтронных звезд рождаются как магнетары. На рис. 15.1 показано распределение (не всех известных) магнетаров в нашей галактике.

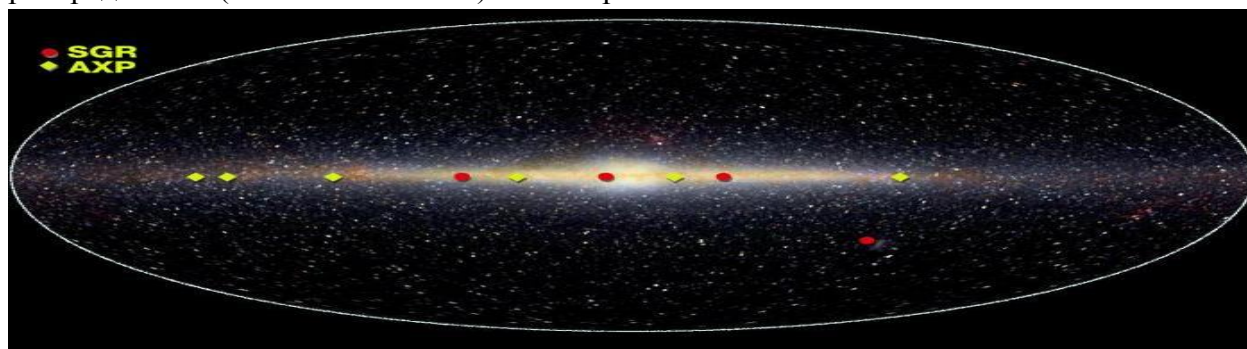


Рис. 15.1. Распределение магнетаров в нашей галактике

Видно, что все они лежат в плоскости галактики, что свидетельствует о том, что мы имеем дело именно с молодыми нейтронными звездами, а не объектами, маскирующимися под них.

Количество обнаруженных магнетаров постепенно растет. Известные на данный момент приведены на рис. 15.2.

Name ^b	P (s)	B^c (10^{14} G)	Age ^d (kyr)	\dot{E}^e 10^{33} erg s ⁻¹	D^f (kpc)	L_X^g 10^{33} erg s ⁻¹	Band ^h
CXOU J010043.1-721134	8.02	3.9	6.8	1.4	62.4	65	...
4U 0142+61	8.69	1.3	68	0.12	3.6	105	OIR/H
SGR 0418+5729	9.08	0.06	36000	0.00021	~2	0.00096	...
SGR 0501+4516	5.76	1.9	15	1.2	~2	0.81	OIR/H
SGR 0526-66	8.05	5.6	3.4	2.9	53.6	189	...
1E 1048.1-5937	6.46	3.9	4.5	3.3	9.0	49	OIR
(PSR J1119-6127)	0.41	4.1	1.6	2300	8.4	0.2	R/H
1E 1547.0-5408	2.07	3.2	0.69	210	4.5	1.3	O?/R/H
PSR J1622-4950	4.33	2.7	4.0	8.3	~9	0.4	R
SGR 1627-41	2.59	2.2	2.2	43	11	3.6	...
CXOU J164710.2-455216	10.6	<0.66	>420	<0.013	3.9	0.45	...
1RXS J170849.0-400910	11.01	4.7	9.0	0.58	3.8	42	O?/H
CXOU J171405.7-381031	3.82	5.0	0.95	45	~13	56	...
SGR J1745-2900	3.76	2.3	4.3	10	8.3	<0.11	R/H
SGR 1806-20	7.55	20	0.24	45	8.7	163	OIR/H
XTE J1810-197	5.54	2.1	11	1.8	3.5	0.043	OIR/R
Swift J1822.3-1606	8.44	0.14	6300	0.0014	1.6	>0.0004	...
SGR 1833-0832	7.56	1.6	34	0.32
Swift J1834.9-0846	2.48	1.4	4.9	21	4.2	<0.0084	...
1E 1841-045	11.79	7.0	4.6	0.99	8.5	184	...
(PSR J1846-0258)	0.327	0.49	0.73	8100	6.0	19	...
3XMM J185246.6+003317	11.56	< 0.41	> 1300	< 0.0036	~7	< 0.006	...
SGR 1900+14	5.20	7.0	0.9	26	12.5	90	H
SGR 1935+2154	3.24	2.2	3.6	17
1E 2259+586	6.98	0.59	230	0.056	3.2	17	OIR/H
SGR 0755-2933
SGR 1801-23
SGR 1808-20
AX J1818.8-1559
AX J1845.0-0258	6.97	2.9	...
SGR 2013+34

Рис. 15.2. Список известных магнетаров

P – период вращения; B^c – магнитные поля; Age^d – возраст (тыс. лет), D^f – расстояние, L_X^g – рентгеновская светимость

Основные особенности SGR

Самая главная особенность магнетаров – это вспышки в рентгеновском диапазоне, самые экстремальные из которых (гигантские вспышки) обладают светимостью $L \approx 10^{45} - 10^{47}$ эрг/с в течение короткого масштаба времени, что на много порядков превосходит светимость галактики. На рис. 15.3 показан график одной из вспышек. Вспышка характеризуется миллисекундным фронтом роста, в максимуме блеска вспышка никогда не наблюдается, так как детекторы “захлебываются”. Сама вспышка длится меньше секунды, после чего наблюдается длинный (~ минуты) пульсирующий хвост, причем это очень когерентные пульсации с периодом вращения нейтронной звезды.

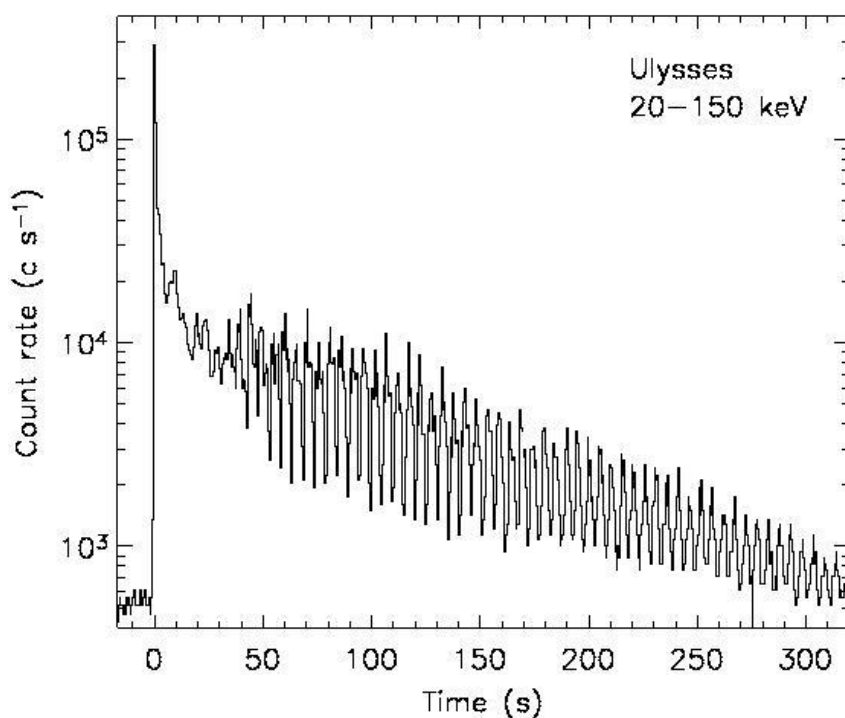


Рис. 15.3. Кривая блеска характерной мощной вспышки магнетара

Следующей особенностью SGR является то, что ни один из них не находится в двойной системе, хотя это может быть связано с недостаточностью статистики наблюдений.

Между вспышками, как правило, магнетары наблюдаются как постоянные рентгеновские источники со светимостью $L \approx 10^{35} - 10^{36}$ эрг/с.

Также для SGR характерно быстрое замедление: $\dot{P}/P \approx 10^{-10} \text{ с}^{-1}$.

Однако кроме гигантских вспышек у SGR регистрируются более частые слабые вспышки, которые, как правило, имеют более простую морфологию – единичные очень короткие импульсы (рис. 15.4), которые также могут идти парами.

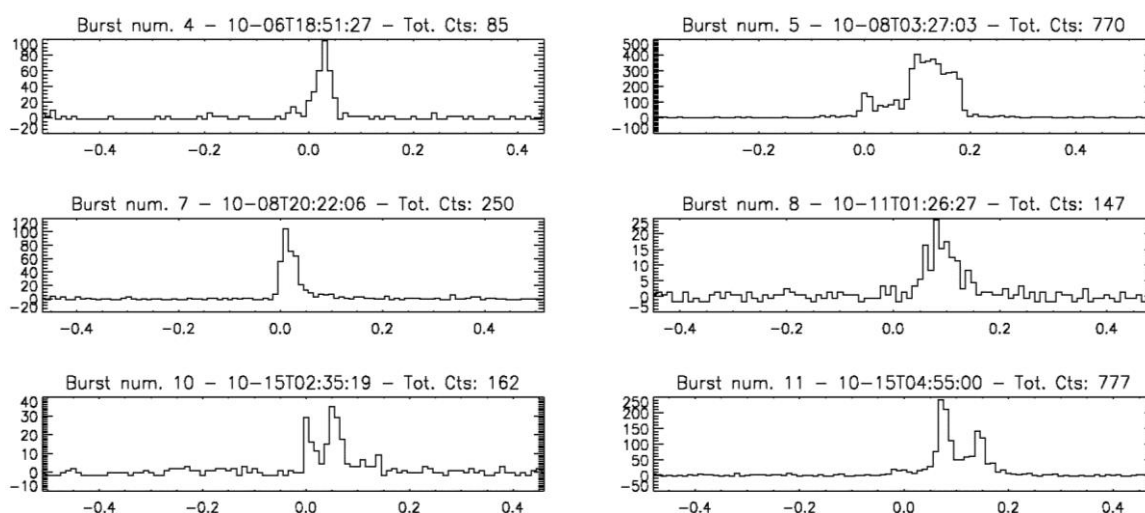


Рис. 15.4. Кривые блеска слабых вспышек магнетаров

Вспышки SGR можно разделить на следующие группы по значению их светимости:

- Гипер-вспышки – $L > 10^{46}$ эрг/с ;
- Гигантские вспышки – $L < 10^{45}$ эрг/с ;
- Промежуточные вспышки – $L \sim 10^{42} - 10^{43}$ эрг/с ;
- Слабые вспышки – $L < 10^{42}$ эрг/с .

Основные особенности АХР

Нормальный рентгеновский пульсар – это нейтронная звезда в двойной системе (рис. 15.5), при этом изначально для него были выделены следующие свойства:

- Объекты с близкими периодами (~ 5 -10 с);
- Постоянное замедление;
- Отсутствие оптических компаньонов;
- Относительно слабая светимость;
- Постоянность светимости.

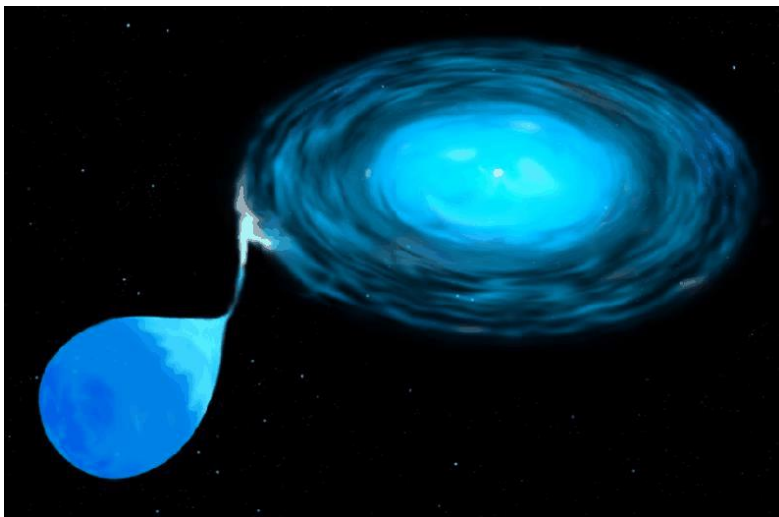


Рис. 15.5. Изображение рентгеновского пульсара

На данный момент подтверждены около 12 известных источников. За редким исключением это стабильные рентгеновские источники со светимостью $L \approx 10^{34} - 10^{35}$ эрг/с, с периодом пульсации в узком диапазоне $P \approx 2 - 10$ с, с большим и примерно постоянным темпом замедления $\dot{P}/P \approx 10^{-11} \text{ с}^{-1}$ и действительно отсутствуют двойные компаньоны, хотя в некоторых случаях имеет место ассоциация с остатками сверхновых.

Что объединяет SGR и AXP

Оба класса должны представлять из себя компактный объект с областью излучения

$$R < ct_{\text{rise}} \approx 300 \text{ км}$$

и хорошо укладываются в модель одиночной нейтронной звезды с сильным магнитным полем. Рентгеновские наблюдения между вспышками демонстрируют общность свойств между SGR и AXP (рис. 15.6)

Механизм образования магнитного поля у магнетаров

Механизм образования магнитного поля магнетаров до сих пор до конца неизвестен. В начале 90-х годов Данкан (Duncan) и Томпсон (Thompson) придумали как у молодых нейтронных звезд можно генерировать сильные магнитные поля и связывали это с тем или иным видом динамо механизма. Механизм динамо связан с трехмерными движениями вещества, которые приводят к усилению магнитного поля. В новорожденной нейтронной звезде происходит довольно сложная конвекция (рис. 15.7): на конвективное движение накладывается еще одно движение – дифференциальное вращение. Вся нейтронная звезда в этот момент жидкая, она вся движется, и если в этот

момент было какое-то поле, то энергия вращения нейтронной звезды может перекачиваться в энергию магнитного поля. Тем не менее изучение остатков сверхновых не дает указания на то, что имеется дополнительный впрыск энергии, поэтому идут попытки разработать другие идеи.

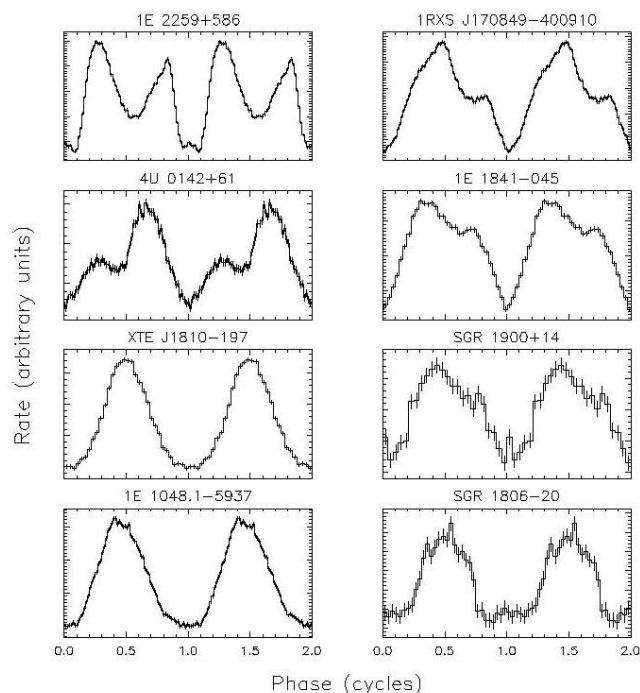
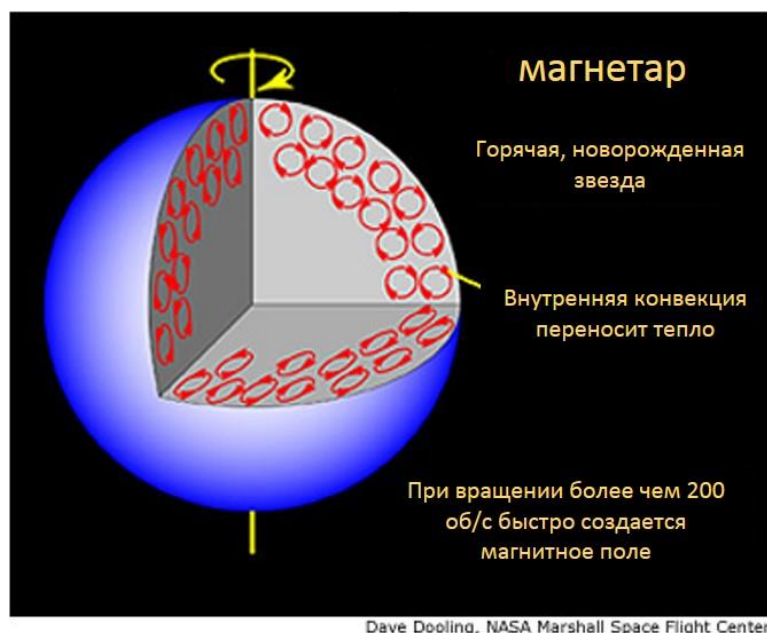


Рис. 15.6. Профили пульсаций
SGR и AXP



Dave Doelling, NASA Marshall Space Flight Center

Рис. 15.7. К пояснению
образования магнитного поля

Лекция 16

Популяционный синтез

Популяционный синтез - это метод численного моделирования относительно больших популяций слабо взаимодействующих друг с другом объектов с нетривиальной эволюцией. Как правило, эволюция объектов сопровождается с рождения объектов до настоящего момента.

Термин «эволюционный синтез» закрепился за двумя разными подходами: эволюционный популяционный синтез и эмпирический популяционный синтез. В эволюционном подходе важна полная эволюция отдельных компонентов, которые складываются в общую систему. В данном подходе наблюдаются отдельные объекты. В эмпирическом подходе нет отдельных объектов популяции, популяция воспринимается как целое. Классический случай такого подхода – интегральный спектр галактики (рис.16.1). Этот метод никак не связан с эволюцией отдельных объектов. Происходит суммирование просчитанных эволюционных треков и моделирование популяции.

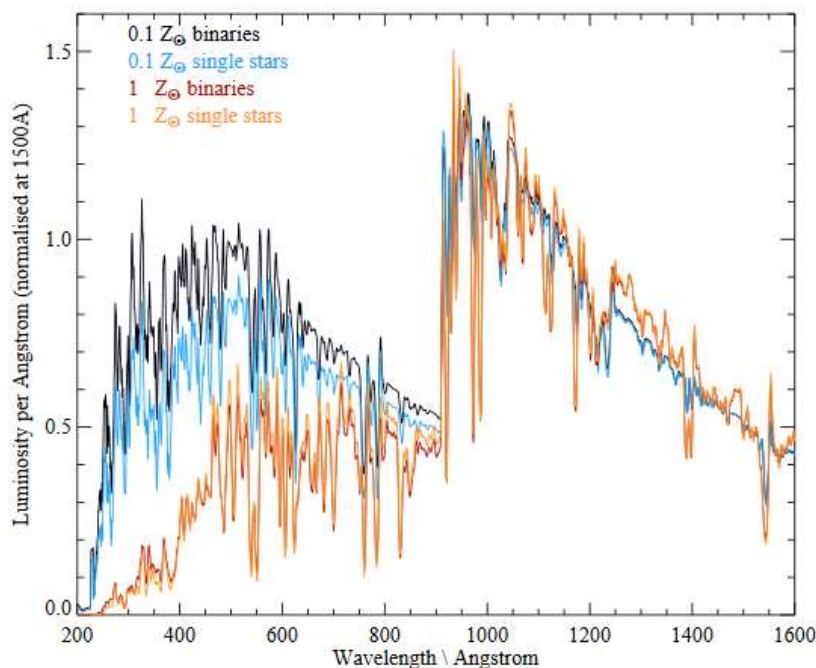


Рис. 16.1. Интегральный спектр

Интересной задачей является моделирование при ионизации во Вселенной. Это происходит из-за излучения звезд и из-за излучения квазаров. Для изучения ионизации необходимо сделать два популяционных синтеза: глобальной популяции звезд и глобальной популяции квазаров. На рис. 16.2 показан поток ионизирующего излучения

в зависимости от красного смещения. Убывающей пунктирной линией показан вклад квазаров, возрастающей пунктирной линией показан вклад галактики. Суммарная линия связана с ионизационным излучением.

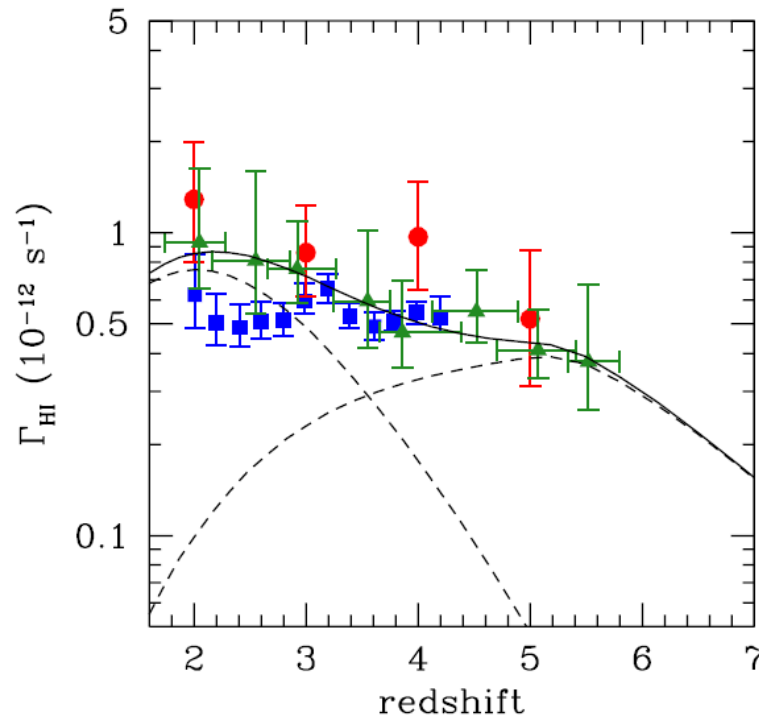


Рис. 16.2. Эмпирический популяционный синтез

Эволюционный популяционный синтез

Две основные части эволюционного популяционного синтеза: начальные параметры объекта и эволюционные законы. Задаются начальные параметры и эмпирические законы, компьютер моделирует большое количество эволюционных треков. Необходимо связать полученную «искусственную» Вселенную с наблюдаемыми данными.

Почему так важен популяционный синтез?

- Нет прямых экспериментов, есть только численные эксперименты;
- Большое время эволюции;
- Наблюдение Вселенной с учетом многочисленных эффектов селекции;
- Необходимость предсказания для новых проектов.

Задачи популяционного синтеза: проверка начальных распределений или эволюционных законов; предсказание свойств ненаблюдаемых популяций. Популяционный синтез активно используется для определения программ будущих наблюдательных проектов: спутников, телескопов и т. д.

Популяционный синтез радиопульсаров

Идея заключается в том, чтобы провести предварительное исследование популяционного синтеза нормального радиопульсара для воспроизведения данных, наблюдаемых в PMBPS и Суинберне. Сравнение фактических данных и расчетов должно помочь лучше понять основные параметры и законы эволюции. Рассматриваются только нормальные (не миллисекундные, недвойные и т. д.) пульсары. Отметим, однако, что роль пульсаров, возникших в тесных двойных системах, может быть важной.

Параметры для популяционного синтеза радиопульсаров: распределение скорости пространственное распределение галактическая модель распределение начального периода, распределение начального магнитного поля, эволюция поля (и угол), радиосветимость, модель дисперсионной меры, моделирование обзоров.

Популяционный синтез гамма-излучения радиопульсаров

Параметры для популяционного синтеза гамма-излучения радиопульсаров: геометрия радио и гамма-лучей, распределение начального периода, распределение начального магнитного поля, период эволюции, начальное пространственное распределение, начальное распределение скорости, радио и гамма-спектры, радио и гамма-светимость, свойства гамма-детекторов, обзоры в радиодиапазоне для сравнения.

Задачи популяционного синтеза: объяснить данные Ферми, прогноз для дальнейших наблюдений, проверка модели.

Ингредиенты для популяционного синтеза: рождаемость нейтронных звезд, начальное пространственное распределение, пространственная скорость, масс-спектр, тепловая эволюция, межзвездное поглощение, свойства детектора.

Лекция 17

Черные дыры

Нейтронные звезды могут превращаться в черные дыры. Например, это может происходить при слиянии нейтронных звезд или при аккреции на нейтронной звезде, если она достигает большой массы.

Выделяют четыре основных класса черных дыр:

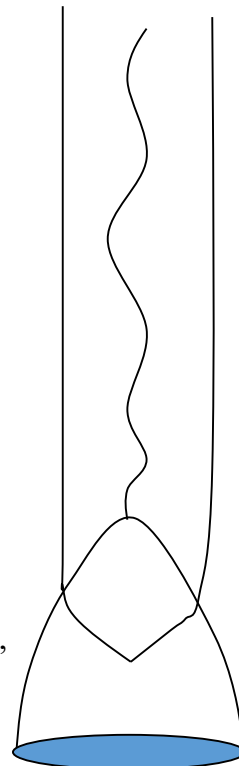
- Первичные черные дыры
Они могут иметь любые массы. Возникают в ранней Вселенной. До сих пор не открыты.
- Черные дыры звездных масс
Могут возникать из нейтронных звезд. В основном, возникают в результате коллапса ядер массивных звезд на финальных стадиях эволюции. Известны такие объекты в двойных системах. Есть прямые наблюдательные указания на одиночные объекты.
- Черные дыры промежуточных масс
Изначально они были придуманы для объяснения ультрамощных рентгеновских источников.
- Сверхмассивные черные дыры
Должны иметь массы от сотен до тысяч масс Солнца.

Для физиков черная дыра – это объект с определенными внутренними свойствами. Она обладает горизонтом. Для астрономов физиков черная дыра – это объект с определенными внешними проявлениями. Это компактное (размер горизонта) массивное тело, не проявляющее признаков наличия поверхности и чьи недра недоступны для наблюдений.

На рис. 17.1 изображена звезда, ось времени направлена вверх. Звезда коллапсирует, затем образуется сингулярность. Также рождается горизонт, звезда уходит под горизонт. Впоследствии горизонт не изменяется.

Черные дыры сформированы массивными звездами. Предельная масса отделяющей черной дыры и нейтронной звезды - родителя не известна. Кроме того, может быть диапазон масс выше этого предела, в котором, опять же, нейтронные звезды образуются (также могут быть диапазон, в котором образуются оба типа компактных объектов).

Рассмотрим эволюцию двойной системы (рис. 17.2).
Есть две звезды на главной последовательности. Более массивная эволюционирует и увеличивается в размерах. *Рис. 17.1. Образование горизонта черной дыры*



Затем она перетекает на соседнюю звезду. Образуется общая оболочка вокруг двойной системы. Это приводит к сжатию звезд. Образуется тесная система из гелиевого ядра и второй более массивной звезды. В конце ядро взрывается, образуется на ее месте нейтронная звезда. Вторая звезда эволюционирует, заполняет свою полость Роша. В конце нейтронная звезда попадает внутрь нейтронной звезды и, нагрев массу, превращается в объект Торна-Жидков (TZ). Возникает черная дыра.

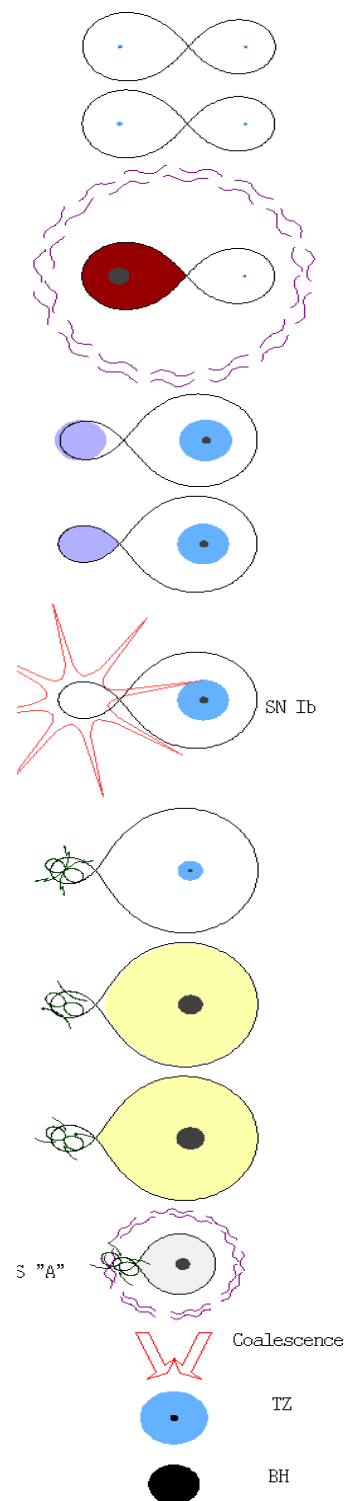


Рис. 17.2. Эволюция двойной системы и рождение черной дыры

Лекция 18

Одиночные черные дыры

Первая идея о наблюдении одиночных черных дыр – это наблюдение аккреции на одиночные черные дыры. В 1970 гг. Викторий Шварцман исследовал одиночные черные дыры по их излучению. Расчеты Шварцмана показали, что, если на черную дыру падает намагниченный межзвездный газ, то процесс этот очень нестабилен, возникающее излучение переменное. Блеск меняется не просто быстро, а очень быстро – миллионы раз в секунду, – причем в огромном диапазоне от радио до рентгена.

Спектр у аккрецирующих черных дыр оказывается бимодальным с одним максимумом в рентгеновской области и другим в красной области (рис. 18.1).

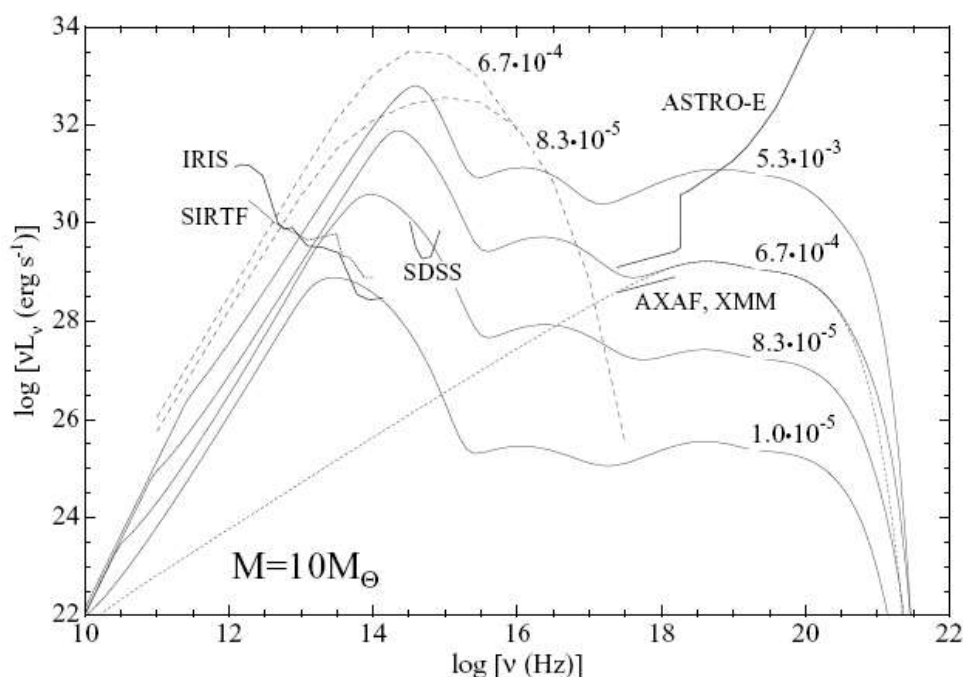


Рис. 18.1. Спектр у аккрецирующих черных дыр

Многочисленно рассчитывалось распределение общей светимости аккрецирующих черных дыр в галактике (рис. 18.2). По горизонтальной оси отложено расстояние от центра галактики. На самом графике контуры проинтегрированной светимости. Заметная доля аккрецирующих черных дыр должна находиться на расстоянии порядка 5 кпк от центра. Связано это с тем, что в этой области находится большое количество молекулярного газа.

При аккреции на черные дыры возникают джеты. Джеты почти всегда сопровождаются радиоизлучением. Поэтому для черных дыр в двойных системах установлена хорошая корреляция радиосветимости с рентгеновской. Было предложено искать аккрецирующие одиночные черные дыры в радиодиапазоне.

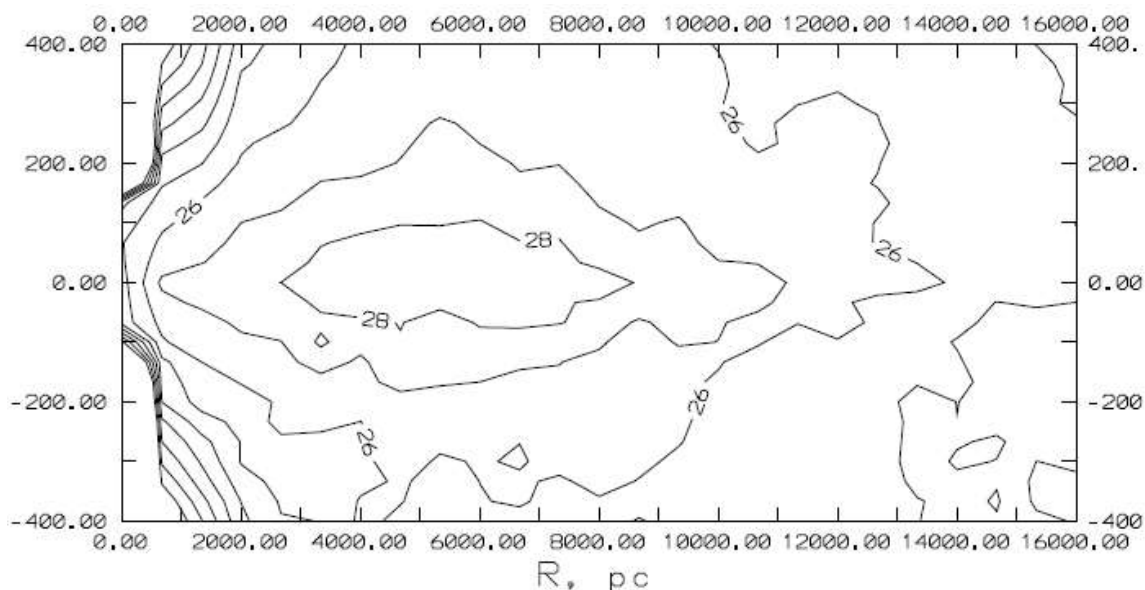


Рис. 18.2. Распределение общей светимости аккрецирующих

Аккрецирующие одиночные черные дыры теоретически могут быть источниками жесткого излучения. Это может происходить в плотных молекулярных облаках, поскольку при аккреции межзвездной среды может быть задействован механизм Blandford–Znajek. Возникают электро-позитронные джеты. Энергия электронов может достигать значений до 1 PeV. Это может приводить к появлению гамма-источников. В молекулярных облаках существуют неотожествленные источники гамма-излучения. Их можно рассматривать как кандидаты в одиночные черные дыры.

В случае черных дыр возможно существование транзистентных источников аналогичных рентгеновским новым. Это переменные транзистентные источники с черными дырами в двойных системах. Идея связана с особенностями дисковой аккреции (рис. 18.3). В диске темп аккреции зависит от непрозрачности, которая является немонотонной функцией. В холодном веществе во внешних частях диска могут создаваться условия, когда протекание вещества очень низкое, и вещество накапливается в диске. Затем по мере повышения температуры и плотности в диске он скачком переходит в другое устойчивое состояние, и тогда вещество диска сбрасывается. Похожие условия могут возникать в межзвездной среде.

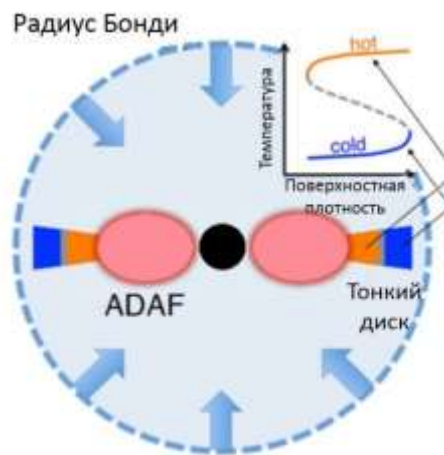


Рис. 18.3. Дисковая аккреция

Лекция 19

Двойные системы

Наблюдения рентгеновских двойных систем начались в доспутниковую эпоху. Джиаconi в 1962 году обнаружил первый космический источник внесолнечной системы. Это был источник Sco X-1.

Эволюционные аспекты переноса вещества стали актуальными примерно в середине 20 века, когда возник парадокс Алголя. Когда удалось достаточно хорошо изучить две звезды в системе Алголь, оказалось, что в системе находится легкая проэволюционировавшая красная звезда, которая заполняет свою полость Роша, и массивная голубая звезда, которая не проэволюционировала. Довольно быстро был придуман сценарий (рис. 19.1), когда мы начинаем с двух звезд главной последовательности. Голубая звезда тяжелее, и она эволюционирует, заполняет свою полость Роша. Вещество начинает перетекать на соседнюю звезду. У второй звезды меняется масса, она заметно возрастает, но не меняется ее эволюционный статус. Эволюция в двойных может приводить к смене ролей.

Полость Роша связана в гравитационным потенциалом в двойной системе (рис. 19.2). При проецировании на плоскость получаются эквипотенциальные линии. Образуются полости Роша, где движение пробной частицы контролируется одной или другой звездой. L_1 — внутренняя точка Лагранжа, которая соединяется две полости Роша.

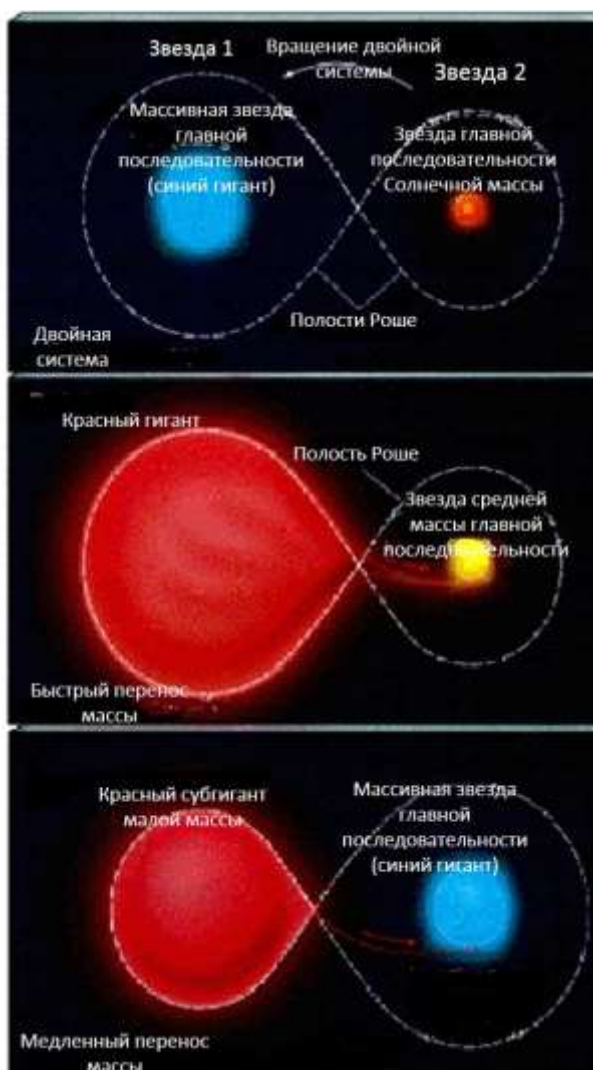


Рис. 19.1. Сценарий для системы Алголь

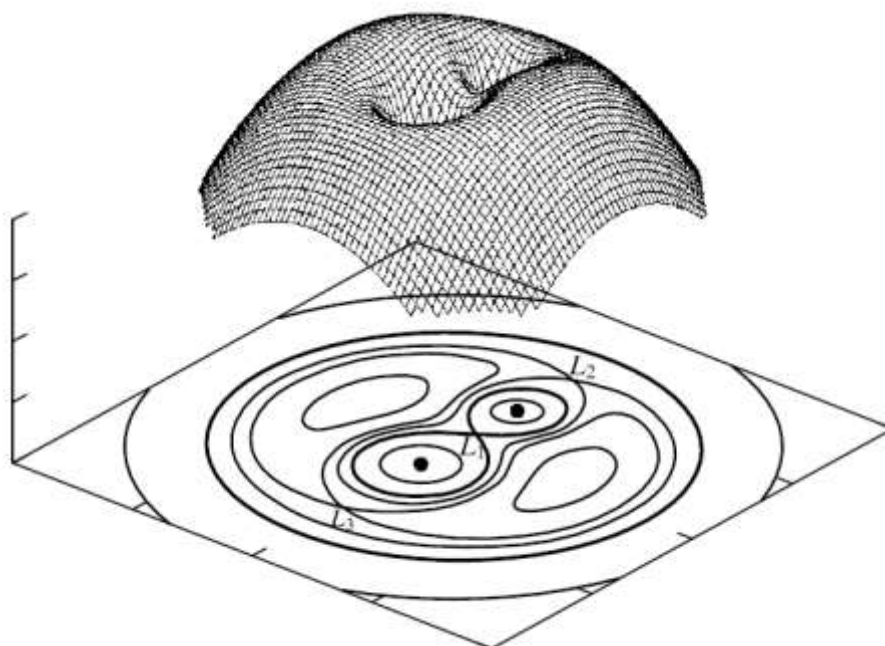


Рис. 19.2. Трехмерное представление гравитационного потенциала двойной системы

Активный перенос вещества начинается, когда одна из звезд заполняет полость Роша. Обмен веществом возможен и не при заполнении полости Роша, поскольку у звезд может быть сильный звездный ветер. Вещество звездного ветра, покидая полость Роша одной звезды, может частично захватываться второй звездой. В случае компактных объектов это приводит к наблюдаемым эффектам. Существенное перетекание начинается, когда звезда заполняет полость Роша. Заполнение полости Роша происходит, если звезда эволюционирует и превращается, например, в красного гиганта, или если две звезды сближаются.

Формула для гравитационного потенциала:

$$\Phi = -\frac{Gm_1}{r_1} - \frac{Gm_2}{2} - \frac{\omega^2}{2} [(x - x_c)^2 + y^2] \quad (43)$$

Двойные системы можно разделить на несколько категорий: разделенные, полуразделенные (Алголь), контактные (обе звезды заполняют полость Роша), близкие к контакту системы (рис. 19.3).

Аккреционный диск образуется по причине того, что вещество, летящее со звезды, в системе отсчета компактного объекта движется с орбитальной скоростью с точки зрения второго объекта. Образуется кольцо, но в веществе есть вязкость. За счет нее кольцо расплывается в диск. Происходит перенос орбитального момента наружу.

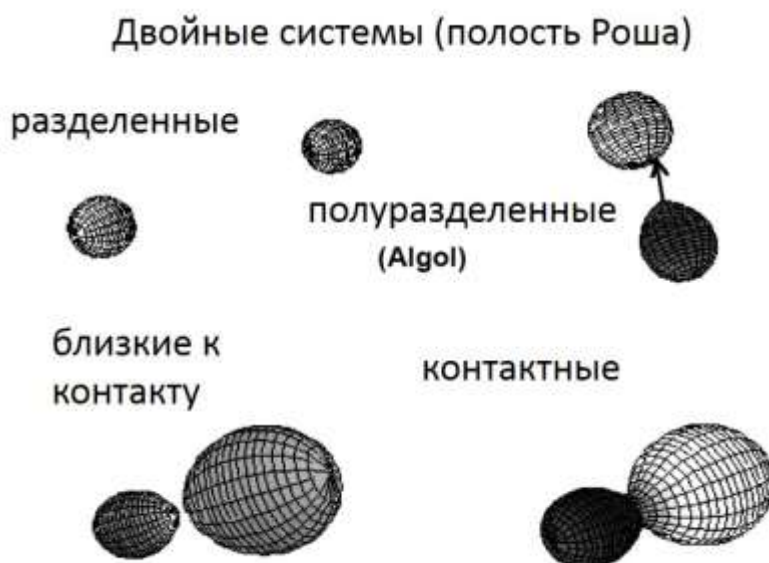


Рис. 19.3. Различные типы двойных систем

Большая часть вещества течет внутрь. Именно это приводит к образованию аккреционного диска.

В зависимости от соотношения масс диск может быть больше или меньше в сравнении со звездой, с которой течет вещество. Это сказывается на оптических наблюдениях. Есть ситуации, когда виден только диск без звезды, или, когда видна только звезда без диска в оптическом диапазоне. Диск виден только в рентгене.

Также возможно затмение, когда звезда затмевает центральную часть диска, где находится компактный объект. В рентгеновской кривой блеска будут видны глубокие затмения. Это позволяет определить угол наклона орбиты по отношению к лучу зрения, что важно для изучения системы. Когда звезда постепенно закрывает разные части диска (рис. 19.4), это позволяет проводить сканирование диска. Хотя типичные размеры диска порядка звездных радиусов, существуют реальные данные о пространственной структуре диска: распределение плотности и температуре в диске, что достигается разными методами, в частности картированием во время затмения.

Под действием приливной силы звезда может приобретать эллиптическую форму (рис. 19.5). Она заполняет свою полость Роша и

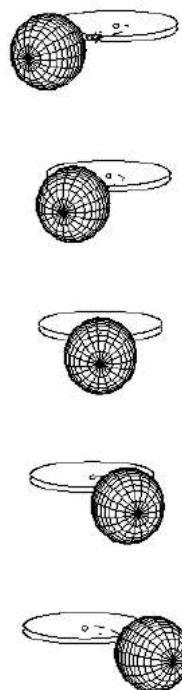


Рис. 19.4. Частичное затмение аккреционного диска звездой

приобретает форму полости Роша. Это сказывается на оптических кривых блеска.

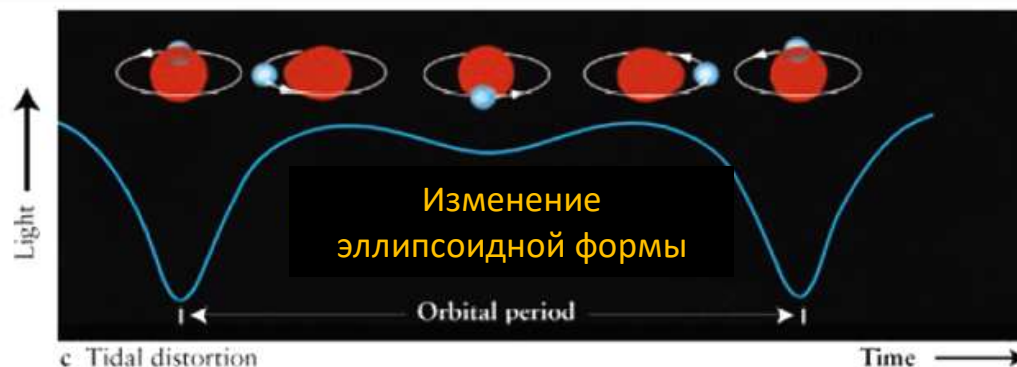


Рис. 19.5. Эффект приобретения звездой эллиптической формы

Если второй объект – это компактный объект, на который идет аккреция, или просто горячая звезда, то она будет прогревать ту сторону соседнего объекта, которая к ней обращена (рис. 19.6). Как правило, быстро устанавливается синхронное вращение.

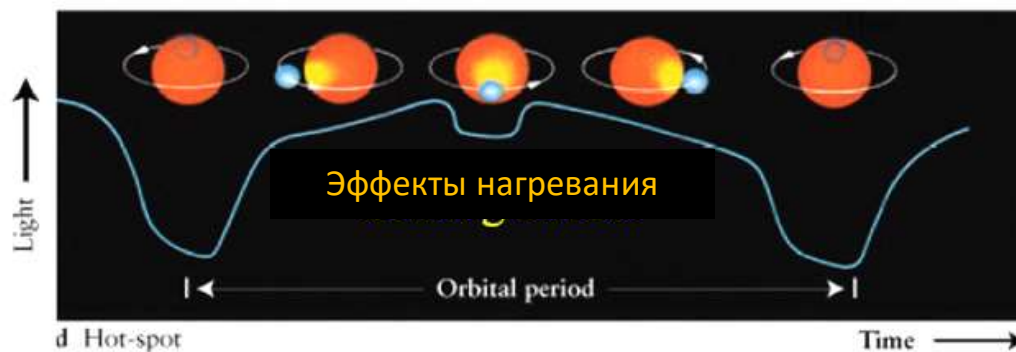


Рис. 19.6. Эффект нагрева

Двойные системы не могут рождаться очень тесными. Два объекта системы сближаются за счет испускания гравитационных волн, и в какой-то момент они сольются. Происходит перетекание вещества с легкого объекта на тяжелый. Легкий имеет больший радиус, заполняет свою полость Роша. Возникают области,

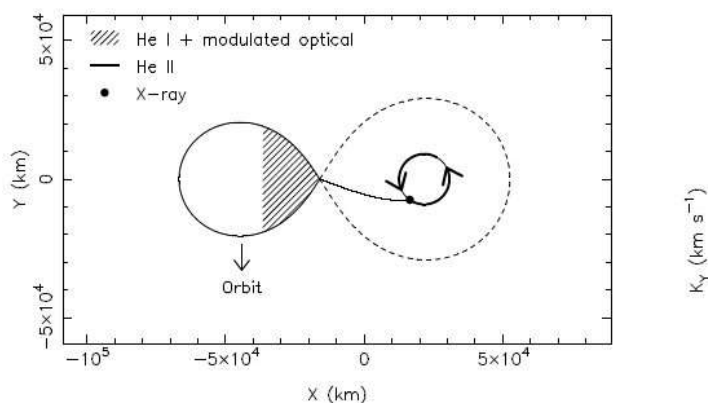


Рис. 19.7. Двойная система

излучающие в разных диапазонах спектра. На рис. 19.7 показана двойная система. Серым цветом отображена горячая область легкого объекта, который дает линии нейтрального гелия. Есть диск вокруг второго объекта, он дает линии ионизованного гелия. Есть яркая область – контакт струи с диском, который является источником рентгеновского излучения.

Перенос вещества с одной звезды на другую зависит от того, на какой эволюционной стадии расширится звезда настолько, что заполнит полость Роша. В ходе эволюции двойной системы перетекание может происходить дважды. Более массивная звезда эволюционирует быстрее, начинает перетекать на соседнюю звезду. Остается ядро, в котором может продолжаться синтез. Вторая звезда тоже со временем доходит до стадии гиганта, расширяется, и происходит второе перетекание (рис. 19.8)

Mass transfer and loss

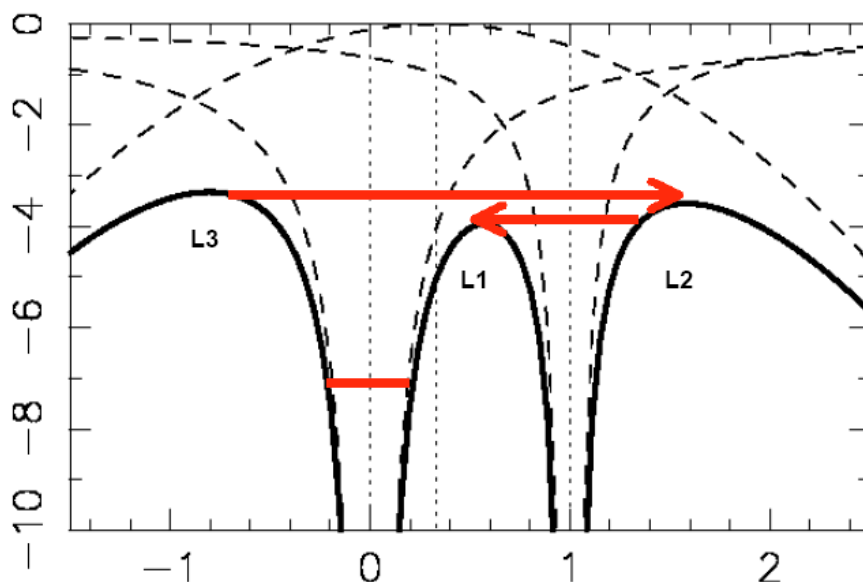


Рис. 19.8. Двойной перетекание

Категории двойных систем

Двойные системы делят на три категории: маломассивные рентгеновские двойные (LMXBs), массивные рентгеновские двойные (HMXBs) и промежуточные (IMXBs).

В маломассивных системах говорят именно о малой массе звезды – донора. Такая малая масса донора означает очень низкий звездный ветер. То есть для маломассивных систем работает только пополнение полости Роша. Это должны быть очень компактные двойные системы. В таких системах может произойти, например, раскручивание аккрецией компактных объектов, в первую очередь, нейтронные звезды.

Это приводит к рождению миллисекундных пульсаров. Еще одна особенность таких систем состоит в том, что можно достигать долгого времени переноса вещества.

Массивные рентгеновские двойные могут как заполнять полость Роша, так и переносить вещество за счет звездного ветра. Самые многочисленные системы — это системы с Be звездами. В таких системах нейтронные звезды имеют большие периоды. Эти системы важны как системы, которые дают системы из двух нейтронных звезд (DNS).

Промежуточные двойные – это очень редкий случай. От массивных они отличаются тем, что у промежуточных масс нет сильного звездного ветра. От маломассивных они отличаются, тем у промежуточных масс звезда - донор тяжелее звезды – аккретора, а маломассивных системах, наоборот, звезда – донор легче.

Маломассивные рентгеновские двойные можно разделить на три типа в соответствии с природой компактного объекта: белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры.

Возникают разнообразные системы. В случае белых карликов это катаклизмические переменные, новые звезды, карликовые новые, поляры, промежуточные поляры, супермягкие источники (SSS). У черных дыр рентгеновские двойные и микроквазары. У нейтронных звезд это рентгеновские пульсары, барстеры, и т.д.

Лекция 20

Рентгеновские двойные системы с черными дырами

Рентгеновские двойные системы с черными дырами можно разделить на три группы: массивные рентгеновские двойные (очень мало), маломассивные рентгеновские двойные (основное количество), ультрамощные рентгеновские источники (ULX). Основное количество – это маломассивные транзиентные рентгеновские двойные. Кроме того, есть несколько предсказаний. И одно из них – это обнаружить двойную систему пульсара с черной дырой.

Началось все с того, что люди определяли массы компактных объектов в двойных системах по функциям масс. Первым источником, для которого надежно была получена масса компактного объекта больше трех масс Солнца, был источник Cyg X-1 (рис.20.1).

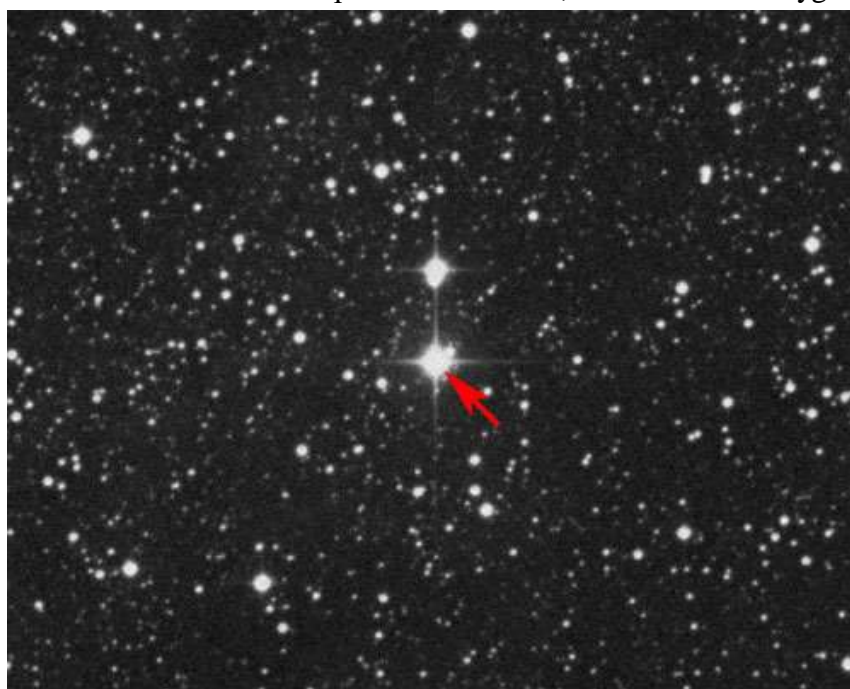


Рис. 20.1. Источник Cyg X-1.

Транзиентные объекты с маломассивными компаньонами называют рентгеновскими новыми (X-ray Novae).

На рис. 20.2 показаны кандидаты в черные дыры в одном масштабе. Масштаб задается отрезком от Солнца до Меркурия. Есть две системы с массивными звездами. В этом случае есть большой протяженный диск вокруг черной дыры. И основная часть – это черные дыры с красными карликами. Из 20 кандидатов 17 объектов - это X-ray Novae, 3 объекта – это HMXBs (Cyg X-1, LMC X-3, GRS 1915+105).

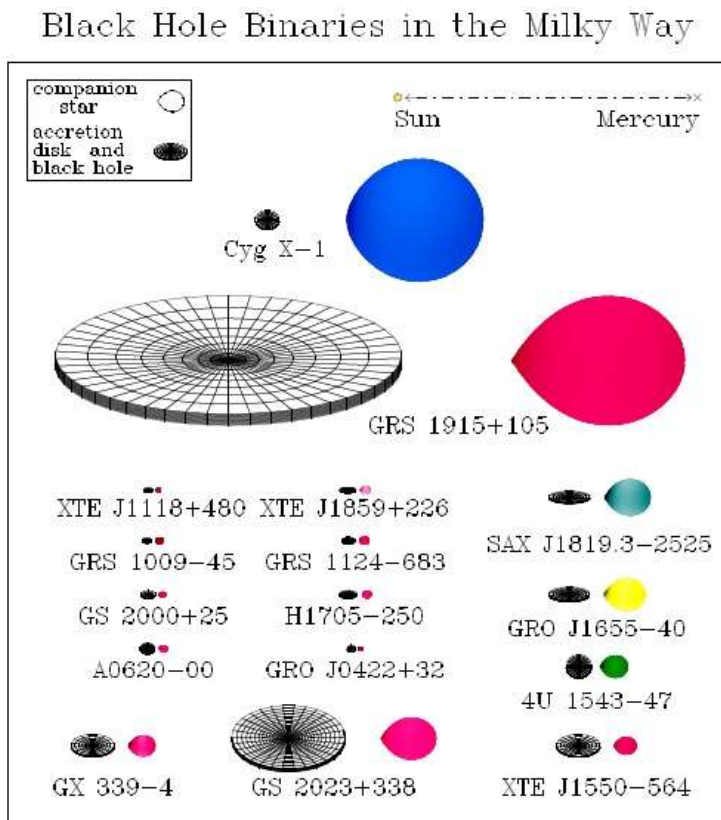


Рис. 20.2. Кандидаты в черные дыры.

У нейтронных звезд среди массивных рентгеновских двойных абсолютно доминируют системы с Ве-звездами. Это самый многочисленный класс. У черных дыр это не так. До 2014 года не было известно ни одной системы Ве-звезда с черной дырой. В 2014 году была открыта такая система с объектом MWC 656. Удалось определить массу этого компактного объекта.

Системы с черными дырами отличаются тем, что эти системы могут иметь низкую светимость, что связано с главным свойством черной дыры – отсутствием поверхности.

Функция масс определяется по наблюдению радиальных скоростей. Если мы можем измерить орбитальную скорость для звезды – донора, то получим функцию масс для компактного объекта.

$$f_v(m)m_x^3 \sin \frac{i^3}{(m_x + m_v)^2} = 1.038 \cdot 10^{-7} K_v^3 P(1 - e^2)^{\frac{3}{2}} \quad (44)$$

Открытие черной дыры в паре с радиопульсаром может обеспечить самое прямое доказательство самого существования черной дыры. Особенно было бы замечательно найти систему с миллисекундным пульсаром, наблюдаемым вблизи плоскости орбиты. Компьютерные модели дают разные оценки обилия таких систем. Липунов и др. дали в 1994 году первую хорошую оценку число таких систем. Получилась примерно одна система с черной дырой на 1000 пульсаров. На тот момент было известно 700 пульсаров. До сих пор такая система не обнаружена.

Отдельный интерес представляют системы из двух черных дыр. На данный момент зарегистрировано пять гравитационных сигналов от систем с черными дырами (рис. 20.3). На этом рисунке показаны массы черных дыр. Фиолетового цвета черные дыры в рентгеновских системах, синего цвета черные дыры, которые увидели по гравитационно волновым явлениям. Видно, что они намного массивнее. Объяснить появление черных дыр с массами примерно 20 масс Солнца можно в моделях эволюции звезд с малой металличностью.

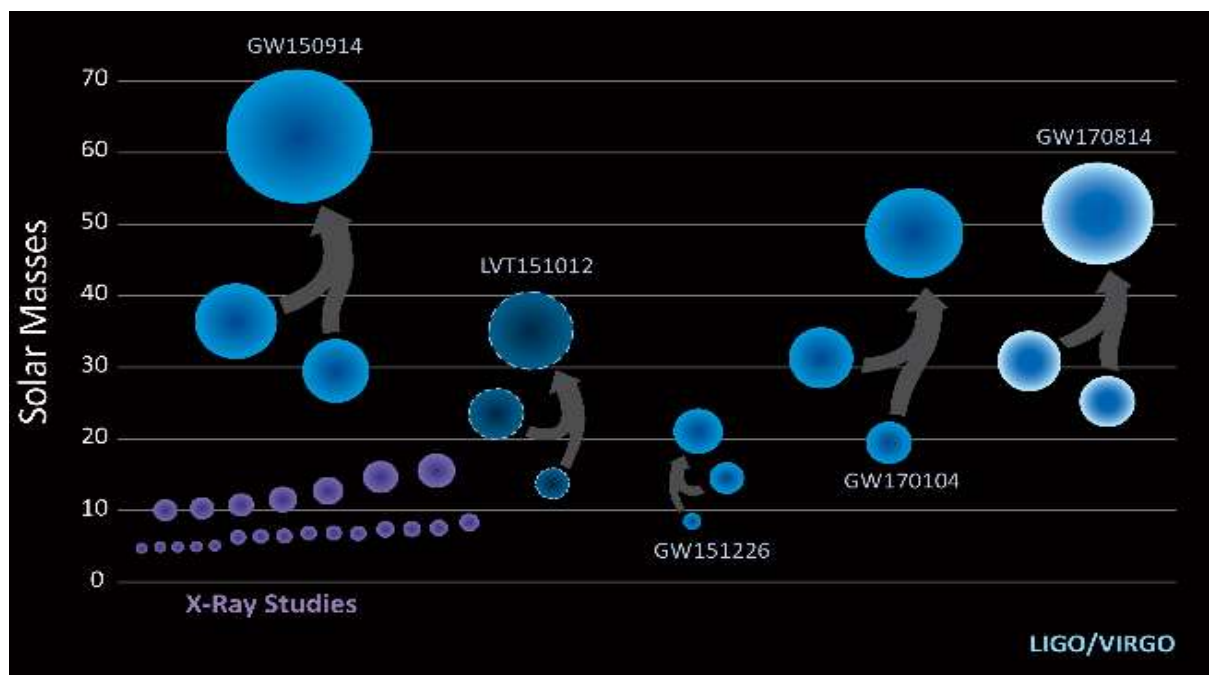


Рис. 20.3. Черные дыры с известными массами.

Начиная с середины 90-х гг. для ряда систем с черными дырами начали обнаруживать и детально изучать по радионаблюдениям струйные выбросы, где вещество в струях имеет ультрарелятивистские скорости. Такие выбросы называются джетами.

Объекты, которые называют микроквазарами, это рентгеновские двойные с черными дырами. Джеты присутствуют и в системах с нейтронными звездами. На рис.

20.1 изображена геометрию микроквара. Она схожа с квазаром, только рядом есть звезда, которая вносит свой вклад в спектр.

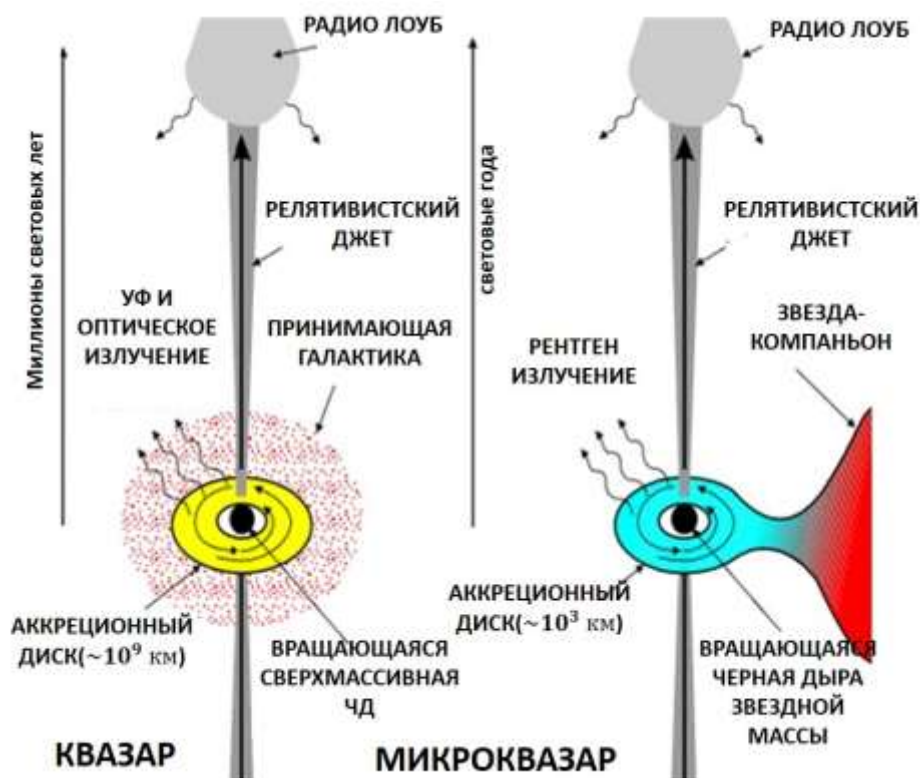


Рис. 20.4. Геометрия квазара и микроквара.

Понимание того, что двоичные система с черными дырами могут проходить через различные «состояния» (характеризующиеся светимостью, спектром и другими характеристиками, такими как радиоизлучение), появилось в 1972 году, когда Cyg X-1 внезапно показал падение мягкого потока рентгеновских лучей, увеличение жесткого потока рентгеновского излучения. На данный момент существует классификация состояний двойных систем с черной дырой (рис. 20.5).

Есть два основных источника излучения: диск (источник более мягкого теплового излучения) и горячая корона, которая окружает компактный объект диск (источник более жесткого теплового излучения). В процессе

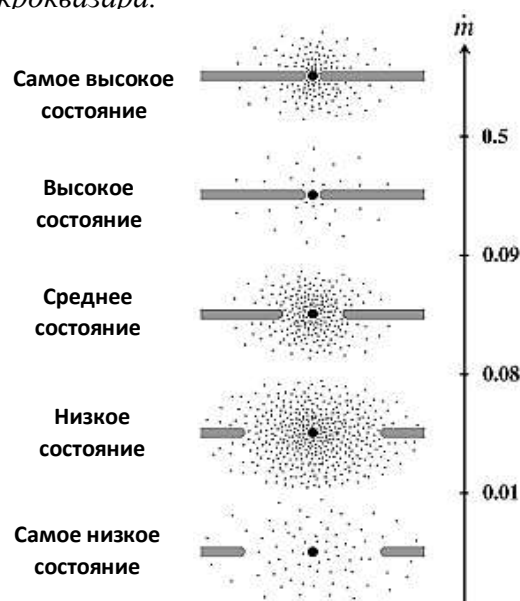


Рис. 20.5. Классификация состояний двойных систем с черной дырой.

перехода от состояния к состоянию, что связано с темпом протеканию вещества по диску, диск может доходить прямо до компактного объекта. В некоторых случаях диск может становиться меньше, но обрезается не снаружи, а изнутри.

Лекция 21

Сверхмассивные черные дыры

История, связанная с сверхмассивными черными дырами (SMBH), возникла сразу после идентификации квазаров. В 1963 г. Мартин Шмидт правильно проинтерпретировал спектры и понял, что это далекие объекты. Сразу появилось утверждение об огромном энерговыделении. Быстро была обнаружена переменность квазара. Быстрая переменность показала, что это компактный объект. Энерговыделение, превышающее энерговыделение галактики, происходит в области меньше размера Солнечной системы. Это привело к тому, что понадобилась модель ранее нерассматривавшегося центрального источника в галактиках. Одновременно Солпитер, Новиков, Зельдович предложили модели аккреции на сверхмассивную черную дыру. Активное ядро галактики – это сверхмассивная черная дыра, которая может приводить к другим эффектам. Она может быть окружена плотным звездным скоплением.

Известно, что все галактики с заметными балджами должны иметь сверхмассивные черные дыры. Наблюдаются они вплоть до больших красных смещений. Несколько процентов галактик имеет ядра в стадии активности. Диапазон масс черных дыр составляет $10^6 - 10^{10}$ масс Солнца. Точно измерены массы только для десятка объектов. Наиболее очевидным случаем сверхмассивной черной дыры является Стрелец A* (Sgr A*).

Несмотря на то что центральная область Sgr A* оптически недоступна, она хорошо доступна в инфракрасном, рентгеновском и радиодиапазоне. Источник Sgr A – это радиоисточник. В нем был выделен компактный радиоисточник Sgr A* (рис. 21.1). В итоге это сверхмассивная черная дыра в центре нашей Галактики.

Начиная с 90-х гг., ученые успешно наблюдают траектории отдельных звезд, чья динамическая эволюция полностью определяется сверхмассивной черной дырой.

С помощью Chandra удалось хорошо изучить центральную область. На черную дыру идет аккреция. Она является источником радиоизлучения, рентгеновского и инфракрасного.

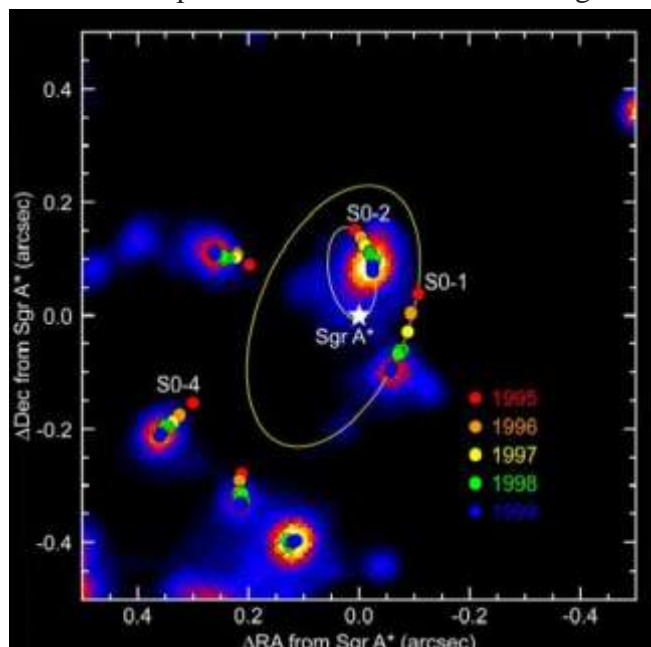


Рис. 21.1. SMBH Sgr A*

Масса центральной черной дыры Sgr A* $\sim 4 \cdot 10^6 M_{\odot}$. Она сейчас неактивна. Но есть уверенность, что в прошлом это было не так. Источник Sgr B2 – это молекулярное облако (рис. 21.2). Оно является источником жесткого рентгеновского излучения. Подозревается, что около 350 лет назад Sgr A* находился в «высоком состоянии». Теперь жесткое рентгеновское излучение, генерируемое Sgr A* в это время, достигло Sgr B2. Sgr B2 виден из-за флуоресценции железа.

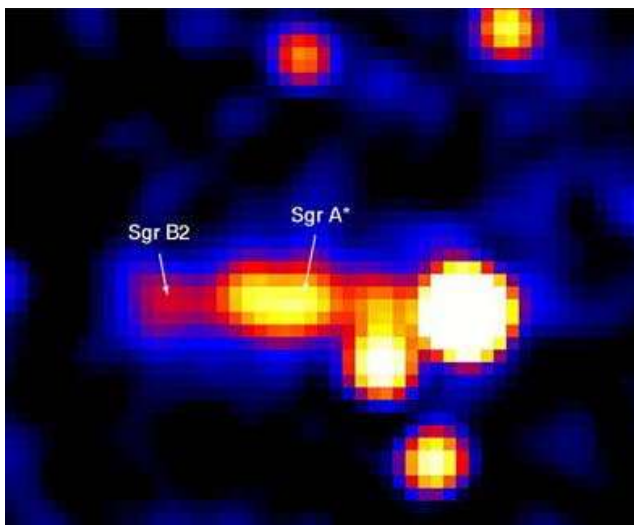


Рис. 21.2. Регион Галактического центра

На коротком масштабе времени черная дыра вспыхивает. Это связано с неоднородностью аккреционного потока. Вспышек наблюдается довольно много. Длительность составляет десятки минут. Одну из них можно наблюдать на рис. 21.3. Самая яркая вспышка была зарегистрирована 3 октября 2002 г. Светимость вспышки $3.6 \cdot 10^{35}$ erg/s. Светимость черной дыры в спокойном состоянии – это светимость Солнца. Наличие большого количества рентгеновских данных позволило обнаружить квазипериодические осцилляции (QPOs) с характерным временем 22,2 мин. Спиновый параметр черной дыры $a=0,22$.

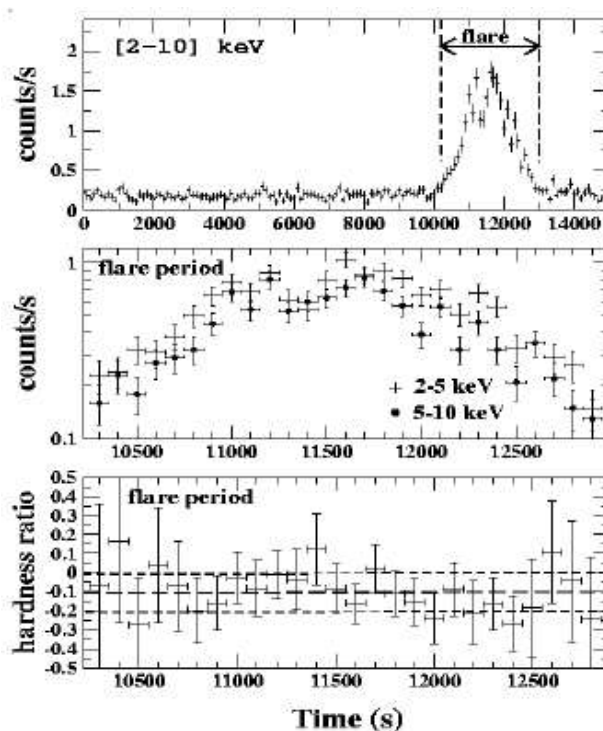


Рис. 21.3. Вспышка SMBH Sgr A*

В рентгеновском диапазоне работает несколько спутников, которые занимаются мониторингом Sgr A*. Среди них выделяется спутник SWIFT. За шесть лет наблюдений он увидел шесть вспышек (рис. 21.4).

С помощью мониторинга Chandra было построено распределение вспышек по длительности (рис. 21.5). Типичная длительность – десятки минут.

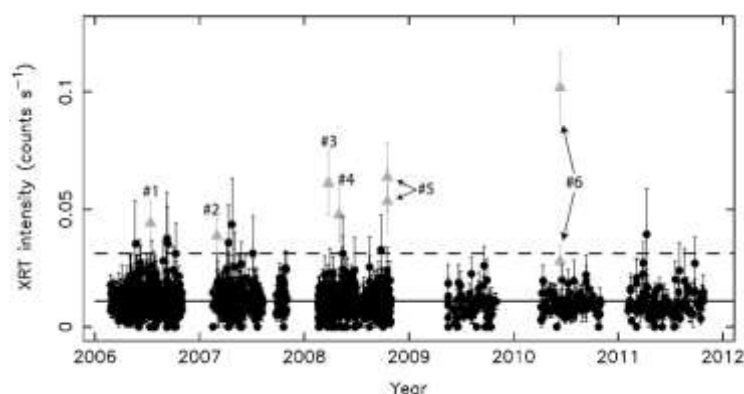


Рис. 21.4. SWIFT наблюдение of Sgr A*

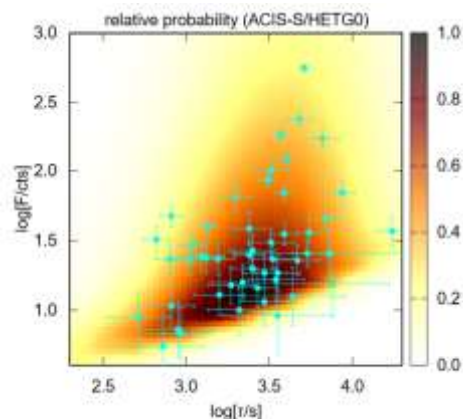


Рис. 21.5. Chandra наблюдение of Sgr A*

Пузыри в центре Галактики

На большом масштабе времени мы знаем, что черная дыра еще более активной. Свидетельством этого являются пузыри Ферми. По данным реликтового излучения известно, что в центре Галактики существуют странные структуры. Структура имеют X-образную форму. Данные Ферми показали, что это именно пузыри (рис. 21.6). Это симметричные образования относительно центра и плоскости Галактики. Природа этих пузырей связана с активностью черной дыры.

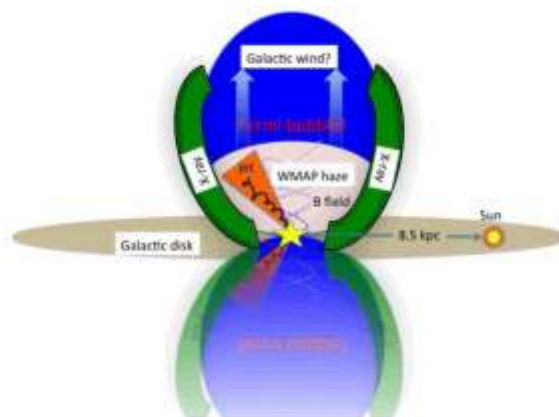
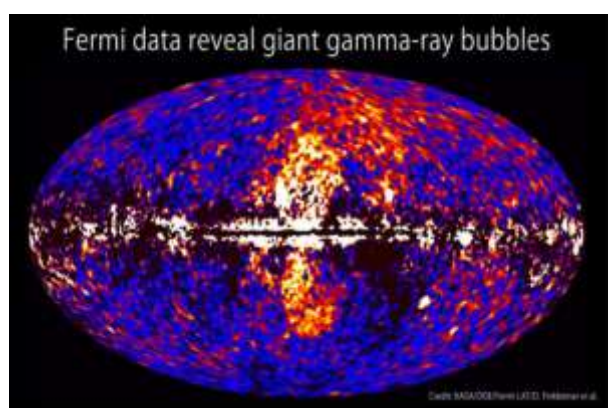


Рис. 21.5. Пузыри Ферми

Сверхмассивная черная дыра в туманности Андромеды

В центре туманности Андромеды выделяется компактный источник M31* в рентгене и радиодиапазоне (рис. 21.6).

Черная дыра M31* показывает перепады в уровне активности. Светимость может меняться очень сильно. Масса черной дыры 100 – 200 млн масс Солнца.

Возможно, что у M31* есть аналоги пузырей Ферми. Используя данные Ферми, ученые продемонстрировали, что форма гамма-изображения более соответствует структуре, подобной пузырькам Ферми в нашей Галактике (рис. 21.7).

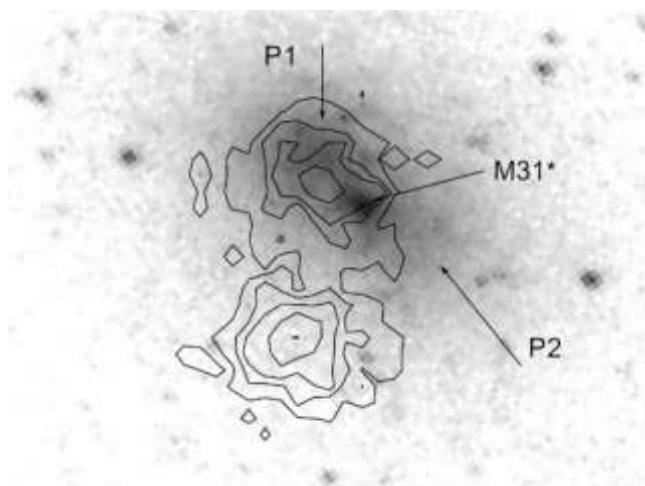


Рис. 21.6. СМЧР M31* в туманности Андромеды

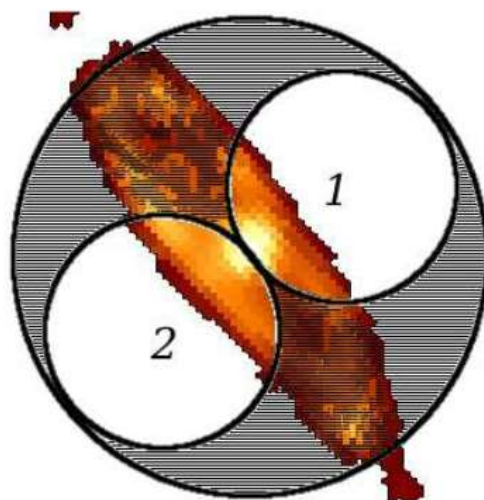


Рис. 21.7. Аналоги пузырей Ферми в СМЧР M31* в туманности Андромеды

Активные галактические ядра и квазары

Наличие сверхмассивной черной дыры может приводить к феноменам активного галактического ядра, если на эту черную дыру течет достаточное количество газа. Активное ядро галактики возникает, когда возникает мощный аккреционный диск.

В спектре квазаров (рис. 21.8) есть синхротронное излучение, и оно характеризуется степенным спектром. С какого-то момента становится важным тепловое излучение, связанное с диском, и возникает квазар, видимый в оптическом диапазоне.

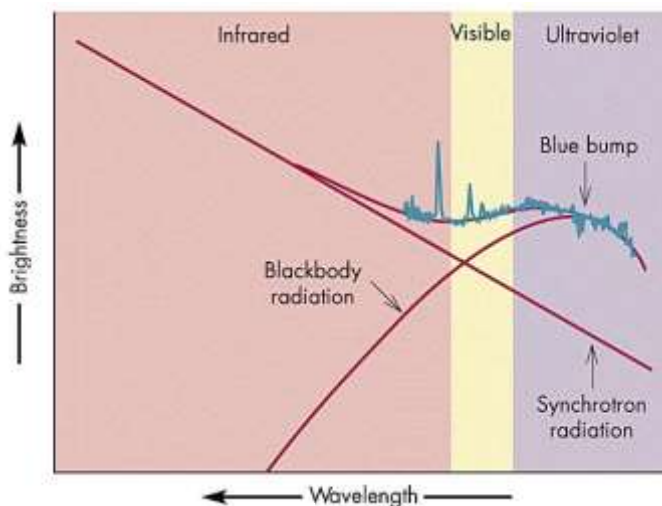


Рис. 21.8. Спектр квазаров

Вселенная заполнена фоновым излучением. Это не только реликтовое излучение. Также есть излучение, связанное со светом всех источников излучения. Обнаружить такое фоновое излучение трудно. Если у вас есть далекий источник гамма-излучения, то гамма-фотоны по дороге к нам могут взаимодействовать с оптическим и УФ излучением фона, давая электрон-позитронные пары. Соответственно, в спектре далекого гамма-источника мы будем видеть депрессию. Для индивидуального источника увидеть это крайне тяжело. Были использованы данные наблюдений на спутнике Ферми для полутора сотен блазаров, чтобы выделить суммарный эффект (рис. 21.).

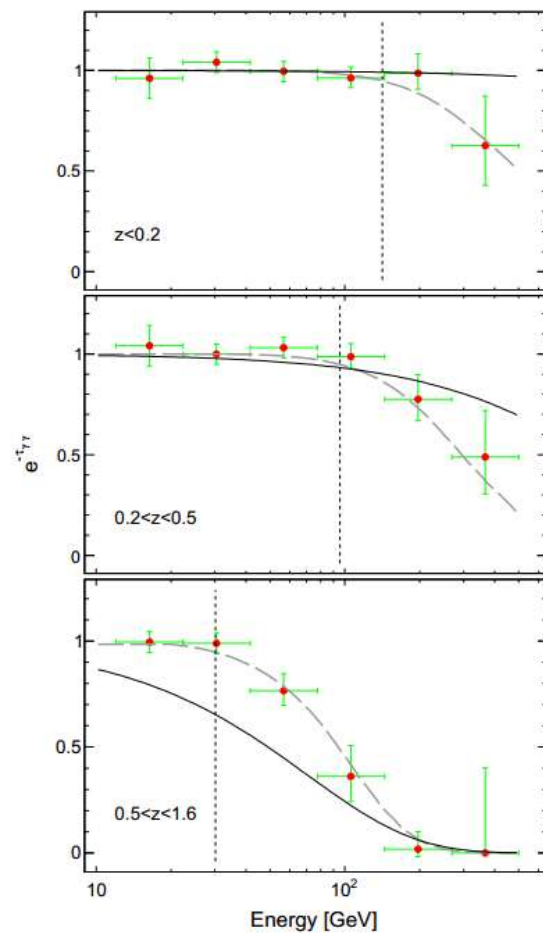


Рис. 21.9. Фоновое излучение

Измерение масс черных дыр

Существует несколько независимых методик определения массы сверхмассивных черных дыр:

- Измерение орбит отдельных звезд и мазерных источников вокруг центральной черной дыры;
- Изучение кинематики газа;
- Профиль звездной плотности;
- Реверберационное картирование.

Лекция 22

Черные дыры в карликовых галактиках

Последние годы активно ведется изучение активных черных дыр в карликовых галактиках. Часто их называют черными дырами промежуточных масс. На рис. 22.1 изображены примеры карликовых галактик с черными дырами промежуточных масс.

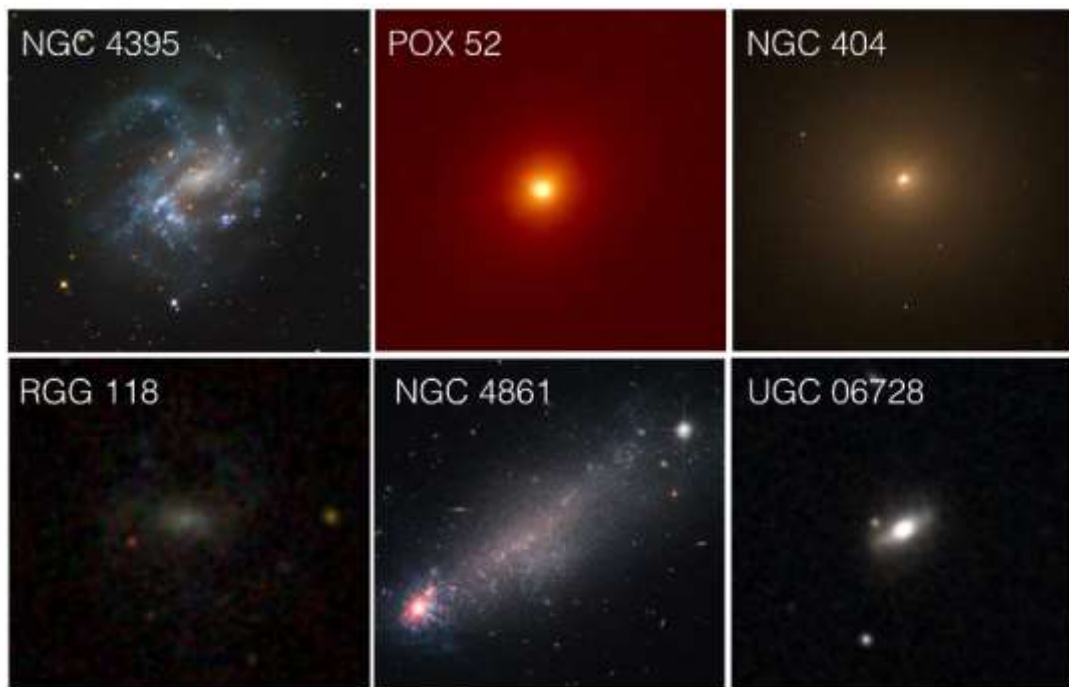


Рис. 22.1. Карликовые галактики с IMBHs

У многих карликовых галактик черные дыры легкие. Сами галактики имеют массы порядка нескольких миллиардов масс Солнца, а размеры порядка нескольких килопарсек.

Имеет место моделирование данных процессов, благодаря тому, что в последние несколько лет появились мощные коды, которые рассчитывают эволюцию галактик в рамках формирования глобальной структуры. Люди доходят до внешнего вида галактик. Данные методы могут быть применены и к черным дырам.

Методы измерения масс черных дыр

С помощью радионаблюдений можно наблюдать точечные источники с линиями. Из можно наблюдать в газовом диске на не очень большом расстоянии от черной дыры, где гравитационный потенциал определяется сами влиянием черной дыры. Поскольку

виден объект в линии, возможно точно определить скорость объекта. Как результат получены скорость объекта и угловые масштабы.

Газовая динамика – это метод доступный для близких галактик, где можно получить спектр для газового диска, вращающегося вокруг черной дыры. На рис. 22.2 промерен спектр для диска и определена скорость вращения для галактики M87 на расстоянии 5 парсек от центра галактики. Получается, что половина диска вращается к нам, другая половина – от нас. Это позволяет измерять массу черной дыры, если известно расстояние.

Ревербационный метод основан на измерении отклика облученного газа на изменения светимости центральных источников излучающих континуумов.

Первоначально метод был предложен и использован для изучения новой и SN Ia.

Удалось уточнить расстояние до важной галактики NGC 4151 с черной дырой. По ней калибруют массы других черных дыр. В итоге – массы возросли почти в полтора раза.

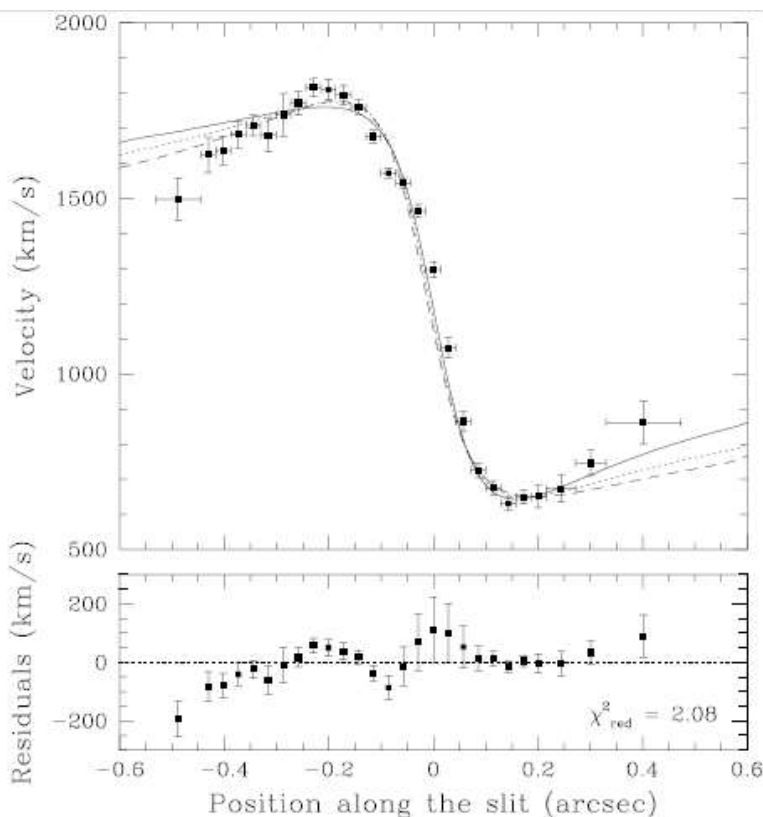


Рис. 22.2. Спектр для диска и скорость вращения для галактики M87

Возникновение скоплений галактик

Вселенная имеет крупномасштабную структуру. Растет она из первичных флуктуаций плотности. Сегодня стандартная модель формирования структуры является иерархической. Численные расчеты эволюции крупномасштабной структуры и отдельных «блоков» достигли очень высокого уровня точности.

На рис. 22.3 показано возникновение структуры галактик в разных моделях. В процессе роста структуры происходят многочисленные слияния «строительных блоков», каждый из которых может содержать черные дыры. После слияния новообразованная черная дыра медленно, из-за динамического трения движется к центру результирующей структуры. Формирование больших галактик завершается как $z \sim 2$, после чего крупных

слияний не происходит, только маленькие спутники захватываются большими галактиками.

Начальные звезды формируются из первичного вещества, где присутствуют только водород и гелий. Веществу нужно остывать. Недостаточно того, что объект достиг критической массы. При сжатии газовое облако нагревается. В современной среде роль холодильников играют несимметричные молекулы. В ранней Вселенной похожего не было. Молекула водорода симметрична и плохо излучает. Возможна комбинация плотности и температуры облака, такая что остывание за счет молекулярного водорода достаточно. Облако будет продолжать сжиматься, и таким образом возникнут звезды.

Расчеты показывают, что в облаках с типичной полной массой млн. масс Солнца могут начинать возникать звезды. В основном, возникает одна массивная звезда на облако.

Рассмотрим, как может образоваться черная дыра. Первые звезды дают зародышевые черные дыры, которые потом вырастут в массивные черные дыры. При ненулевой металличности газовое облако начинает коллапсировать. Расчеты показывают, что образуется дисковая структура. Она может пройти через стадию образования звезд, или могут образоваться свехмассивные объекты – квазистары. Это может приводить к образованию черных дыр.

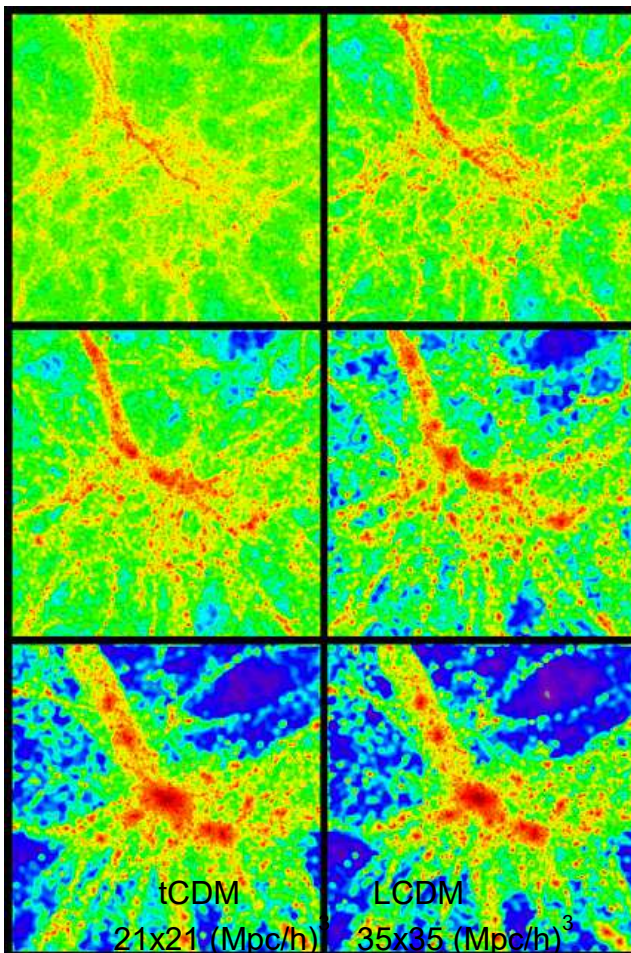


Рис. 22.3. Возникновение структуры галактик

Лекция 23

Расчеты по различным моделям формирования черных дыр

Существуют разные механизмы возникновения зародышевых черных дыр, и есть, как минимум, два пути роста их массы: аккреция и слияние. На рис. 23.1 приведен модельный график сравнения темпов образования черных дыр и звездообразования, в котором учитываются разные механизмы формирования: из звезд населения III и коллапс облаков малометаллического газа.

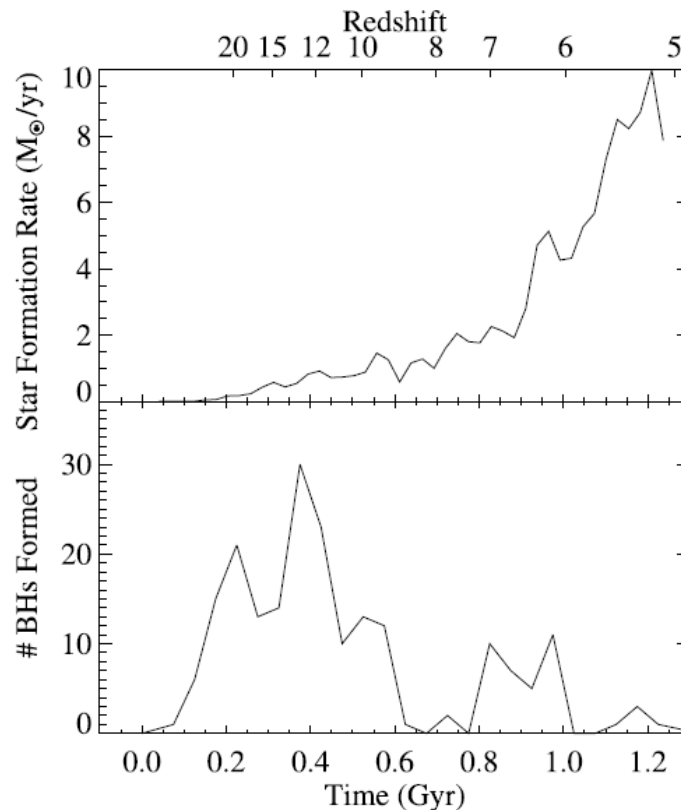


Рис. 23.1. Сравнение темпов образования черных дыр и звездообразования

Поскольку существует много механизмов и никакой окончательной ясности нет, в расчетах часто считают возникновение черных дыр в разных моделях для разной эффективности. На рис. 23.2 показан спектр масс черных дыр в трех разных предположениях. Видно, что в зависимости от модели получаются различные распределения спектра масс: красный — много черных дыр, но они легкие, что соответствует черным дырам из звезд населения III; синий — широкий диапазон масс, возникают в прямом коллапсе; зеленый — черные дыры, которые возникают в результате слияния звезд.

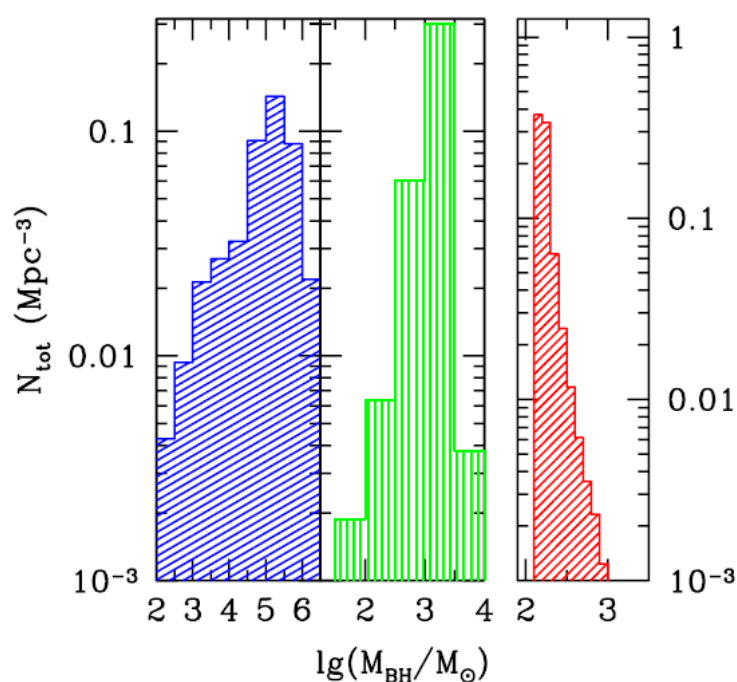


Рис. 23.2. Распределения спектра масс для различных моделей формирования

На рис. 23.3 показан расчет спектра масс, в котором рассматривается один вариант формирования – коллапс газовых дисков. Посчитаны три варианта графиков для разной эффективности.

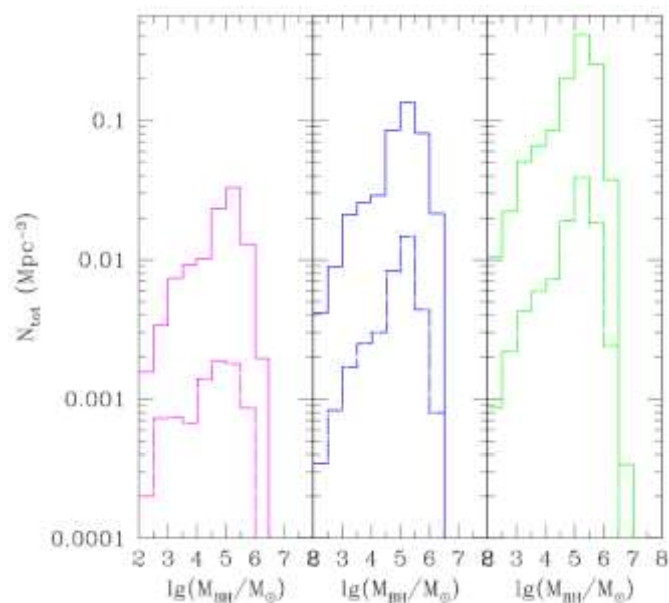


Рис. 23.3. Распределения спектра масс для одного механизма формирования и различной эффективности

На рис. 23.4 несколько подробнее показано возникновение дисковых структур. В результате слияния галактик возникают дискообразные газовые структуры. За счет остывания газа в центре и его течения внутрь создаются условия для формирования массивных (1 000 – 10 000 масс Солнца) черных дыр. В таком механизме будет меньше болтающихся черных дыр.

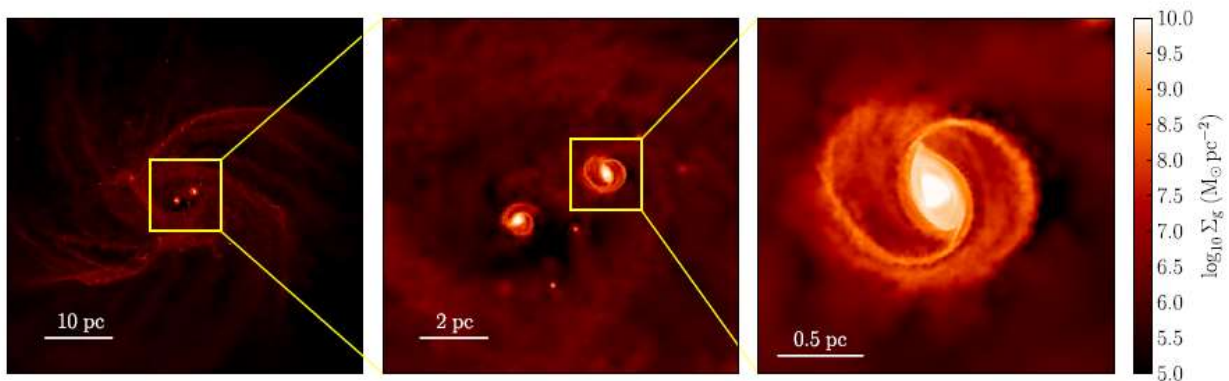


Рис. 23.4. Слияние крупных галактик на $z=8-10$

Механизм через образование сверхмассивных звезд

Здесь речь идет о существовании короткоживущих структур (газовых шаров), которые целиком (то есть практически без потерь вещества) коллапсируют в черные дыры, причем этот процесс происходит в достаточно крупных гало. На рис. 23.5 показывается как увеличивается масса, здесь все время будет достаточно большой темп аккреции (примерно масса Солнца в год), то есть объект все время растет пока не достигает неустойчивости и не схлопывается.

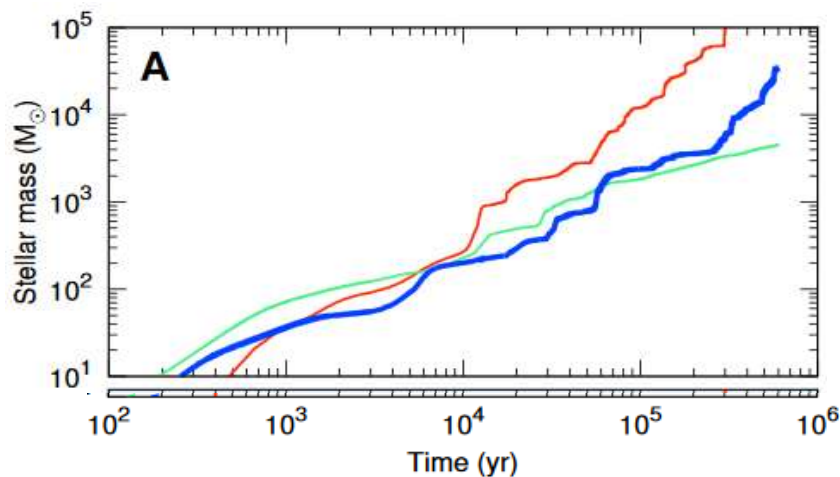


Рис. 23.5. Рост массы в процессе формирования

На рис. 23.6 показана предельная масса, при которой происходит коллапс, в зависимости от темпа аккреции. Видно, что темп может достигать до 10 масс Солнца в год.

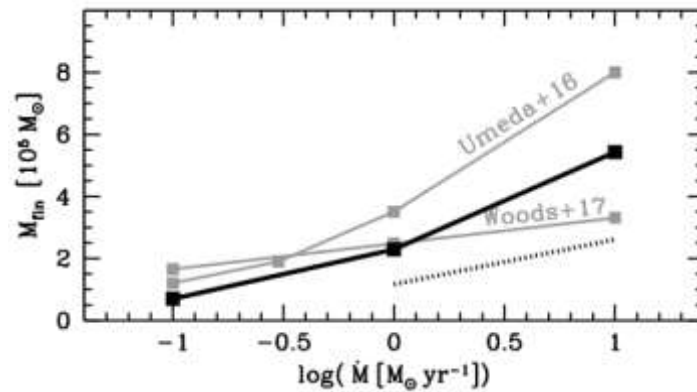


Рис. 23.6. Предельная масса в зависимости от темпа аккреции

На рис. 23.7 внутренняя структура этих объектов для разных темпов поступления массы. Заштрихованные области – это области, где происходит термоядерное горение (водород и дейтерий). Какие-то области могут быть конвективными, какие-то – лучистые.

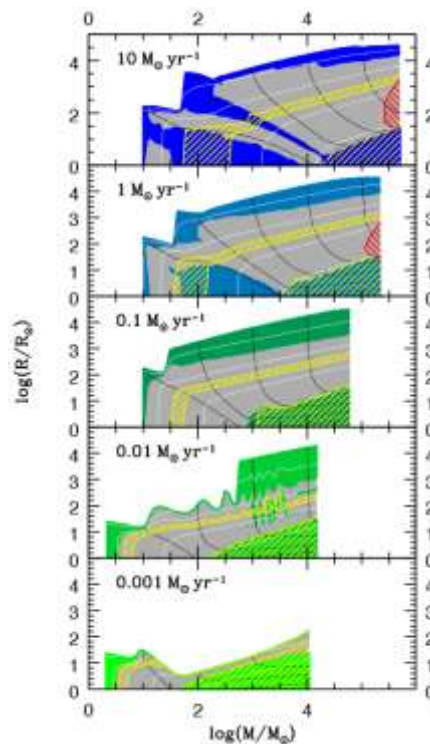


Рис. 23.7. Внутренняя структура для разных темпов аккреции

Предел на рост массы черной дыры

Пока черная дыра достаточно легкая, набор массы может идти со скоростью, пропорциональной квадрату массы, то есть очень эффективно, но, в конце концов, черная дыра достигает своего Эддингтоновского предела (набор пропорционален массе) (рис. 23.8). Кроме того, когда вещество течет в центральную часть, газ может начать превращаться в звезды. Если она образовалась, то она уже не течет внутрь черной дыры. Такие звезды формируют отдельную популяцию, они достаточно слабо взаимодействуют друг с другом и в этом смысле динамически плохо остывают, плохо избавляются от орбитального момента.

Также был предложен механизм, согласно которому растущая черная дыра, на которую идет мощный поток газа, становится мощным источником не только излучения, но и ветра, а этот ветер начинает динамически влиять на газ в галактике в целом, а не только на свою окрестность. При этом данный газ никогда не превратится в звезды опять, то есть прекращается процесс звездообразования. Такой же процесс может произойти на квазаре: активность квазара может привести к мощному оттоку вещества. Этот поток может выметать газ из галактики, что приведет к выключению звездообразования в ней. Был обнаружен квазар на $z=6.4$, в котором отток вещества составляет 3500 масс Солнца в год, чего достаточно, чтобы воздействовать на всю галактику.

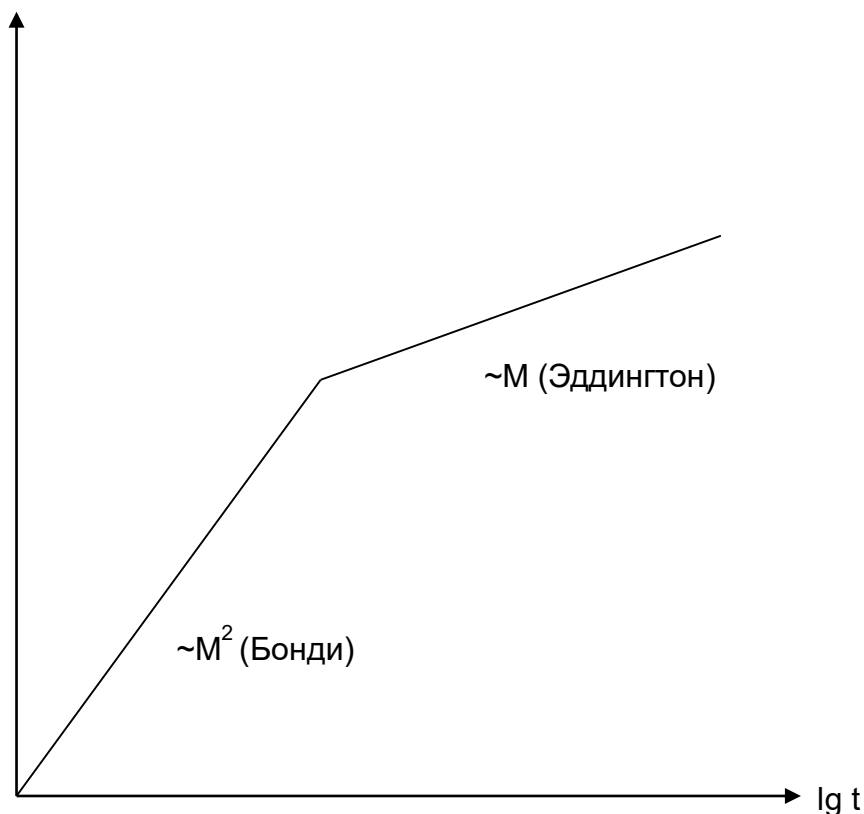


Рис. 23.8. Пределы роста массы

Галактический каннибализм

Черные дыры естественным образом растут в процессе иерархического роста галактик, поэтому кроме роста массы за счет аккреции происходит рост массы черных дыр за счет слияния. Существует достаточно много и наблюдательных, и компьютерных данных в пользу того, что слияние галактик — это совершенно нормальный процесс для их ранней эволюции.

Гравитационная волновая ракета

При слиянии неодинаковых черных дыр получающаяся черная дыра может приобретать достаточно большую скорость

$$V_F \approx 1480 \frac{km}{s} \frac{f(q)}{f_{max}} \left(\frac{2GM}{c^2 r_{term}} \right)^4 \quad (45)$$

Пусть имеется более тяжелая черная дыра и более легкая, и мы наблюдаем на них в такой системе, в которой более легкая вращается вокруг более тяжелой. Соответственно источником излучения является более легкая черная дыра, но чем ближе к слиянию, тем ее скорость больше, поэтому излучение будет несимметричным, а излучать она будет преимущественно вперед (в первую очередь из-за релятивистского биминга). Поэтому гравитационные волны, которые уносят и энергию, и импульс, будут уносить его несимметрично. При падении на черную дыру излучение будет максимально ассиметричным. В результате можно получить довольно большие скорости (наиболее типичные ~ 100 км/с). Этих скоростей хватает, чтобы откинуть черную дыру из легких галактик. Поэтому могут существовать легкие галактики без черных дыр и даже, с некоторой вероятностью, тяжелые галактики, где нет черных дыр. Значение максимального “кика” (англ. kick) должно быть не больше 2000 км/с, но почти наверняка можно уйти за 1000 (рис. 23.9).

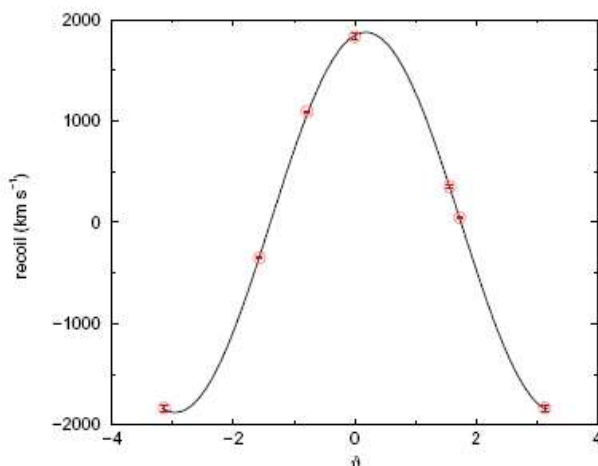


Рис. 23.9. Максимум “кика”

Возможно и образование “антикика” вследствие осцилляции горизонта на стадии после слияния и приведении асимметрии излучения в другую сторону (рис. 23.10)

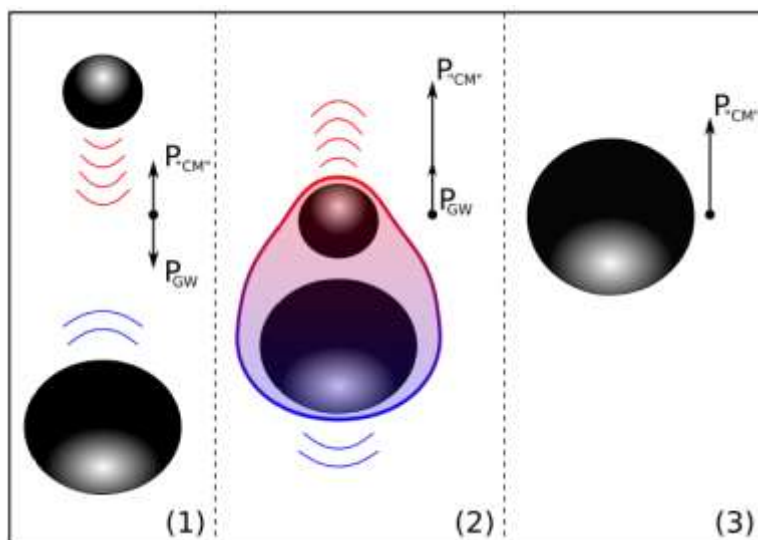


Рис. 23.10. Механизм “антикика”

Лекция 24

Джеты в активных ядрах галактик и двойных системах

Структуры в виде струйных истечений часто встречаются в астрофизике в системах, где есть один тяготеющий центр (рис. 24.1) и в двойных системах (рис. 24.2). Сама физика джета определяется тем, что происходит в окрестности компактного объекта. При возникновении релятивистских истечений возникает эффект сверхсветового движения.

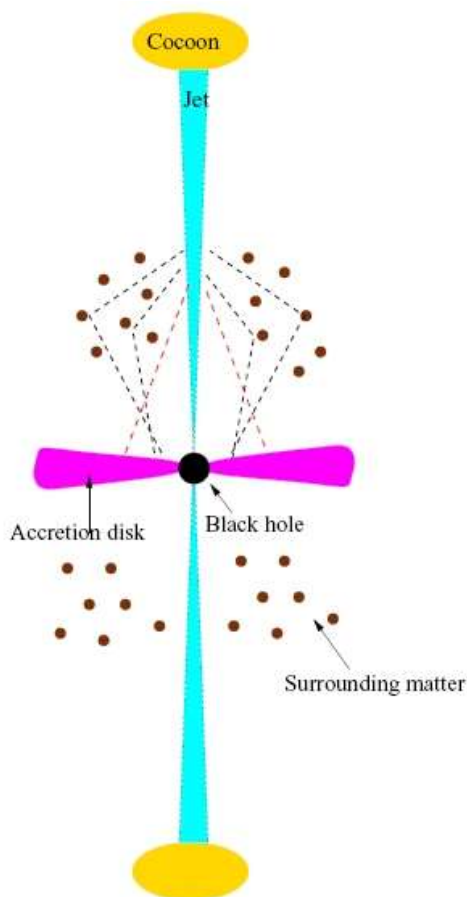


Рис. 24.1. Джет в ядре галактики

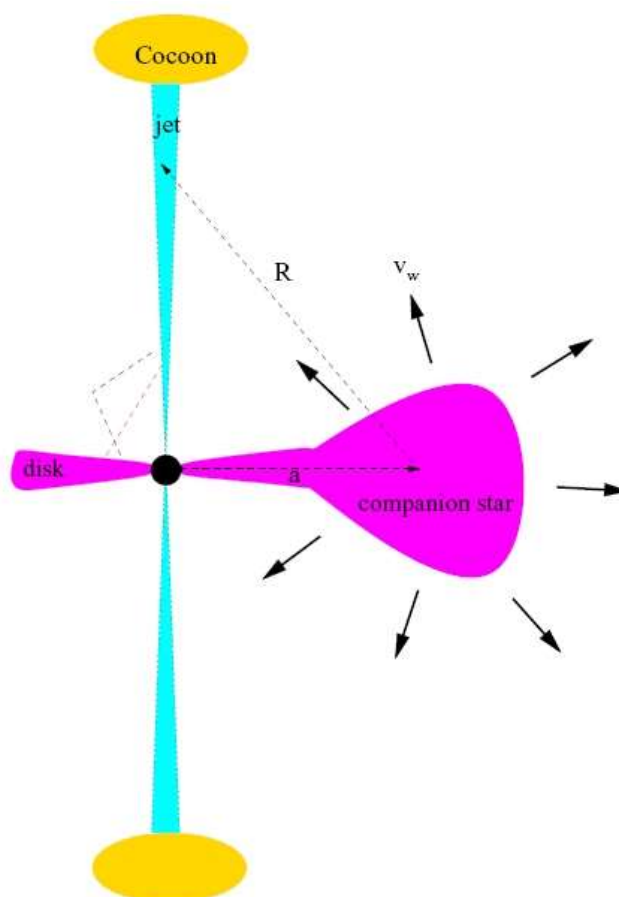


Рис. 24.2. Джет в двойных

Джеты могут вносить довольно большой вклад в излучение. Мощность джета не ограничена, может расти достаточно долго и будет расти в гамма-всплесках. В активных ядрах галактик частое явление, когда мощность джета больше мощности диска. Но при

этом возможна и обратная ситуация, когда джет не возникает. Джеты видны на больших красных смещениях. 1 % сверхмассивных черных дыр находится в активном состоянии. 10% из них запускает релятивистские джеты.

Существует деление джетов на двусторонние джеты (обычно находятся в богатых скоплениях галактик) и односторонние джеты.

В джетах летят blobs. Именно это позволяет измерять скорость течения вещества в диске. Blobs бывают двух видов: сгусток вещества и волновая структура. Считается, что яркие образования в джетах могут быть результатом развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца в джете. Это сопровождается появлением спиральной структуры.

Активность черных дыр хорошо описывается в рамках единой модели, где есть три основные составляющие: черная дыра с внутренним диском, поглощающий тор вокруг и джеты (рис. 24.3). Если мы смотрим прямо на джет, то получится блазар. Блазары – объекты, где с некоторой точки зрения есть возможность изучать джеты.

Блазары являются сильными гамма-источниками. Наиболее сильные имеют эквивалентную изотропную светимость 10^{49} эрг/с. EGRET наблюдал 66 (+27) источников этого типа. Новый прорыв ожидается с запуском спутника GLAST. Несколько источников обнаружено в ТэВном диапазоне с помощью наземных гамма-телескопов.

Наблюдения показывают, что после гамма-вспышки, спустя несколько недель или месяцев, следует вспышка в радиодиапазоне (но это происходит не всегда).

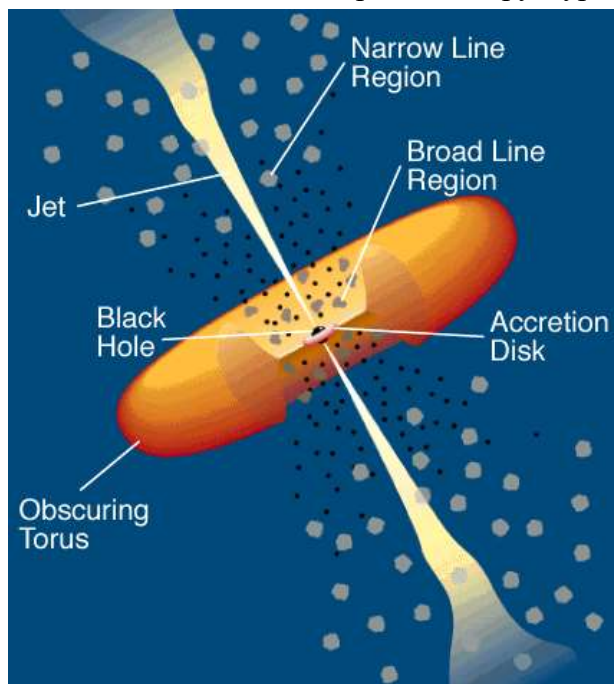


Рис. 24.3. Единая модель

Приливное разрушение

При массе черной дыры меньше $3 \cdot 10^8$ масс Солнца черная дыра способна разрывать звезды главной последовательности. Чем больше масса черной дыры, тем меньше приливные силы на горизонте. При разрыве половина вещества улетает, а вторая половина формирует кольцо, которое расплывается в аккреционный диск (рис. 24.4). Детальный процесс известен плохо.

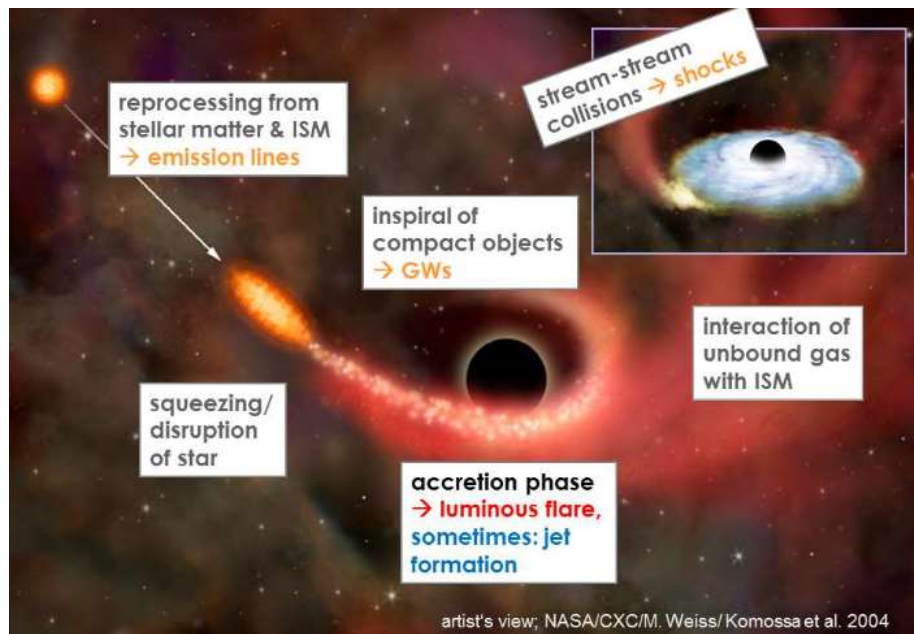


Рис. 24.4. Приливное разрушение

Лекция 25

Первичные черные дыры

Идея о первичных черных дырах появилась достаточно давно, и идея испарения черных дыр была предложена Хокингом в 1971 г. Испаряясь черные дыры вносят вклад не только в гамма-фон, но и в фон космических лучей и нейтрино.

Черные дыры возникают в ранней Вселенной и масса, с которой они возникают, зависит от времени их образования:

$$M_H(t) \approx \frac{c^3 t}{G} \approx 10^{15} \left(\frac{t}{10^{-23} \text{ s}} \right) g. \quad (46)$$

В соответствии с механизмом Хокинга мы можем приписывать черным дырам температуру:

$$T = \frac{\hbar c^3}{8\pi G M k} \approx 10^{-7} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-1} \text{ K},$$

Время до полного испарения без учета набора массы:

$$\tau(M) \approx \frac{\hbar c^4}{G^2 M^3} \approx 10^{64} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^3 \text{ y}.$$

Спектр испаряющихся черных дыр тепловой – Хокинговский спектр (рис.25.1). На финальной стадии испарения спектр будет отличаться от теплового. Начиная с некоторой массы, черная дыра начинает рождать массивные частицы. Какое-то время испарение идет за счет безмассовых частиц. Когда черная дыра начинает рождать массивные частицы, эти частицы могут распадаться.

При испарении черные дыры дают гамма-кванты. Это позволяет ставить ограничение на их количество:

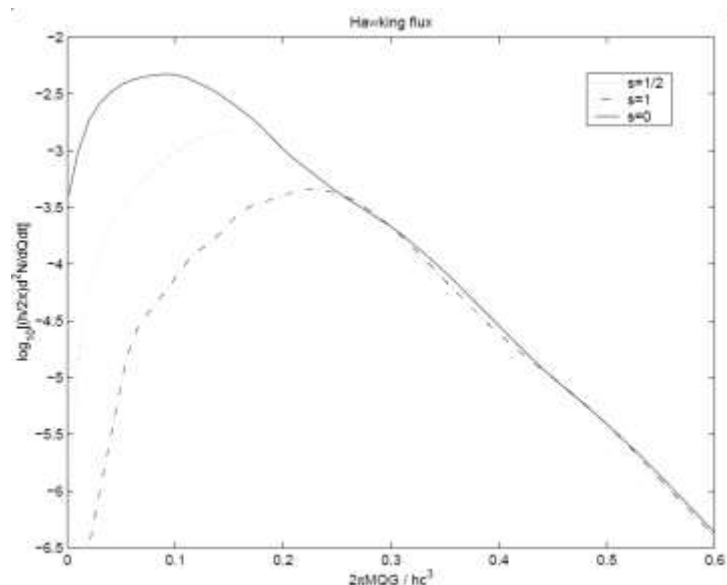


Рис. 25.1. Хокинговский спектр

$$\Omega_{\text{РВН}} \leq (5.1 \pm 1.3) \times 10^{-9} h^{-2}, \quad (47)$$

Поскольку черные дыры рожают частицы и античастицы, то поиск именно античастиц является существенным для постановки ограничений на плотность черных дыр. Даже небольшая добавка античастиц от испарения черных дыр будет существенной. Наблюдение антипротонов в частности позволяет давать хорошее ограничение на плотность черных дыр. Результаты получаются сравнимыми с результатами, полученными с помощью гамма-наблюдений.

Черные дыры первично распределены примерно, как и темное вещество. Темное вещество концентрируется ближе к центру галактики. На рис. 25.2 изображены профили плотности. Они различны, поскольку плохо известно, как темное вещество определено в центральной части галактики.

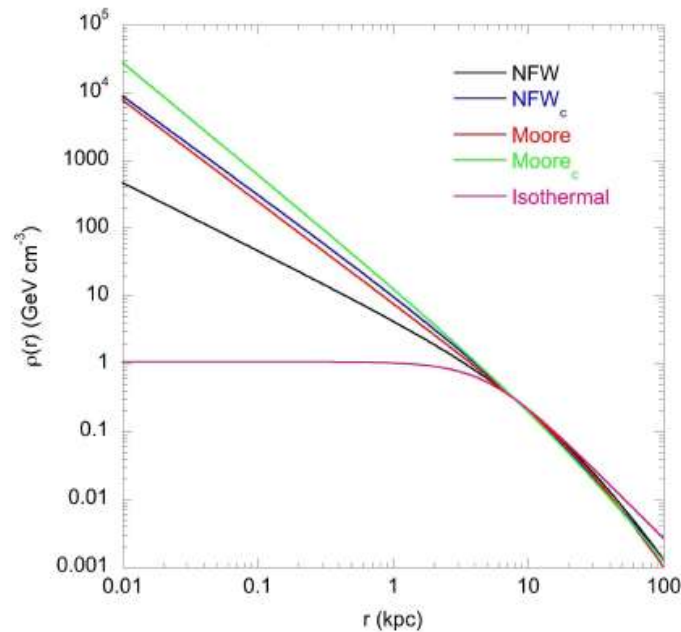


Рис. 25.2. Профили плотности.

Лекция 26

Проблема горизонта

Можем ли мы на 100% утверждать, что мы можем наблюдать черные дыры? Можем, только если есть прямые доказательства существования горизонта. Доказать это достаточно сложно. Рассмотрим три подхода. 1) Можем бороться с конкретными моделями; 2) Можем искать прямые указание на существование горизонта; 3) Можем искать свидетельство того, что нет поверхности.

Важным критерием отсутствия поверхности является: отсутствие когерентных пульсаций; отсутствие вспышек типа барстеров; очень низкая эффективность аккреции; отсутствие пограничного слоя.

Область центра нашей Галактики недоступна для наблюдения в оптике из-за поглощения. Но эта область прозрачна в ИК, гамма и рентгене, для того чтобы смотреть на появление центрального источника. Мы видим его как точечный объект с переменной светимостью. Соответственно, видно поведение газа. Мы можем изучать энерговыделение в газе, который течет на центральный объект. У вещества возникает все большая энергия связи:

$$E_{\infty} = \Delta e_g m c^2 \quad (48)$$

Связано это с тем, что вещество все глубже уходит в гравитационный потенциал. На рис.122 изображен энергия связи в случае разных аккреционных потоков для случая невращающейся черной дыры и предельно вращающейся черной дыры.

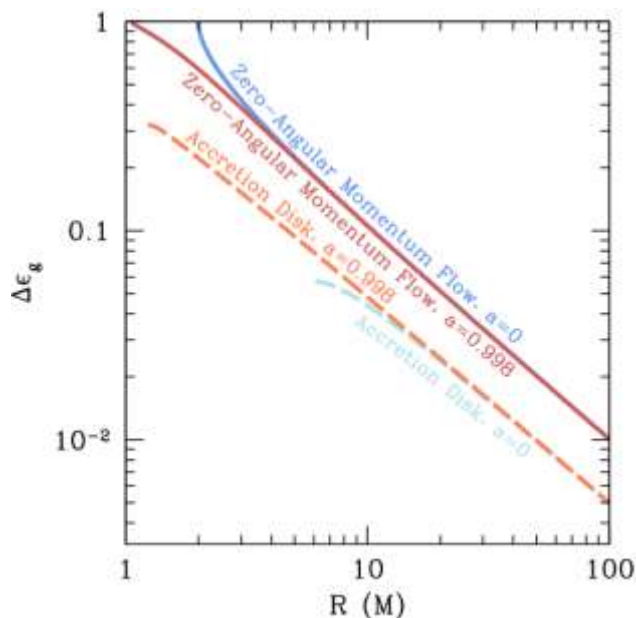


Рис. 26.1. Зависимость энергии связи от расстояния.

Фундаментальные теории:

- Термодинамика черных дыр и излучения Хокинга.
- Тестирование альтернативных теорий гравитации.
- Черные дыры и дополнительные измерения
- Ускорительные эксперименты

Модель Gravitation Vacuum STAR включает в себя две области: внешний вакуум и внутри темная энергия. Во внутреннем вакууме давление отрицательно, далее идет оболочка, которая удерживает, и внешний вакуум (рис.26.2). Особенностью данной модели является отсутствие Хокинговского излучения.

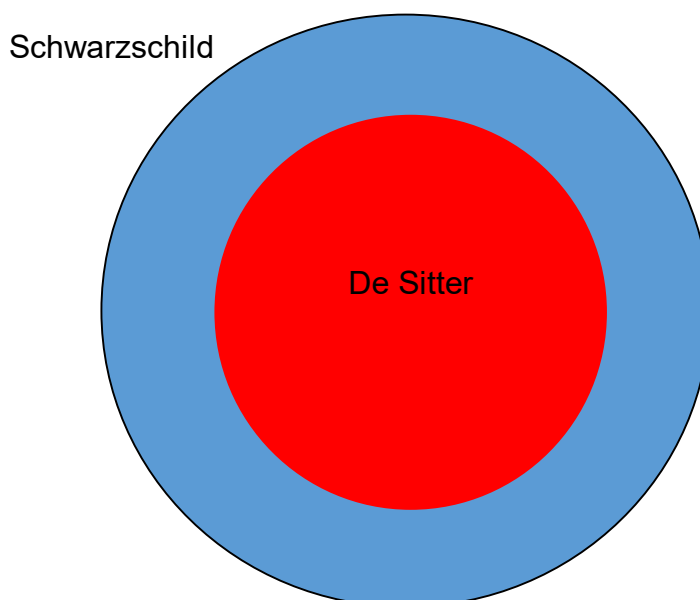


Рис. 26.2. Модель Grrravitation Vacuum STAR.



ФИЗИЧЕСКИЙ
ФАКУЛЬТЕТ
МГУ ИМЕНИ
М.В. ЛОМОНОСОВА



teach-in
ЛЕКЦИИ УЧЕНЫХ МГУ