

лу (4.IX)). Конечно, возможны и более сложные случаи, например, при пролете через плотные молекулярные облака.

Эволюция нейтронной звезды в двойной системе всегда сложнее. Как правило, нейтронная звезда рождается в тот момент, когда соседка находится на главной последовательности (рис. 102, б). В первые $10^5 - 10^6$ лет звезда находится на стадии эжекции, однако не проявляет себя как радиопульсар — импульсное излучение поглощается в звездном ветре нормальной звезды. Период нейтронной звезды растет в соответствии с магнитодипольными потерями. Затем вещество проникает под световой цилиндр: нейтронная звезда переходит на стадию пропеллера, а затем на стадию аккреции. К этому времени нормальная звезда покидает главную последовательность, усиливается звездный ветер. Так вспыхивает яркий рентгеновский пульсар. Период нейтронной звезды застывает вблизи равновесного значения. Наконец, нормальная звезда заполняет полость Роша и темп аккреции резко возрастает — нейтронная звезда идет вправо и затем вниз по диаграмме "p — L" (рис. 102, в). Нейтронная звезда переходит на стадию супераккреции SA. Период ее устремляется к новому равновесному значению (при нормальном магнитном поле оно оценивается десятками долями секунды). После обмена массой от нормальной звезды остается гелиевое ядро (звезда Вольфа — Райе) и образуется разделенная система. Нейтронная звезда опять попадает в режим "пропеллера". Быстрое вращение мешает аккреции. Возможно, именно этим объясняется отсутствие рентгеновских пульсаров в паре со звездами Вольфа — Райе (Липунов, 1982д). Так как гелиевая звезда живет недолго (10^5 лет), то нейтронная звезда не успевает существенно замедлиться: после взрыва нормальной звезды система распадается, а нейтронная звезда становится эжектирующей звездой — радиопульсаром.

Отметим, что возникновение радиопульсаров из старых нейтронных звезд, прошедших стадию аккреции, впервые рассматривалось Бисноватим-Коганом и Комбергом (1974).

Рассмотренный выше "петлеобразный" трек записывается в виде

$$E \rightarrow P \rightarrow A \rightarrow SA \rightarrow P \rightarrow E \rightarrow \dots \quad (30.X)$$

На рис. 102 показан еще один вариант эволюционного трека для нейтронной звезды, родившейся в момент обмена массой в двойной системе.

Заметим, что общая продолжительность жизни нейтронной звезды в двойной системе определяется временем жизни нормальной звезды и параметрами двойной системы. А вот скорость перехода из одного режима в другой пропорциональна величине магнитного поля нейтронной звезды.

§ 4. Численное моделирование совместной эволюции нормальных и нейтронных звезд

Для анализа свойств ансамбля нейтронных звезд в Галактике была создана специальная численная программа, моделирующая эволюцию массивных двойных систем (Корнилов и Липунов, 1983б, 1984). В сущности это есть огрубленная модель реальной Галактики. Расчет ведется методом Монте-Карло. Выбирается двойная система, состоящая из двух

нормальных звезд. Момент ее рождения разыгрывается случайным образом, разыгрываются и ее параметры, распределенные в соответствии с установленными в настоящее время эмпирическими законами. Дальше двойная система начинает эволюционировать в соответствии со сценарием, описанным выше. Постепенно каждая из звезд проходит стадии: $I \rightarrow II \rightarrow III \rightarrow IV \rightarrow V$. Внутри каждой из стадий параметры звезды и стекающего с нее вещества считаются неизменными. Продолжительность стадий считается по приближенным формулам (см. § 2 этой главы). После возникновения нейтронной звезды в двойной системе "включается" блок эволюции нейтронных звезд в соответствии с приближенным уравнением, рассмотренным выше. Ясно, что состояние двойной системы описывается двумерной классификацией (Корнилов и Липунов, 1983а). Например, состояние ПА означает, что мы имеем двойную систему, в которой нормальная звезда находится на стадии сверхгиганта II, не заполняющего полость Роша, а нейтронная звезда — на стадии аккреции. Типичным представителем таких систем является классическая массивная двойная система с рентгеновским пульсаром Cen X-3.

Эволюционное состояние двойной системы проверяется в момент времени, соответствующий настоящему моменту. Таким образом "проигрывается" эволюция большого числа ($\sim 10^4 - 10^5$) двойных систем. Так моделируется реальная ситуация в нашей Галактике. Подчеркнем, что число возможных типов массивных двойных систем с нейтронными звездами намного больше того, что сейчас наблюдается. Собственно, пока четко отождествлен лишь один тип, ПА — рентгеновский пульсар в паре с массивной ОВ-звездой, не заполняющей полость Роша. Поэтому результаты работы такой программы имеют скорее предсказательный характер. Опишем детально метод и результаты расчетов.

Метод расчета. Метод расчета совместной эволюции нейтронной звезды и нормального компонента в двойной системе для статистического сравнения с наблюдаемыми характеристиками (а также — в основном — для предсказания пока не идентифицированных стадий эволюции массивных двойных) основывается на просчете эволюции большого числа двойных систем со случайно выбранными параметрами от момента образования двойной, $t = -t_0$, до настоящего момента, $t = 0$. Поскольку распределение нейтронных звезд по массам m_x неизвестно, то считается, что звезды распределены по массам равномерно в диапазоне $m_{Ch} < m_x < m_{OV}$ ($m_{Ch} \approx 1,4$; $m_{OV} \approx 1,7$). Значения масс компонент, $M_{1,0}$ и $M_{2,0}$, и большой полуоси двойной системы в начальный момент выбирались в соответствии со случайным законом (функция Солпитера):

$$\varphi(M_{1,0}) \sim M_{1,0}^{-2,35} \quad \text{при } 10 M_{\odot} \leq M_{1,0} \leq 100 M_{\odot}. \quad (31.X)$$

Для подсчета вероятности распределения по отношениям масс $q_0 = M_{2,0}/M_{1,0}$ использован закон $\varphi(q_0) \sim q_0^2 (q_0 \leq 1)$, а для распределения по полуосям — $\varphi(a_0) \sim a_0^{-1}$ при $a_{\min} \leq a_0 \leq a_{\max}$. Здесь значение a_{\min} выбиралось из условия того, что большая полуось двойной системы должна превосходить сумму радиусов звезд главной последовательности. Значение $a_{\max} \approx 2 \cdot 10^3$ (см. Тутуков, 1980). Закон $\varphi(a_0)$ находится в хорошем согласии с наблюдениями двойных систем. Эволюция большой полуоси считалась в соответствии с формулами § 2 этой главы. Распределение магнитных моментов

нейтронных звезд выбиралось в виде

$$\varphi(\mu_0) \sim \mu_0^{-1}, \quad \mu_{\min} \leq \mu_0 \leq \mu_{\max}. \quad (32.X)$$

Таким образом, для случайного набора величин t_0 , μ_0 , $M_{1,0}$, a_0 , q_0 и m_x просчитывалась эволюция обоих компонентов и в момент $t = 0$ определялся класс системы, ее параметры и параметры нейтронной звезды. Для получения статистически достоверного результата в одном численном эксперименте просчитывалась эволюция $\sim 10^4 - 10^5$ систем.

Эволюционные треки. На рис. 103 и 104 показаны примеры эволюционных треков нейтронных звезд с различными начальными параметрами (см. табл. 16). Как и ожидалось, наиболее часто встречаются треки с характерной петлеобразной формой. При этом последовательность эволюционных состояний для звезды с магнитным моментом $\mu_{30} \approx 1$, как правило, имеет вид

$$IE \rightarrow IP \rightarrow IIP \rightarrow IIA \rightarrow IIISA \rightarrow IVP \rightarrow VE. \quad (33.X)$$

Однако возможны и другие последовательности. Из-за того, что начальная функция распределения $\varphi(q_0)$ имеет максимум вблизи $q_0 = 1$, вполне вероятными оказываются ситуации, когда нейтронная звезда появляется не на стадии I, а на более поздних стадиях: II, III или даже IV. Этот случай иллюстрируется рис. 104; здесь, как правило, отсутствует характерная петля.

Были обнаружены (или были подтверждены) следующие закономерности эволюции нейтронной звезды: 1) звезда с большим магнитным моментом эволюционирует быстрее из одного состояния в другое; 2) наибольшую распространенность имеют петлеобразные треки; 3) из-за статистической близости начальных масс компонентов возможно появление нейтронных звезд на поздних стадиях эволюции нормальной звезды: II, III и даже IV; 4) коллапс нейтронной звезды наиболее вероятен на III этапе эволюции нормальной звезды, причем чем больше магнитный момент, тем больше вероятность коллапса; 5) большинство нейтронных звезд на стадии I не проходят состояние аккреции A; это объясняется тем, что нейтронные звезды с большими магнитными моментами, которые эволюциони-

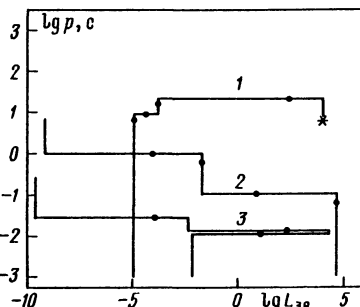
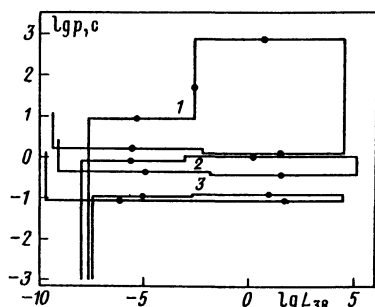


Рис. 103. Треки нейтронных звезд, полученные в численном эксперименте. Пояснения см. в табл. 16

Рис. 104. То же, что и на рис. 103

Т а б л и ц а 16

Параметры звезд и последовательности этапов для треков, приведенных на рис. 103 и 104

Номер рисунка	Номер трека	Начальные массы нормальных звезд, ед. M_{\odot}		Массы нейтронной и нормальной звезды, ед. M_{\odot}		Магнитный момент нейтр. звезды, 10^{30} Э см ³	Последовательность эволюционных состояний
		M_1	M_2	M_x	M_0		
103	1	22,7	16,0	1,48	30,7	256	IE → IP → IIA → → IIISA → IVP → VE
103	2	30	23	1,57	42	39	IE → IIP → IIISA → → IVP → VE
103	3	16,5	11,7	1,42	23,0	0,2	IE → IIP → IIISA → → IVP → VE
104	1	11,0	10,7	1,69	18,9	98,5	IE → IP → IIP → IIA → → IIISA → IIIBH
104	2	18,2	18,1	1,52	30,6	50,5	IIISE → IIISP → IVE → → IVP → VE
104	3	16,9	16,8	1,45	28,5	0,35	IIIE → IIISP → IVE → → VE

руют быстро, попадают на стадию G, т.е. для них характерна последовательность: IE → IP → IG → . . . , а звезды с меньшими магнитными моментами не успевают заморозиться до стадии аккреции; причина этого кроется в малом темпе исчисления нормальной звезды на этой стадии; 6) по тем же причинам маловероятным оказывается появление класса IVA (рентгеновский пульсар в паре с гелиевой звездой); однако здесь главным является большая скорость истечения v_w ; 7) нейтронные звезды с очень малыми магнитными моментами ($\mu_{30} \lesssim 0,1$) не успевают заметно эволюционировать и не дают феномена рентгеновского пульсара вообще; 8) нейтронные звезды со стандартными магнитными моментами в процессе эволюции, как правило, проходят стадию эжектирующего пульсара дважды: IE и VE. Большая их часть обладает малыми периодами (менее 5 с) и они могут проявлять себя на стадии V как радиопулсары.

Моделирование рентгеновских пульсаров (стадия IIa) и выбор оптимальных параметров. Как отмечалось выше, в настоящее время надежно идентифицирована с наблюдаемыми объектами лишь одна стадия: IIa — стадия аккрецирующего рентгеновского пульсара в паре со звездой-сверхгигантом. Общее количество их пока невелико (порядка 20) и еще нельзя надеяться на точное определение всех неизвестных величин, входящих в уравнение эволюции нейтронной звезды. Однако ряд параметров, сильно влияющих на эволюцию нейтронной звезды, удается оценить.

Важнейшими здесь являются величина κ_t на стадии P и верхняя граница в распределении числа нейтронных звезд по магнитным моментам, μ_{\max} . Меняя эти параметры, мы добивались наилучшего согласия вычисленных положений рентгеновских пульсаров с наблюдаемыми на диаграмме "p — L". На рис. 105 приведена вычисленная и наблюдаемая диаграмма "p — L" для $\kappa_t = 10^{-2}$ и $\mu_{\max} = 10^3$, которая показывает, что в рамках принятых параметров смоделированные 100 рентгеновских пульсаров по своим характеристикам подобны наблюдаемым.

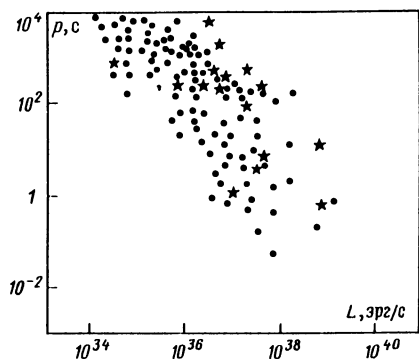


Рис. 105. Диаграмма "p - L" для рентгеновских пульсаров. Точками показаны 100 "искусственных" пульсаров, звездочками - наблюдаемые пульсары

Эти распределения показывают, например, что выбор величины $\mu_{\max} = 10$ противоречит хорошо известному из наблюдений факту, что большинство пульсаров имеют периоды больше 10^2 с. С другой стороны, выбор $\mu_{\max} > 10^3$ не влияет на распределение пульсаров на диаграмме, поскольку из-за сильного магнитного поля они, как правило, попадают в класс G. Окончательно были выбраны такие параметры: $\mu_{\max} = 10^3$, $\kappa_r = 10^{-2}$ на стадии P.

Были вычислены распределения параметров двойных систем, смоделированных с приведенными выше параметрами. Отметим хорошее согласие с наблюдаемыми массами оптических компонентов рентгеновских пульсаров (в частности, максимум вблизи $15-20 M_{\odot}$). Довольно интересно присутствие большого числа двойных систем с периодами $T \geq 100$ дней. Естественно, что для более точного определения вида распределения нейтронных звезд по магнитным полям необходима большая статистика (т.е. большее количество рентгеновских пульсаров). Здесь мы возлагаем большие надежды на обнаружение рентгеновских пульсаров в ближайших галактиках.

Распространенность различных классов систем в Галактике. Методика расчета позволяет определить распространенность различных классов массивных двойных систем с нейтронными звездами.

Расчет производился таким образом, чтобы количество систем с рентгеновскими пульсарами (IIA) равнялось 100. Таким образом, все остальные числа оказываются нормированными на число рентгеновских пульсаров. В табл. 17 мы приводим результаты численных экспериментов (см. также рис. 106).

Необходимо отметить три обстоятельства. 1. Продолжительность стадии III принималась равной тепловому времени для нормальной звезды. В действительности время жизни системы на этой стадии может быть значительно меньше (возможно, на порядок). 2. Число систем на стадии IV представляет собой верхнюю оценку, поскольку мы не учитывали возможность "заглатывания" нейтронной звезды оптическим компонентом*) на стадии III. 3. Число систем на стадии V приведено для иллюстрации, поскольку выбранное нами время $t_{\max} = 15$ млн лет существенно меньше

*) Исследование звезд с нейтронными ядрами проведено в работе Бисноватого Когана и Ламзина (1984).

времени жизни нейтронной звезды на стадии IV. Однако для нейтронных звезд с периодами, меньшими нескольких секунд, это ограничение не столь важно.

Приведенные в табл. 17 расчеты выявляют следующие характерные закономерности: 1) большинство двойных систем с нейтронными звездами находятся в состояниях IE и IP; число таких систем более чем на порядок превышает число рентгеновских пульсаров; 2) отсутствие рентгеновских пульсаров на стадии I; 3) малое число рентгеновских пульсаров на стадии IV, что согласуется с наблюдаемым отсутствием их в паре со звездами WR; 4) общее число нейтронных звезд в состояниях IE и IP

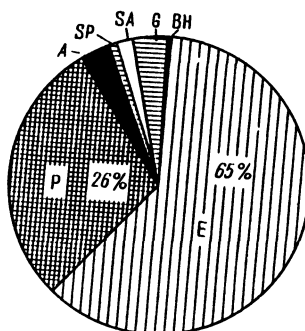


Рис. 106. Распространенность разных типов нейтронных звезд в массивных двойных системах

сравнимо с числом систем типа IIА; 5) поскольку общее число просчитанных двойных систем, полностью проэволюционировавших до стадии V, равно ~ 4000 , а число черных дыр, образовавшихся из нейтронных звезд, равно ~ 600 , то вероятность коллапса нейтронной звезды оценивается как $\sim 10\%$.

Мы надеемся, что результаты табл. 17 будут стимулировать наблюдательные работы по поиску рассмотренных выше типов двойных систем с нейтронными звездами и черными дырами.

Физические характеристики нейтронных звезд на различных стадиях эволюции. Представленные расчеты показывают, что для аккрецирующих

Таблица 17

Распространенность различных классов массивных двойных систем с нейтронными звездами и черными дырами. Результаты численного эксперимента

Состояние нейтронной звезды	Состояние нормальной звезды			
	I	II	III	IV
E	1700	30	0	3
P	600	40	0	45
A	0	100	0	2
SP	0	0	2	0
SA	0	0	19	0
G	20	35	0	25
BH	0	0	1	15

рентгеновских пульсаров типа ПА легко объясняются следующие наблюдаемые закономерности: 1) светимость наблюдаемых рентгеновских пульсаров лежит в диапазоне от $\sim 10^{35}$ до $(5-8) \cdot 10^{38}$ эрг/с; 2) большинство рентгеновских пульсаров имеют большие периоды, ≥ 100 с; 3) количество рентгеновских пульсаров составляет примерно 1% от полного числа массивных ОВ-звезд в Галактике.

Отметим важные особенности других типов систем.

1. Число эжектирующих нейтронных звезд (типа E) с периодом менее 1–0,1 с (т.е. нейтронных звезд, способных давать не только радиоизлучение, но и рентгеновское, и гамма-излучение) настолько велико, что их обнаружение в тесных двойных системах в ближайшее время представляется весьма вероятным. Напомним, что импульсное излучение ненаблюдаемо из-за поглощения в звездном ветре (в некоторых случаях от таких систем можно ожидать радиовспышки).

2. Имеется большое количество нейтронных звезд типа VE с периодами менее 5 с. Фактически это означает, что часть наблюдаемых радиопульсаров являются именно такими нейтронными звездами.

Представленные характеристики нейтронных звезд и систем типа I–IVP указывают на необходимость дальнейшего теоретического исследования стадии "пропеллера" с целью выяснения возможных астрофизических проявлений. От таких звезд можно ожидать слабопульсирующего рентгеновского (а возможно, и гамма-) излучения, вызванного выделением вращательной энергии на магнитосфере нейтронной звезды.

Два типа радиопульсаров. В настоящее время известно около 300 радиопульсаров. Обычно принимается, что все они представляют собой одиночные нейтронные звезды с момента образования, проявляющие себя как эжектирующие объекты. Однако расчеты показали (рис. 107), что некоторые наблюдаемые радиопульсары могут быть нейтронными звездами, прошедшими все этапы эволюции в двойной системе (включая стадию аккрецирующего рентгеновского пульсара). Расчеты позволили определить (или точнее, предсказать) параметры радиопульсаров, возникших подобным образом. Напомним, что, согласно нашей классификации, такие радиопульсары принадлежат к типу VE. Специфика эволюции двойной системы и нейтронных звезд приводит к определенной корреляции между некоторыми наблюдаемыми параметрами радиопульсаров типа VE. Действительно,

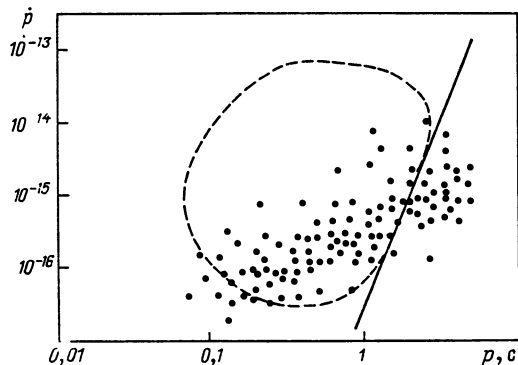


Рис. 107. Диаграмма "p-dot – p" для радиопульсаров. Точками показаны искусственные радиопульсары – выходцы из двойных систем. Пунктиром очерчена область, занимаемая наблюдаемыми пульсарами

поскольку на стадии сверхкритической аккреции нейтронная звезда принимает равновесный период вращения, определяемый лишь ее внутренними параметрами (магнитным моментом и массой), и поскольку на стадии IV нейтронная звезда не успевает сильно затормозиться, то образовавшийся на стадии V радиопульсар имеет определенное соотношение между p и \dot{p} .

§ 5. Возможные кандидаты

Как следует из табл. 17, статистически возможно наблюдение 18 типов двойных систем с нейтронными звездами, из которых пока надежно отождествлен лишь один (IIA). К этому следует добавить класс IIIA, к которому принадлежит пульсар Нег X-1 и другие источники с маломассивными нормальными компонентами. В нашем численном эксперименте источники такого типа не появились из-за того, что мы не учитываем возможность потери вещества двойной системой при первом обмене масс. Такое явление должно иметь место в системах с большим начальным отношением масс, и оно приводит к образованию маломассивной двойной системы из первоначально массивной двойной. Однако процент такого типа систем мал, поскольку вероятность образования массивной двойной с большим отношением масс быстро падает (как $\sim q^2$). Однако поскольку рентгеновские системы такого типа живут значительно дольше массивных двойных, то вероятность их наблюдения оказывается большой. Поэтому в будущем в расчеты следует включить и такого типа системы. Ниже мы обсудим некоторые наблюдаемые объекты, являющиеся кандидатами в другие типы двойных систем.

"Убегающие" звезды. Наиболее вероятными кандидатами в типы IE и IP (а также IIE и IIP) являются так называемые убегающие звезды. Большие скорости убегания, по-видимому, связаны с импульсом отдачи, возникающим при коллапсе (и сбросе части вещества) одной из звезд пары. Поскольку вначале взрывается менее массивный компонент, система не распадается. Наиболее реальной возможностью подтвердить эти представления было бы обнаружение маломассивных спутников у этих звезд. Можно ожидать также слабую спектральную периодичность на уровне 10–30 км/с. Ожидаемые периоды обращения таких систем лежат в широком диапазоне времен: от нескольких дней до нескольких десятков лет. От таких звезд нельзя ожидать мощного рентгеновского излучения, поскольку нейтронная звезда не аккрецирует (класс E, P и, возможно, G), однако на уровне 10^{30} – 10^{34} эрг/с есть надежда обнаружить слабо пульсирующее (класс P) тепловое рентгеновское излучение или сильно пульсирующее нетепловое рентгеновское излучение (класс E) (в последнем случае можно ожидать радиовспышечных явлений).

Отметим открытие двойственности звезды 68 Cyg, принадлежащей к классу звезд с оболочками (Есипов и др., 1982). Отсутствие мощного рентгеновского излучения от этой звезды свидетельствует о том, что нейтронная звезда находится в одном из неаккреционных состояний: E или P.

Объект SS 433. Благодаря фотометрическим (Черепашук, 1981) и спектральным наблюдениям (Крэмpton и Хатчингс, 1981) в настоящее