

УДК 524.38+524.354.6

## ЭВОЛЮЦИЯ МАССЫ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

© 2005 г. А. И. Богомазов<sup>1</sup>, М. К. Абубекеров<sup>2</sup>, В. М. Липунов<sup>1,2</sup>, А. М. Черепашук<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга,  
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Поступила в редакцию 10.08.2004 г.; принята в печать 20.09.2004 г.

Исследуется рост массы нейтронных звезд вследствие аккумуляции вещества оптического донора на их поверхности. Рассматриваются возможные сценарии аккреции вещества. Полученные в ходе популяционного синтеза значения масс и напряженностей магнитных полей радиопульсаров сравниваются с наблюдаемыми данными. Популяционный синтез показал, что нейтронная звезда способна за счет аккреции увеличить свою массу со стандартного значения  $m_x \simeq 1.35M_\odot$  до предела Опенгеймера–Волкова  $m_x \simeq 2.5M_\odot$ .

### 1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний момент благодаря успешной работе орбитальных рентгеновских обсерваторий открыто около тысячи источников рентгеновского излучения в нашей и ближайших галактиках [1, 2]. Большинство из них являются тесными двойными системами, в которых оптический компонент составляет вещество на нейтронную звезду. Аккреция с субрелятивистскими скоростями на поверхность нейтронной звезды приводит к гигантскому выделению энергии в рентгеновском диапазоне со светимостью порядка  $10^{36}–10^{37}$  эрг/с [3–7]. Механизм столь мощного энерговыделения был впервые предсказан и обоснован в работах Зельдовича [3] и Солпитера [4].

По современным представлениям, в зависимости от параметров двойной системы и темпа потери массы оптической звездой, помимо обычной аккреции вещества на нейтронную звезду может иметь место супер- и гипераккреция. Рентгеновская светимость при супераккреции достигает эддингтоновского предела светимости и тем самым ограничивает дальнейшее выпадение вещества. Это имеет место при темпах аккреции  $\dot{m} \simeq 10^{-4}–10^{-5}M_\odot/\text{год}$ . В работе Шевалье [8] показано, что в случае более высокого темпа выпадения вещества на поверхность нейтронной звезды  $\dot{m} \simeq 10^{-2}–10^{-3}M_\odot/\text{год}$ , его высвечивание будет происходить не посредством высокоэнергетичных фотонов, а посредством нейтрино. Таким образом, за характерную длительность стадии гипераккреции  $\sim 10^2$  лет на поверхности нейтронной звезды может осесть до  $\sim 1M_\odot$ .

За последние годы измерены свыше десятка масс радио- и рентгеновских пульсаров, и с каждым годом количество оценок масс нейтронных звезд растет. С целью прогноза возможных значений наблюдаемых масс и магнитных полей нейтронных звезд в тесных двойных системах нами на “Машине сценариев” проведен популяционный синтез [9].

### 2. ТРИ РЕЖИМА НАБОРА МАССЫ АККРЕЦИРУЮЩИМИ НЕЙТРОННЫМИ ЗВЕЗДАМИ

Значительная часть наблюдаемых нейтронных звезд в ходе эволюции увеличивала или увеличивает (если речь идет о рентгеновских источниках) свою массу. Но сколь сильным может быть такое изменение? Понятно, что причиной увеличения массы может быть только аккреция. Очевидно, полное изменение массы аккрецирующей звезды  $\Delta M$  определяется не только темпом аккреции, но и ее продолжительностью:

$$\Delta M = \int_0^{T_a} \dot{M}(t) dt = \dot{M} T_a, \quad (1)$$

где  $\dot{M}$  — средний темп аккреции и  $T_a$  — время жизни звезды на аккреционной стадии. Подчеркнем, что в данном случае темп аккреции — это количество вещества, достигающее поверхности нейтронной звезды, и оно может значительно отличаться от величин, определяемых из классических формул Бонди–Хойла. В тесной двойной системе возможны три режима аккреции на нейтронную

звезду: собственно аккреция, супераккреция, гипераккреция.

### Аккреция

Режим обычной аккреции реализуется, когда все захваченное гравитационным полем нейтронной звезды вещество попадает на ее поверхность. Очевидно, это возможно лишь в том случае, когда сила давления излучения и электромагнитные силы, связанные с собственным магнитным полем и вращением нейтронной звезды, малы по сравнению с силой тяжести.

В этом случае увеличение массы будет в точности определяться газодинамикой аккреции на радиусе гравитационного захвата, или, в случае заполнения полости Роша звездой донором, отношением масс компонент двойной и эволюционным состоянием оптического компаньона. При этом аккректор наблюдается как источник рентгеновского излучения со светимостью

$$L_x = \dot{M} \frac{GM_x}{R_*}, \quad (2)$$

где  $M_x$  и  $R_*$  — масса и радиус нейтронной звезды, соответственно. Темп аккреции вещества  $\dot{M}$  определяется формулой Бонди–Хойла

$$\dot{M} = \pi R_G^2 \rho v, \quad (3)$$

в которой  $R_G$  — радиус гравитационного захвата нейтронной звезды,  $v$  — скорость набегающего потока вещества относительно нейтронной звезды,  $\rho$  — плотность набегающего потока вещества.

Опираясь на рентгеновскую светимость аккректора  $L_x$  и его основные параметры, можно оценить массу аккумулируемого вещества на его поверхности  $\Delta M$  за стадию аккреции:

$$\Delta M = \frac{L_x R_* T_a}{GM_x}. \quad (4)$$

Для массивных звезд, живущих менее  $10^7$  лет, набор массы из звездного ветра на уровне современной точности пренебрежимо мал. А вот в маломассивных системах с заполнением полости Роша рост массы может быть значительным и составлять единицы солнечных масс, что будет продемонстрировано ниже.

### Супераккреция

Режим супераккреции на замагниченную нейтронную звезду наиболее последовательно разобран в работе Липунова [10]. Несмотря на отсутствие детальной модели сверхкритической дисковой аккреции (а сверхкритическая аккреция реализуется именно в дисковом случае), удастся оценить главные характеристики — темп аккреции, радиус

магнитосферы и уравнение эволюции. Аккрецию называют сверхкритической в случае, когда энергия, выделяемая на радиусе остановки аккреционного потока, превосходит эддингтоновский предел:

$$\dot{M} \frac{GM_x}{R_{stop}} > L_{Edd} = 1.38 \times 10^{38} (M_x/M_\odot) \text{ эрг/с},$$

$$\dot{M} > \dot{M}_{crit} = 10^{-8} M_\odot/\text{год},$$

где  $R_{stop}$  — либо радиус нейтронной звезды, либо радиус магнитосферы  $R_A$ .

В случае сильно замагниченных нейтронных звезд с магнитным полем  $B \gg 10^8$  Гс все вещество с магнитосферы поступает на магнитные полюса, где и высвечивается гравитационная энергия. Если температура  $T$ , которую грубо можно оценить по чернотельной формуле

$$S\sigma T^4 = \dot{M} \frac{GM_x}{R_*}, \quad (5)$$

превышает  $5 \times 10^9$  К (в выражение (5)  $S$  — площадь основания аккреционной колонки), то основная энергия с поверхности будет уходить в виде нейтрино, и следовательно, не будет препятствовать аккреции [11, 12]. В этом случае темп набора массы нейтронной звездой будет

$$\dot{M} \simeq \dot{M}_{crit} \left( \frac{R_A}{R_*} \right)^2 \gg \dot{M}_{crit}.$$

Если температура станет ниже, верхний предел темпа аккреции станет определяться стандартным эддингтоновским пределом для поверхности нейтронной звезды.

### Гипераккреция

Значительная часть нейтронных звезд в процессе эволюции двойных систем проходит стадию с общей оболочкой. В этом случае нейтронная звезда погружается в оптический компаньон и короткое время ( $10^2$ – $10^4$  лет) двигается по спирали в плотном веществе. Формально определенный по формулам Бонди–Хойла темп аккреции оказывается на 4–6 порядков выше критического и может привести по идее Шевалье [8] к режиму гипераккреции, когда вся энергия с поверхности уносится нейтрино по указанным выше причинам. К настоящему времени не существует детальной теории гипераккреции и стадии с общей оболочкой. Количество аккрецируемого нейтронной звездой вещества можно оценить следующим образом:

$$\Delta M = \int_0^{T_{hyper}} \frac{1}{4} \left( \frac{R_G}{a} \right)^2 \dot{M} dt \simeq \quad (6)$$

**Таблица 1.** Массы и периоды осевого вращения нейтронных звезд, входящих в систему “радиопульсар + нейтронная звезда”

Название системы	$p_{spin}$ , мс	$\dot{p}_{spin}$ , с/с	$B$ , Гс	$m_{PSR}$ , $M_{\odot}$	Ссылки
J1518+4904	40.9	$4.0 \times 10^{-20}$	$2.6 \times 10^9$	$1.56^{+0.20}_{-1.20}$	[13, 14]
B1534+12	37.9	$2.4 \times 10^{-18}$	$1.9 \times 10^{10}$	$1.3332 \pm 0.0020$	[13, 15, 16]
B1913+16	59.0	$8.6 \times 10^{-18}$	$4.6 \times 10^{10}$	$1.4408 \pm 0.0006$	[13, 17, 18]
B2127+11C	30.5	$1.0 \times 10^{-17}$	$3.5 \times 10^{10}$	$1.349 \pm 0.080$	[13, 19]
J0737-3039(1)	22.7	$1.7 \times 10^{-18}$	$1.3 \times 10^{10}$	$1.337 \pm 0.010$	[20]
J0737-3039(2)	2773.5	$8.8 \times 10^{-16}$	$3.2 \times 10^{12}$	$1.250 \pm 0.010$	[20]

$$\simeq \frac{1}{4}(M_{opt} - M_{core}) \left( \frac{M_x}{M_{opt}} \right)^2,$$

где  $T_{hyper}$  — длительность стадии гипераккреции,  $R_G$  — радиус гравитационного захвата радиопульсара,  $a$  — начальное значение большой полуоси тесной двойной системы,  $M_{core}$  — масса ядра оптической звезды,  $M_{opt}$  — полная масса оптической звезды на начало стадии гипераккреции,  $M_x$  — масса радиопульсара на начало стадии гипераккреции.

Подставляя в формулы (3), (4) и (6) наблюдаемые параметры рентгеновских двойных систем, получаем, что величина аккумулируемого в разных процессах аккреции вещества составляет от  $\sim 0.1M_{\odot}$  до  $\sim 1M_{\odot}$ .

За последние несколько лет измерены массы более десятка нейтронных звезд. В среднем точность оценки массы нейтронной звезды составляет  $\sim (0.3-0.5)M_{\odot}$ . Таким образом, наблюдательный материал уже позволяет эмпирически проверить гипотезу об аккумуляции вещества нейтронной звездой.

### 3. НАБЛЮДАЕМЫЕ МАССЫ И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

В работе рассмотрены двойные системы, в которых процесс обмена веществом уже завершен — радиопульсары в парах с нейтронными звездами и белыми карликами.

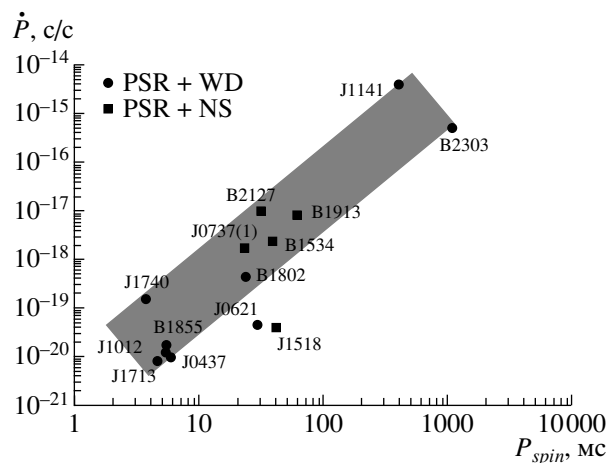
Значения масс радиопульсаров и остальные наблюдаемые параметры содержатся в табл. 1 и 2 (см. далее рис. 2). Приведенные значения масс радиопульсаров являются динамическими оценками, произведенными по наблюдаемым кривым лучевых скоростей в модели двух точечных масс. Преимущественно массы радиопульсаров взяты из обзора Торсетта и Чакрабартти 1999 г. [13]. Ошибки масс радиопульсаров в парах с нейтронными звездами (табл. 1) приведены по уровню доверия 68%.

Ошибки масс радиопульсаров в парах с белыми карликами (табл. 2) приведены по уровню доверия 95%.

Известно, что наблюдаемый период вращения аккрецирующих нейтронных звезд является результатом двух конкурирующих процессов: ускорения нейтронной звезды за счет передачи углового момента веществом внутренних областей аккреционного диска и процесса торможения, являющегося результатом взаимодействия тороидальной компоненты магнитного поля нейтронной звезды с периферийными частями аккреционного диска [10].

$$t_{eq} \simeq \frac{I\omega}{\dot{M}\sqrt{GMR_c}} \simeq \frac{M_x}{\dot{M}} \left( \frac{R_x}{R_c} \right)^3 \ll \frac{M_x}{\dot{M}}$$

устанавливается равновесие между ускоряющим и тормозящим моментом сил. Равновесный период вращения аккрецирующей нейтронной звезды  $p_{eq}$  пропорционален ее магнито-дипольному моменту  $\mu$



**Рис. 1.** Зависимость между скоростью замедления собственного периода вращения  $\dot{p}_{spin}$  и периодом собственного вращения радиопульсара  $p_{spin}$ . Кружки — радиопульсар в паре с белым карликом; квадратики — радиопульсар в паре с нейтронной звездой.

**Таблица 2.** Массы и периоды осевого вращения нейтронных звезд, входящих в двойную систему “радиопульсар + белый карлик (оптическая звезда)”

Название системы	$p_{spin}$ , мс	$\dot{p}_{spin}$ , с/с	$B$ , Гс	$m_{PSR}$ , $M_{\odot}$	Ссылки
J0437-4715	5.76	$1.0 \times 10^{-20}$	$4.86 \times 10^8$	$1.58 \pm 0.18$	[13, 21]
J0621+1002	28.9	$4.70 \times 10^{-20}$	$2.36 \times 10^9$	$1.70^{+0.59}_{-0.63}$	[22, 23]
J1012+5307	5.26	$1.20 \times 10^{-20}$	$5.09 \times 10^8$	$1.7 \pm 1.0$	[13]
J1141-6545	394	$4.29 \times 10^{-15}$	$2.63 \times 10^{12}$	$1.30 \pm 0.02$	[24, 25]
J1713+0747	4.57	$8.52 \times 10^{-21}$	$4.00 \times 10^8$	$1.65 \pm 0.45$	[13, 26, 27]
B1802-07	23.1	$4.70 \times 10^{-19}$	$6.67 \times 10^9$	$1.26^{+0.15}_{-0.67}$	[13]
B1855+09	5.36	$1.78 \times 10^{-20}$	$6.26 \times 10^8$	$1.57^{+0.25}_{-0.20}$	[13, 27]
B2303+46	1066.4	$5.6 \times 10^{-16}$	$1.57 \times 10^{12}$	$1.34 \pm 0.10$	[13, 28]
J1740-5340	3.65	$1.6 \times 10^{-19}$	$1.55 \times 10^9$	$1.53 \pm 0.19$	[29–31]

(см., например, работу [10]). Таким образом, для нейтронной звезды, прошедшей стадию аккреции, должна выполняться корреляция между ее магнитным полем и периодом собственного вращения. Поэтому для рассмотренных радиопульсаров нами построена зависимость между их наблюдаемыми периодами собственного вращения  $p_{spin}$  и скоростью замедления собственного периода вращения  $\dot{p}_{spin}$ . Наблюдаемая величина  $\dot{p}_{spin}$  пропорциональна значению квадрата магнито-дипольного момента радиопульсара  $\mu$  (см. формулу (7)). Полученная зависимость представлена на рис. 1. Видно, что для рассматриваемых радиопульсаров наблюдается четкая корреляция между величинами  $\dot{p}_{spin}$  и  $p_{spin}$ . Это позволяет рассматривать радиопульсары, содержащиеся в табл. 1 и 2, как нейтронные звезды, прошедшие стадию аккреции.

Магнитные поля радиопульсаров получены в предположении магнито-дипольных потерь углового момента вращения нейтронной звезды. Расчет значения напряженности магнитного поля  $B$  произведен по формулам

$$\mu = \left( \frac{3Ic^3 p_{spin} \dot{p}_{spin}}{8\pi} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

$$B = 2\mu/R_*^3, \quad (8)$$

в которых  $p_{spin}$  — период собственного вращения радиопульсара,  $\dot{p}_{spin}$  — скорость замедления собственного периода вращения радиопульсара,  $c$  — скорость света,  $I$  — момент инерции радиопульсара (принят равным  $10^{45}$  гсм<sup>2</sup>),  $\mu$  — магнито-дипольный момент радиопульсара и  $R_*$  — радиус радиопульсара (принят равным  $10^6$  см).

Исследуя процесс аккреции, невозможно не упомянуть о рентгеновских пульсарах. Магнитные поля всех известных рентгеновских пульсаров  $B$ ,

определенные как по гироскопическим линиям в рентгеновском спектре [32], так и по их рентгеновской светимости [10], превосходят  $10^{12}$  Гс. Массы рентгеновских пульсаров представлены в табл. 3. Ошибки масс рентгеновских пульсаров приведены по уровню доверия 95%. Однако рентгеновские пульсары нами в работе не рассматривались. Это было сделано по двум причинам. Во-первых, в этих системах процесс аккреции на нейтронные звезды только начат. Большинство рентгеновских пульсаров аккрецирует из звездного ветра оптической звезды (уверенное исключение составляет только рентгеновский пульсар Her X-1, аккрецирующий из диска). Следовательно, рентгеновские пульсары в ходе аккреции еще не могли значительно увеличить свою массу (имеется ввиду одна или несколько десятых масс Солнца). Во-вторых, оценки масс рентгеновских пульсаров еще недостаточно точны. Так, например, высокое значение массы нейтронной звезды  $m_x = 1.93M_{\odot}$  в системе Vela X-1, найденное по минимуму невязки, вообще ненадежно, поскольку модель не удовлетворяет наблюдательным данным (более подробно см. [37]). Опираясь на вышеизложенные причины, рентгеновские пульсары мы в работе не рассматривали.

Предполагалось, что диссипация магнитного поля нейтронных звезд подчиняется экспоненциальному закону, а также то, что магнитное поле диссипирует до определенного минимального значения  $B_{min} = 8 \times 10^7$  Гс и далее не меняется:

$$B = \begin{cases} B_0 \exp(-t/t_d), & t < t_d \ln(B_0/B_{min}), \\ 8 \times 10^7, & t \geq t_d \ln(B_0/B_{min}). \end{cases} \quad (9)$$

В выражение (9) параметры  $B_0$  и  $t_d$  — начальное значение напряженности магнитного поля и характерное время диссипации магнитного поля, соответственно. Величины  $B_0$  и  $t_d$  неизвестны, поэтому

указать точный возраст нейтронных звезд не представляется возможным. Однако, характеристикой возраста нейтронной звезды может выступать само значение напряженности ее магнитного поля. В связи с этим в работе построена зависимость между магнитным полем и массой нейтронных звезд. Данная зависимость представлена на рис. 2 и 3. В дальнейшем в работе она упоминается как диаграмма “магнитное поле — масса нейтронных звезд”, или просто диаграмма “магнитное поле — масса”.

На рис. 2 представлены наблюдаемые массы радиопульсаров с их доверительными интервалами. Интервалы ошибок достаточно велики, что мешает восприятию разброса центральных значений наблюдаемых масс нейтронных звезд. Поэтому для большей демонстративности на рис. 3 представлены только центральные значения масс радиопульсаров.

Принимая во внимание центральные значения масс радиопульсаров, можно говорить о тенденции (рис. 3). Так на диаграмме “магнитное поле — масса” можно выделить два возможных “рукава”, эволюции нейтронных звезд: без увеличения массы нейтронной звезды с течением времени (вертикальная серая полоса на рис. 3) и с увеличением массы (наклонная серая полоса на рис. 3).

Наблюдательные данные (несмотря на их большие ошибки) уже требуют интерпретации. В связи с этим на “Машине сценариев” выполнен популяционный синтез [9]. Популяционный синтез позволил не только установить диапазон возможных наблюдаемых параметров нейтронных звезд, но и выявить качественные типы эволюционных треков тесных двойных систем, ведущих к увеличению массы нейтронных звезд.

#### 4. ПОПУЛЯЦИОННЫЙ СИНТЕЗ

На “Машине сценариев” проведен популяционный синтез 19.5 млн. двойных систем [9]. Начальные массы компонентов  $M_1$  и  $M_2$  варьировались в диапазоне от  $5M_\odot$  до  $120M_\odot$ . Распределение начальных отношений масс компонентов двойных систем полагалось равномерным. Начальное значение большой полуоси двойной могло принимать любое значение из диапазона  $(10-10^6)R_\odot$ .

Из всего полученного множества двойных систем были выбраны те системы, результатом эволюции которых стали пары “радиопульсар + нейтронная звезда” (PSR+NS) и “радиопульсар + белый карлик” (PSR+WD). Именно радиопульсары в парах с вырожденными компонентами и явились объектом нашего исследования.

Из многообразия параметров образовавшихся двойных систем с радиопульсаром (PSR+NS и

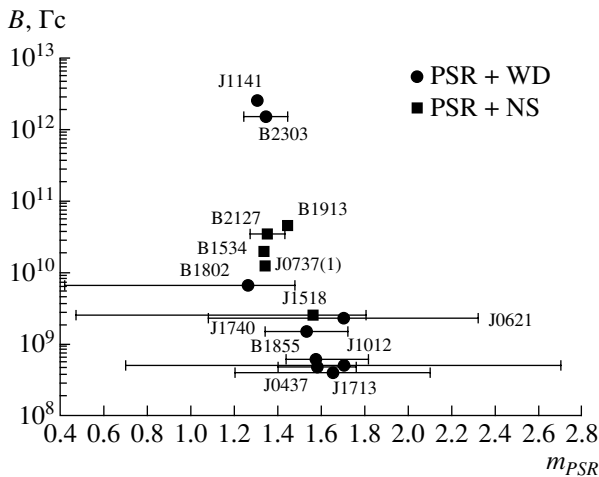
**Таблица 3.** Массы и периоды осевого вращения нейтронных звезд, входящих в рентгеновские тесные двойные системы

Название системы	$p_{spin}, c$	$m_{NS}, M_\odot$	Ссылки
2A 1822-371	0.593	$0.97 \pm 0.24$	[33, 34]
Her X-1	1.24	$1.50 \pm 0.30$	[35, 36]
Cen X-3	4.8	$1.22^{+0.15}_{-0.14}$	[37, 39]
LMC X-4	13.5	$1.63^{+0.42}_{-0.47}$	[37, 40, 41]
SMC X-1	0.71	$1.48^{+0.47}_{-0.42}$	[37, 42]
4U 1538-52	528.2	$1.18^{+0.29}_{-0.27}$	[37, 42]
Vela X-1	283	$1.93^{+0.19}_{-0.21}$	[37, 44]

PSR+WD) нас интересовали магнитные поля радиопульсаров  $B$  и их массы  $m_{PSR}$ . Большая часть радиопульсаров в парах с вырожденными спутниками неизбежно проходила стадию аккреции и следовательно увеличила значение своей массы на величину  $\Delta M$  (см. формулу (1)). Значения масс и напряженностей магнитного поля радиопульсаров в системах PSR+NS приведены на момент образования нейтронной звезды. Значения масс и напряженностей магнитного поля радиопульсаров в системах PSR+WD приведены на момент образования белого карлика. Иными словами, представлены магнитные поля и массы радиопульсаров “точек рождения”, двойных систем PSR+NS и PSR+WD.

Характер эволюции двойной системы “радиопульсар+оптическая звезда” сильно зависит от величины напряженности магнитного поля  $B$  и времени его затухания  $t_d$ . Поскольку время диссипации магнитного поля  $t_d$  неизвестно, то мы провели популяционный синтез для различных времен диссипации магнитного поля  $t_d = 10^7, 5 \times 10^7$  и  $10^8$  лет. Моделирование проводилось в двух вариантах — с учетом гипераккреции и без. Принято, что все нейтронные звезды рождаются с массой  $1.35M_\odot$  и начальным магнитным полем  $2 \times 10^{12}$  Гс. Напомним, что в работе полагался экспоненциальный закон затухания магнитного поля нейтронных звезд  $B = B_0 \exp(-t/t_d)$  (см. формулу (9)).

Также в алгоритме популяционного синтеза полагалось, что скорость анизотропного толчка нейтронной звезды при образовании сверхновой подчиняется максвеллоподобному распределению с характерной величиной  $v_0 = 180$  км/с [44], а направление толчка равновероятно. Масса Чандraseкара принята в работе равной  $m_{Ch} = 1.4M_\odot$ . Предел Опенгеймера–Волкова был принят равным  $m_{OV} = 2.5M_\odot$ .



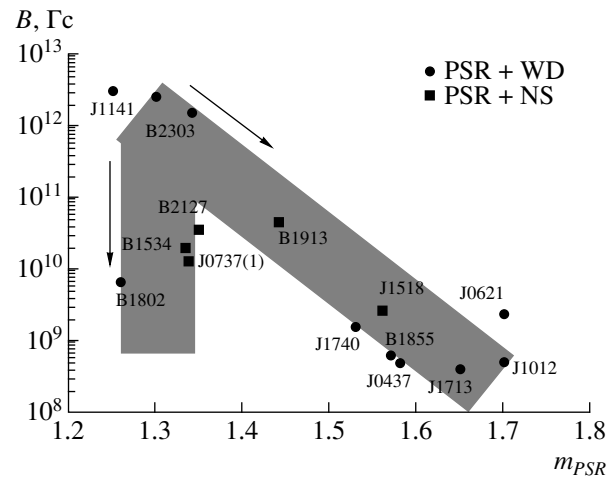
**Рис. 2.** Зависимость между значением напряженности магнитного поля радиопульсара  $B$  и его массой  $m_{\text{PSR}}$  (с указанием интервалов ошибок  $m_{\text{PSR}}$ ). Квадратики — радиопульсар в паре с нейтронной звездой (PSR+NS), кружки — радиопульсар в паре с белым карликом (PSR+WD).

Результаты популяционного синтеза, которыми являются магнитные поля и массы радиопульсаров на момент образования двойных систем PSR+NS и PSR+WD, приведены далее на рис. 4–8. Рассмотрим подробно каждый из возможных сценариев эволюции массы и магнитного поля радиопульсаров в подобного типа системах.

#### Радиопульсары в двойных системах PSR+NS (популяционный синтез выполнен с учетом гипераккреции)

Популяционный синтез 19.5 млн. пар звезд привел к образованию  $\sim 7 \times 10^4$  систем PSR+NS. Системы PSR+NS являются продуктом эволюции двойных звезд с начальным отношением масс  $q = M_1/M_2 = 1-4$  при начальных значениях масс компонентов  $M_1 \geq 10M_\odot$ ,  $M_2 \geq 10M_\odot$  и начальной величине большой полуоси двойной системы  $a \simeq (10-10^3)R_\odot$ .

На рис. 4 представлены магнитные поля и массы радиопульсаров в двойных системах с нейтронными звездами. Напомним, что значения магнитного поля и массы радиопульсаров указаны на момент образования двойной системы PSR+NS. Результаты популяционного синтеза для времен диссипации магнитного поля  $t_d = 10^8$ ,  $5 \times 10^7$  и  $10^7$  лет представлены соответственно на рис. 4а, 4б и 4в. На каждом из трех графиков можно выделить четыре группы радиопульсаров. Качественно однородные (по типам аккреции) группы радиопульсаров условно обозначены буквами А, В, С и D.

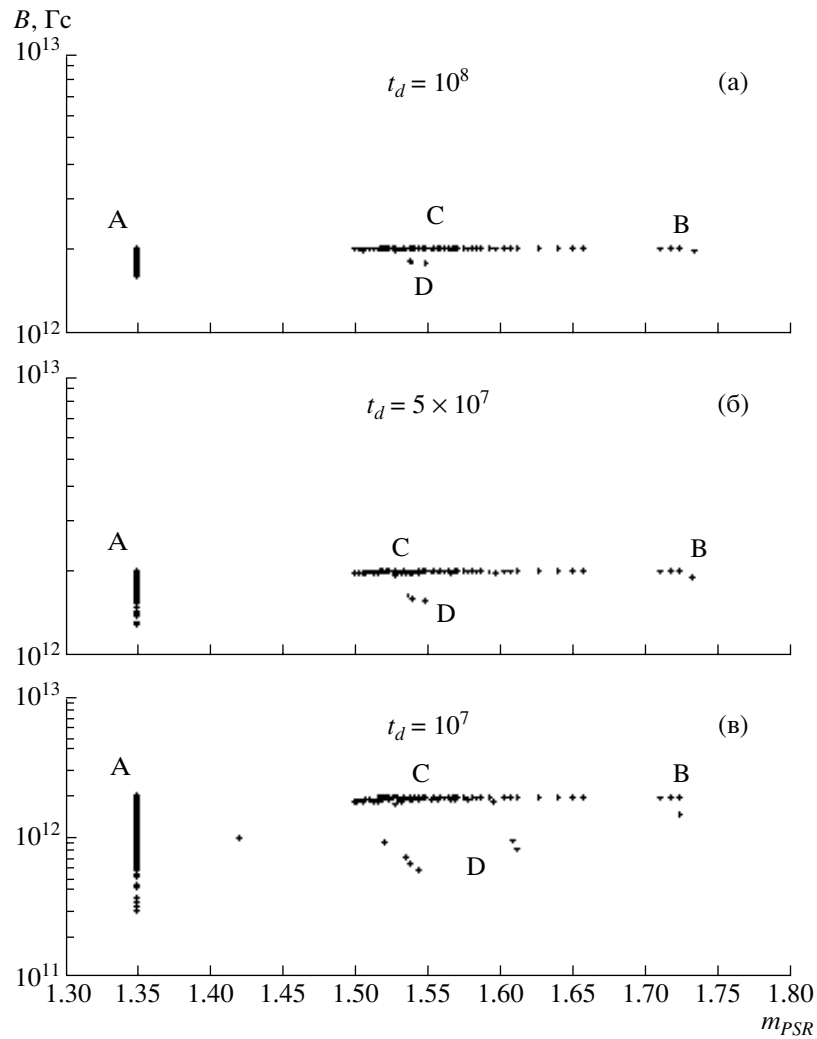


**Рис. 3.** Зависимость между значением напряженности магнитного поля радиопульсара  $B$  и его массой  $m_{\text{PSR}}$  (без указания интервалов ошибок  $m_{\text{PSR}}$ ). Квадратики — радиопульсар в паре с нейтронной звездой (PSR+NS), кружки — радиопульсар в паре с белым карликом (PSR+WD). Стрелки указывают “рукава” эволюции массы и магнитного поля радиопульсаров.

Радиопульсары группы А (рис. 4а, 4б, 4в) не проходят ни стадию аккреции, ни супераккреции, ни гипераккреции. Поэтому значение массы радиопульсара не меняется:  $m_{\text{PSR}} = 1.35M_\odot$ . Лишь уменьшается напряженность магнитного поля. Радиопульсары группы А образуются из двойной системы с начальными массами компонентов  $M_1 \simeq 14-40M_\odot$ ,  $M_2 \simeq 11-15M_\odot$  при начальном значении большой полуоси  $a \simeq 10^2-10^3R_\odot$ .

Радиопульсары группы В образуются в процессе эволюции двойных систем с начальными массами  $M_1 \simeq 15-22M_\odot$ ,  $M_2 \simeq 14-19M_\odot$  при начальной большой полуоси двойной  $a \simeq 10-10^3R_\odot$ . Радиопульсары этой группы набирают массу на двух стадиях: супераккреции ( $\Delta M \simeq 0.1-0.2M_\odot$ ) и гипераккреции ( $\Delta M \simeq 0.2-0.3M_\odot$ ). При этом видно, что аккумуляция вещества происходит сравнительно быстро ( $t < t_d$ ) — напряженность магнитного поля не успевает значительно измениться ( $B \simeq 2 \times 10^{12}$  Гс).

Радиопульсары группы С — продукт эволюции двойных систем с близкими массами ( $q \simeq 1$ ) из диапазонов  $M_1 \simeq 30-40M_\odot$ ,  $M_2 \simeq 30-35M_\odot$ . Начальная величина большой полуоси  $a$  колеблется от  $\sim 5 \times 10R_\odot$  до  $\sim 5 \times 10^2R_\odot$ . Радиопульсары группы С проходят лишь стадию гипераккреции и увеличивают массу исключительно на ней ( $\Delta M \simeq 0.15-0.20M_\odot$ ). Отметим, что напряженность магнитного поля не успевает значительно измениться ( $B \simeq 2 \times 10^{12}$  Гс), т.е. аккумуляция вещества происходит за времена  $t < t_d$ .



**Рис. 4.** Значения масс и напряженностей магнитного поля радиопульсаров в двойных системах PSR+NS ( $\sim 7 \times 10^4$  систем), полученные по результатам популяционного синтеза 19.5 млн. двойных систем с учетом стадии гипераккреции. Подробное описание представленных групп радиопульсаров содержится в тексте.

Радиопульсары группы D, как и радиопульсары группы B, претерпели стадию супераккреции и гипераккреции. Однако от последних они отличаются низкой аккумуляцией вещества на стадии супераккреции. Так на стадии супераккреции масса радиопульсара группы D увеличивается не более чем на  $0.03M_{\odot}$ . На стадии гипераккреции величина  $\Delta M$  составляет около  $0.3M_{\odot}$ . Начальные массы компонентов родительской двойной системы радиопульсаров группы D заключены в интервалах  $M_1 = 13-52M_{\odot}$ ,  $M_2 = 10-20M_{\odot}$ . Начальное значение большой полуоси двойной  $a \simeq (2-9) \times 10^2 R_{\odot}$ .

Положение групп радиопульсаров A, B, C и D на рис. 4а, 4б, 4в подобно. Радиопульсары отличаются лишь величиной магнитного поля вследствие разных времен диссипации  $t_d$ . Так на рис. 4в с наименьшим временем затухания поля  $t_d = 10^7$  лет

точки по оси ординат, условно обозначающие радиопульсары, лежат ниже в сравнении с аналогичными точками на рис. 4а и 4б. Различное время диссипации магнитного поля  $t_d$  качественного изменения в схему эволюции двойной системы, приводящей к образованию систем PSR+NS, не вносит.

Видно, что по результатам популяционного синтеза радиопульсар за стадии супер- и гипераккреции может увеличить свою массу с  $M \simeq 1.35M_{\odot}$  до  $M \simeq 1.70M_{\odot}$ . Причем это происходит за времена  $t \leq t_d$ .

*Радиопульсары в двойных системах PSR+WD  
(популяционный синтез выполнен с учетом гипераккреции)*

Популяционный синтез 19.5 млн. пар звезд привел к образованию  $\sim 16 \times 10^4$  двойных систем

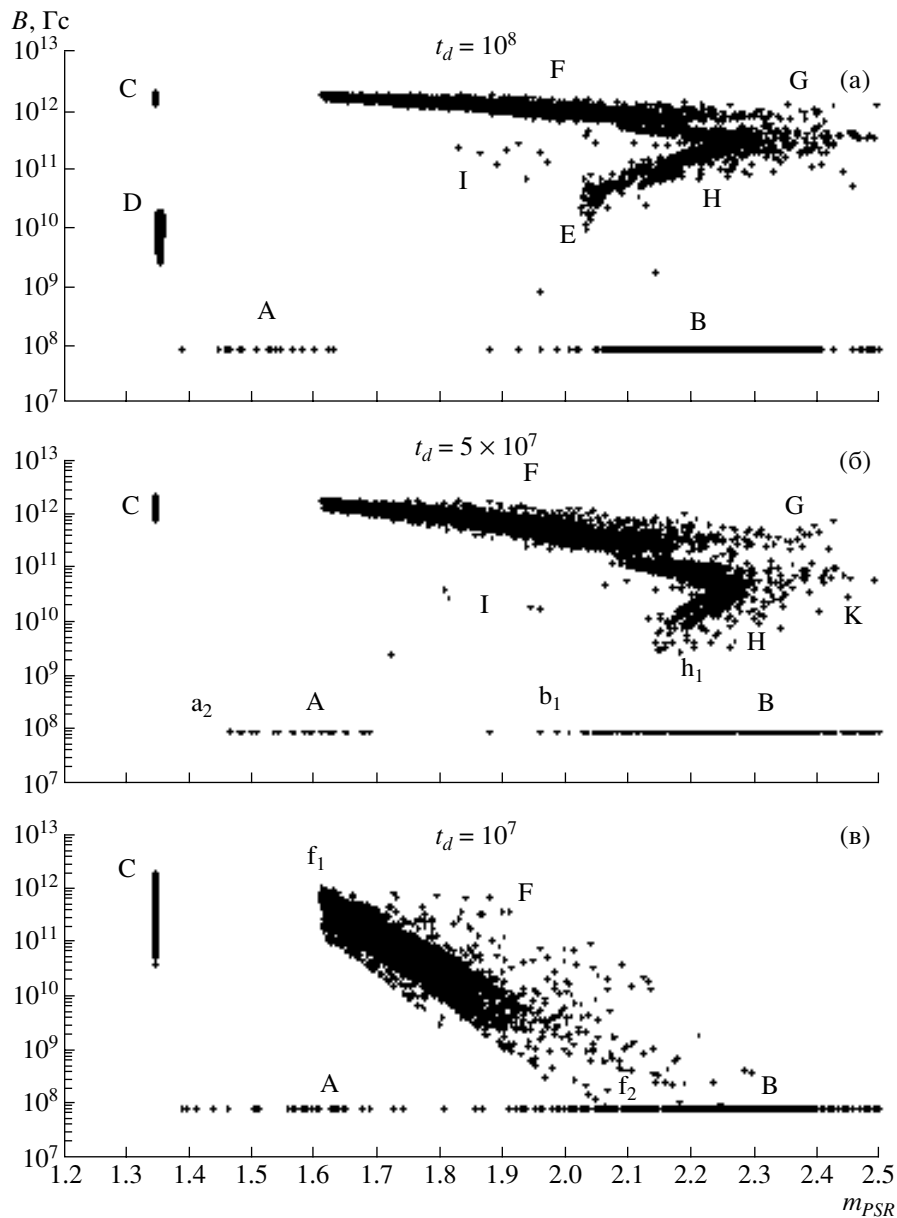


Рис. 5. То же, что на рис. 4, для двойных систем PSR+WD ( $\sim 16 \times 10^4$  систем).

PSR+WD. Значения масс и магнитных полей радиопульсаров в системах PSR+WD, получившихся в ходе популяционного синтеза, представлены на рис. 5. Указана напряженность магнитного поля и масса пульсара на момент рождения системы PSR+WD, т.е. на момент образования белого карлика. Популяционный синтез, как и в предыдущем случае, выполнен в предположение времени диссипации магнитного поля  $t_d = 10^8$ ,  $5 \times 10^7$  и  $10^7$  лет (рис. 5а, 5б, 5в, соответственно).

В отличие от предыдущего расчета, вариация времени затухания магнитного поля радиопульсаров  $t_d$  привела не только к количественным изменениям результатов моделирования, но и к каче-

ственным. С уменьшением величины  $t_d$  в ходе синтеза возрастает число радиопульсаров с малыми магнитными полями. Это проявляется в изменении наклона полосы, образованной точками, которые условно обозначают радиопульсары (рис. 5а, 5б, 5в). Также уменьшение параметра  $t_d$  приводит к увеличению количества пульсаров с минимальным возможным магнитным полем (рис. 5а, 5в). Количественные изменения выражены в том, что на рис. 5а, 5б и 5в нет однозначного соответствия групп радиопульсаров. Это говорит о том, что от времени диссипации магнитного поля  $t_d$  зависит сценарий эволюции массы радиопульсара, ведущий к образованию двойной системы PSR+



+WD. Отметим, что для радиопульсаров в системах PSR+NS не происходило качественного изменения в случае вариации параметра  $t_d$ : группы радиопульсаров на рис. 4а, 4б и 4в подобны.

Рассмотрим подробно каждую из групп радиопульсаров, содержащихся на рис. 5а, 5б, 5в и ведущие к ним эволюционные треки.

*Время затухания магнитного поля  $10^8$  лет*

Радиопульсары группы А и В (рис. 5а) являются результатом эволюции тесных двойных систем с начальными массами компонентов  $M_1 \geq 10M_\odot$ ,  $M_2 \simeq 1.1-1.5M_\odot$  (группа А),  $M_2 \simeq 1.5-2.5M_\odot$  (группа В) и величиной большой полуоси  $a = (6-7) \times 10^2 R_\odot$ . Радиопульсары этих групп набирают массу исключительно на стадии аккреции. Вещество на них перетекает с маломассивной звезды донора через внутреннюю точку Лагранжа. Поэтому к моменту начала аккреции (маломассивный оптический спутник заполняет полость Роша в ядерной шкале времени  $t \sim 10^8-10^9$  лет) поле радиопульсара успевает затухнуть до минимального значения и не препятствует выпадению вещества на поверхность радиопульсара. В процессе аккреции радиопульсары групп А и В способны увеличить свою массу на  $\Delta M \simeq 0.02-1.2M_\odot$  (рис. 5а).

Радиопульсары группы С (рис. 5а) — продукт эволюции двойных систем с начальными массами компонентов  $M_1 \simeq 11-15M_\odot$  и  $M_2 \simeq 5.5-9.5M_\odot$  при начальном значении большой полуоси  $a = 2 \times 10^2-10^3 R_\odot$ . Поскольку отношение масс компонентов близкое ( $q \simeq 1.5-2$ ), а массы компонентов велики, то на момент образования в двойной белого карлика поле радиопульсара не успевает затухнуть. Радиопульсары этой группы не проходят ни стадии аккреции, ни супераккреции, ни гипераккреции. Большое значение магнитного поля радиопульсара  $B \simeq 10^{12}$  Гс препятствует выпадению на него вещества со звезды донора. Поэтому значение массы радиопульсаров группы С остается прежним:  $m_{\text{PSR}} = 1.35M_\odot$  (рис. 5а).

Радиопульсары группы D (рис. 5а) — результат эволюции двойных систем с начальными значениями большой полуоси  $a = 10^3-2 \times 10^3 R_\odot$  и начальными отношениями масс компонентов  $q = 4-6$  при массах компонентов  $M_1 \simeq 11-16M_\odot$  и  $M_2 \simeq 1.5-4M_\odot$ . Ядерная шкала эволюции первого компонента двойной на два порядка ( $\sim 10^2$ ) короче ядерной шкалы второго компонента. Поэтому к моменту начала аккреции поле радиопульсара успевает упасть до  $\sim 10^{10}$  Гс. Система проходит стадии аккреции и супераккреции, но поскольку поле нейтронной звезды еще велико ( $\sim 10^{10}$  Гс), то на нейтронной звезде оседает всего несколько сотых долей массы Солнца ( $\Delta M \sim 0.01-0.02M_\odot$ ).

Радиопульсары группы F (рис. 5а) образовались в ходе эволюции двойных систем с массами компонентов  $M_1 \simeq 10-30M_\odot$ ,  $M_2 \simeq 5-8M_\odot$  и с начальным расстоянием между ними  $a = (1-3) \times 10^2 R_\odot$ . Радиопульсары данной группы незначительно увеличили массу на стадии супераккреции:  $\Delta M \sim 0.01M_\odot$ . Большую часть массы они набрали на стадии гипераккреции:  $\Delta M \simeq 0.3-0.7M_\odot$ . Обратим внимание, что величина  $\Delta M$ , полученная на стадии гипераккреции тем больше, чем меньше масса оптического спутника. Так, например, радиопульсар в паре с оптической звездой массой  $M_2 \simeq 9M_\odot$  за стадию гипераккреции набирает  $\Delta M \simeq 0.3M_\odot$ , а радиопульсар с оптической звездой массой  $M_2 \simeq 6M_\odot$  за стадию гипераккреции набирает  $\Delta M \simeq 0.7M_\odot$ .

Радиопульсары группы G (рис. 5а) образовались в ходе эволюции двойных систем с массами звезд  $M_1 \simeq 13-15M_\odot$ ,  $M_2 \simeq 5.5-6.5M_\odot$  и начальной большой полуосью двойной  $a = (5-9) \times 10^2 R_\odot$ . Радиопульсары группы G проходили стадию аккреции и гипераккреции. На стадии аккреции они увеличили массу на  $\Delta M \simeq 0.2M_\odot$ , на стадии гипераккреции — на  $\Delta M \simeq 0.8M_\odot$ .

Радиопульсары группы E (рис. 5а) возникают в ходе эволюции двойных систем с начальным разбросом значений большой полуоси  $a = 2 \times 10^2-2 \times 10^3 R_\odot$ , и начальными массами компонентов  $M_1 \simeq 10-15M_\odot$  и  $M_2 \simeq 2.5-4M_\odot$ . Радиопульсар увеличивает свою массу последовательно на стадиях аккреции, супераккреции и снова аккреции. На стадии супераккреции радиопульсар набирает сотые доли массы Солнца. Основная аккумуляция вещества радиопульсаром происходит на стадиях аккреции:  $\Delta M \simeq 0.7M_\odot$ . На момент аккреции величина магнитного поля радиопульсаров группы E, равно как и радиопульсаров группы D, составляет  $\sim 10^{10}$  Гс, но в отличие от радиопульсаров группы D, у радиопульсаров группы E расстояние между компонентами на порядок меньше. Это обстоятельство и позволяет им увеличить массу не на  $\Delta M \simeq 0.01-0.02M_\odot$ , а на  $\Delta M \simeq 0.7M_\odot$ .

Радиопульсары группы H (рис. 5а) в процессе эволюции двойной системы проходили лишь стадию гипераккреции, на которой увеличили массу на  $\Delta M \simeq 0.8M_\odot$ . Родительские двойные системы радиопульсаров группы H имели разброс масс компонентов  $M_1 \simeq 12-26M_\odot$ ,  $M_2 \simeq 3-4M_\odot$ . Начальное расстояние между компонентами колебалось в пределах  $a \simeq (1-6) \times 10^2 R_\odot$ .

Радиопульсары последней на рис. 5а группы I образовались из двойных систем с начальными массами компонентов  $M_1 \simeq 10-11M_\odot$ ,  $M_2 \simeq 3-4M_\odot$  и начальным значением большой полуоси  $a \sim 3 \times 10^2 R_\odot$ . Незначительная аккумуляция вещества радиопульсарами группы I происходит на

стадии супераккреции:  $\Delta M \simeq 0.02M_{\odot}$ . Основной рост массы радиопульсаров этой группы осуществляется за счет обычной аккреции со звезды-донора через внутреннюю точку Лагранжа двойной:  $\Delta M \simeq 0.3-0.4M_{\odot}$ .

*Время затухания магнитного поля  $5 \times 10^7$  лет*

Как говорилось выше, при вариации величины  $t_d$  (см. формулу (9)), в эволюции тесных двойных систем, результатом которой являются двойные PSR+WD, помимо количественных изменений, происходили и качественные. Так исчезли некоторые “старые” группы радиопульсаров (имеются в виду группы радиопульсаров рис. 5а) и появились новые (рис. 5б). Для групп радиопульсаров, претерпевших только количественные изменения параметров при изменении времен  $t_d$ , буквенные обозначения оставлены прежними. Для качественно новых групп нами введены новые обозначения. Начнем с описания вновь появившихся групп и исчезнувших групп.

Группы радиопульсаров, обозначенные на рис. 5а буквами D и E, исчезли (рис. 5б). Таким образом, при величине  $t_d = 5 \times 10^7$  лет сценарии эволюции двойной, ведущие к образованию радиопульсаров групп D и E, не реализуются. Зато при величине  $t_d = 5 \times 10^7$  лет появились новые группы радиопульсаров:  $a_1$ ,  $b_1$ ,  $h_1$  и K.

Радиопульсары группы  $a_1$  (рис. 5б) рождаются из двойных звездных систем с начальными массами  $M_1 \simeq 13M_{\odot}$ ,  $M_2 \simeq 2-3M_{\odot}$  и начальным значением большой полуоси  $a \simeq (1-2) \times 10^3 R_{\odot}$ . Радиопульсары группы  $a_1$  проходят только стадию супераккреции, на которой набирают  $\Delta M \simeq 0.01-0.2M_{\odot}$ . В то же время примыкающая на рис. 5б к ним группа A увеличивает свою массу только на стадии аккреции.

Радиопульсары группы  $b_1$  (рис. 5б) происходят из двойных систем с начальными массами  $M_1 \simeq 17M_{\odot}$ ,  $M_2 \simeq 2-3M_{\odot}$  и начальным значением большой полуоси  $a \simeq (5-7) \times 10^2 R_{\odot}$ . Массу радиопульсары этой группы увеличивают только за счет супераккреции ( $\Delta M \simeq 0.5-0.7M_{\odot}$ ).

Родительские двойные системы радиопульсаров группы  $h_1$  (рис. 5б) имеют начальные массы  $M_1 \simeq 25M_{\odot}$ ,  $M_2 \simeq 4-5M_{\odot}$  и начальное значение большой полуоси  $a \simeq 10^3 R_{\odot}$ . Набирают массу радиопульсары группы  $h_1$  на стадиях супераккреции ( $\Delta M \simeq 0.03M_{\odot}$ ) и гипераккреции ( $\Delta M \simeq 0.6M_{\odot}$ ).

Радиопульсары последней из вновь образованной группы K (рис. 5б) также проходили стадии супер- и гипераккреции. На стадии супераккреции их масса увеличивается на  $\Delta M \simeq 0.1M_{\odot}$ . На стадии гипераккреции масса аккумулируемого

вещества доходит до  $\Delta M \simeq 1M_{\odot}$ . Столь высокий набор массы на стадии гипераккреции возможен благодаря малому начальному расстоянию между компонентами  $a \simeq 10^2 R_{\odot}$ . Начальные массы компонентов двойной близки к “родителям” группы радиопульсаров  $h_1$ :  $M_1 \simeq 25M_{\odot}$  и  $M_2 \simeq 5M_{\odot}$ .

Радиопульсары групп A, C, B, I, F, H и G на рис. 5б отличаются от одноименных групп радиопульсаров на рис. 5а только величиной магнитного поля, изменившегося согласно формуле (9) при вариации  $t_d$ . Стадии аккреции, их хронология и величины  $\Delta M \simeq 1M_{\odot}$  у радиопульсаров перечисленных групп остались прежними. Можно лишь отметить, что радиопульсары группы F на рис. 5б в отличие от радиопульсаров группы F на рис. 5а на стадии супераккреции увеличивают массу не на  $\Delta M \simeq 0.01M_{\odot}$ , а на  $\Delta M \simeq 0.2M_{\odot}$ .

*Время затухания магнитного поля  $10^7$  лет*

Сравним группы радиопульсаров на рис. 5б и рис. 5в. Видно, что исчезли группы радиопульсаров  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $h_1$ , I, H, K, G и появились качественно новые группы радиопульсаров  $f_1$  и  $f_2$ .

Радиопульсары группы  $f_1$  (рис. 5в) возникли в ходе эволюции двойной системы с начальными массами компонентов  $M_1 \simeq 10M_{\odot}$ ,  $M_2 \simeq 10M_{\odot}$  и начальным расстоянием между компонентами  $a \simeq 10^2 R_{\odot}$ . Радиопульсары группы  $f_1$  проходили лишь стадию супераккреции, на которой увеличили свою массу на  $\Delta M \simeq 0.3M_{\odot}$ .

Радиопульсары группы  $f_2$  (рис. 5в) набирали массу, как и радиопульсары группы F, в ходе супераккреции ( $\Delta M \simeq 0.01-0.1M_{\odot}$ ) и гипераккреции ( $\Delta M \simeq 0.5-1M_{\odot}$ ). Однако в отличие от радиопульсаров группы F значение напряженности магнитного поля радиопульсаров группы  $f_2$  упало до минимального значения (рис. 5в). Это объясняется тем, что оптическая звезда-донор была менее массивная ( $M_2 \simeq 3M_{\odot}$ ) в сравнении со звездой-донором радиопульсаров группы F ( $M_2 \simeq 5-8M_{\odot}$ ). Поэтому за ядерное время эволюции донора ( $\sim 10^9$  лет) магнитное поле радиопульсаров группы  $f_2$  успевает затухнуть. Масса первого компонента родительской двойной системы группы  $f_2$  лежит в диапазоне  $M_1 \simeq 12-14M_{\odot}$ , а большая полуось системы  $a \simeq (4-5) \times 10^2 R_{\odot}$ .

Остальные группы радиопульсаров, представленных на рис. 5в, а именно A, B, C и F, качественно идентичны одноименным группам на рис. 5а и 5б. У радиопульсаров групп A, B, C и F на рис. 5в изменяется только величина напряженности магнитного поля согласно формуле (9) при новом значении параметра  $t_d = 10^7$  лет.

Таким образом, согласно модельным расчетам с учетом стадии общей оболочки (гипераккреции)

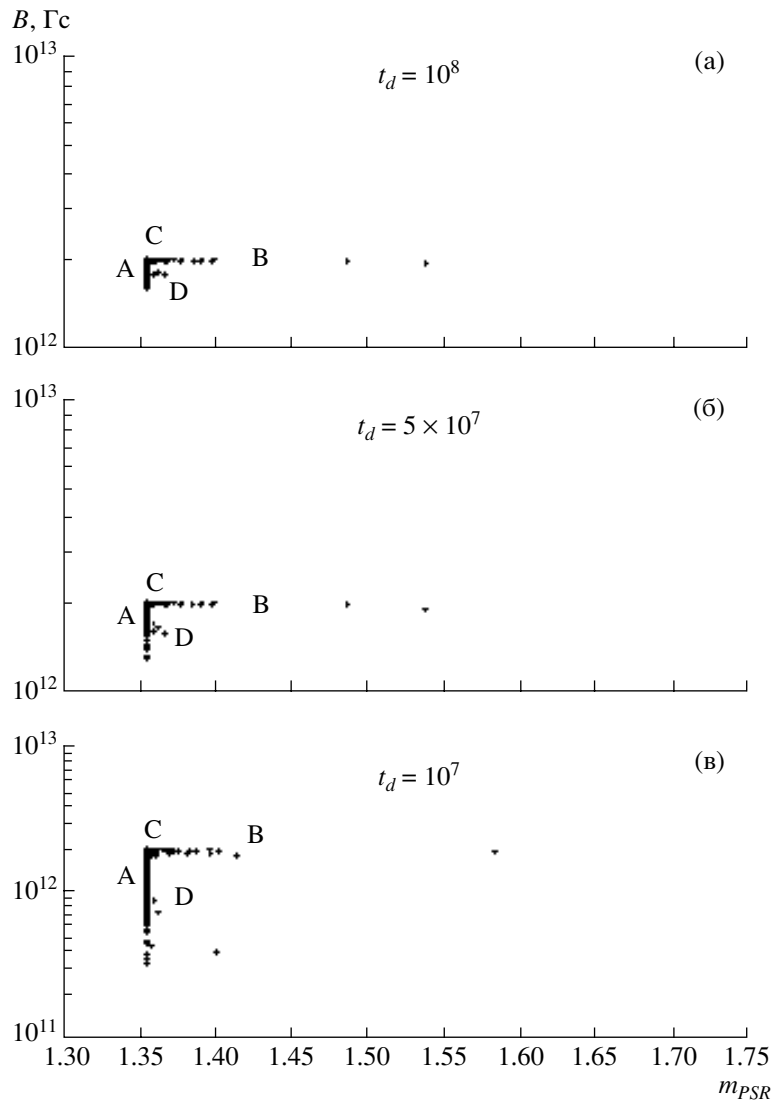


Рис. 6. То же, что на рис. 4, без учета стадии гипераккреции.

масса радиопульсара в паре с белым карликом может лежать в диапазоне  $m_{\text{PSR}} \simeq 1.35\text{--}2.5M_{\odot}$ . Столь значительное увеличение массы радиопульсаров может происходить как за счет гипераккреции вещества, так и за счет простой аккреции с маломассивного оптического донора. Отметим, что радиопульсар способен увеличить свою массу до предела Опенгеймера–Волкова  $m_{\text{OV}} \simeq 2.5M_{\odot}$ .

*Радиопульсары в двойных системах PSR+NS  
(популяционный синтез выполнен без учета гипераккреции)*

Стадия гипераккреции недостаточно хорошо изучена. Точно неизвестна ни длительность стадии гипераккреции, ни темп выпадения вещества на поверхность нейтронной звезды в ходе нее. Поэтому нами дополнительно выполнен популяционный

синтез без учета стадии гипераккреции, т.е. радиопульсары в этом варианте популяционного синтеза могли увеличивать свою массу только на стадии обычной аккреции и супераккреции.

Как и в предыдущем случае, выполнен популяционный синтез 19.5 млн. звездных пар. Диапазоны вариации начальных параметров двойных систем оставлены прежними. В процессе синтеза были получены  $\sim 7 \times 10^4$  двойных систем PSR+NS. Значения масс радиопульсаров  $m_{\text{PSR}}$  и напряженностей магнитного поля  $B$  для времен диссипации  $t_d = 10^8, 5 \times 10^7$  и  $10^7$  лет представлены соответственно на рис. 6а, 6б и 6в. Видно, что положение групп радиопульсаров рис. 6а, 6б, 6в подобно. Вариация параметра  $t_d$  внесла лишь количественные изменения, выразившиеся в уменьшении величины магнитного поля с уменьшением  $t_d$ .

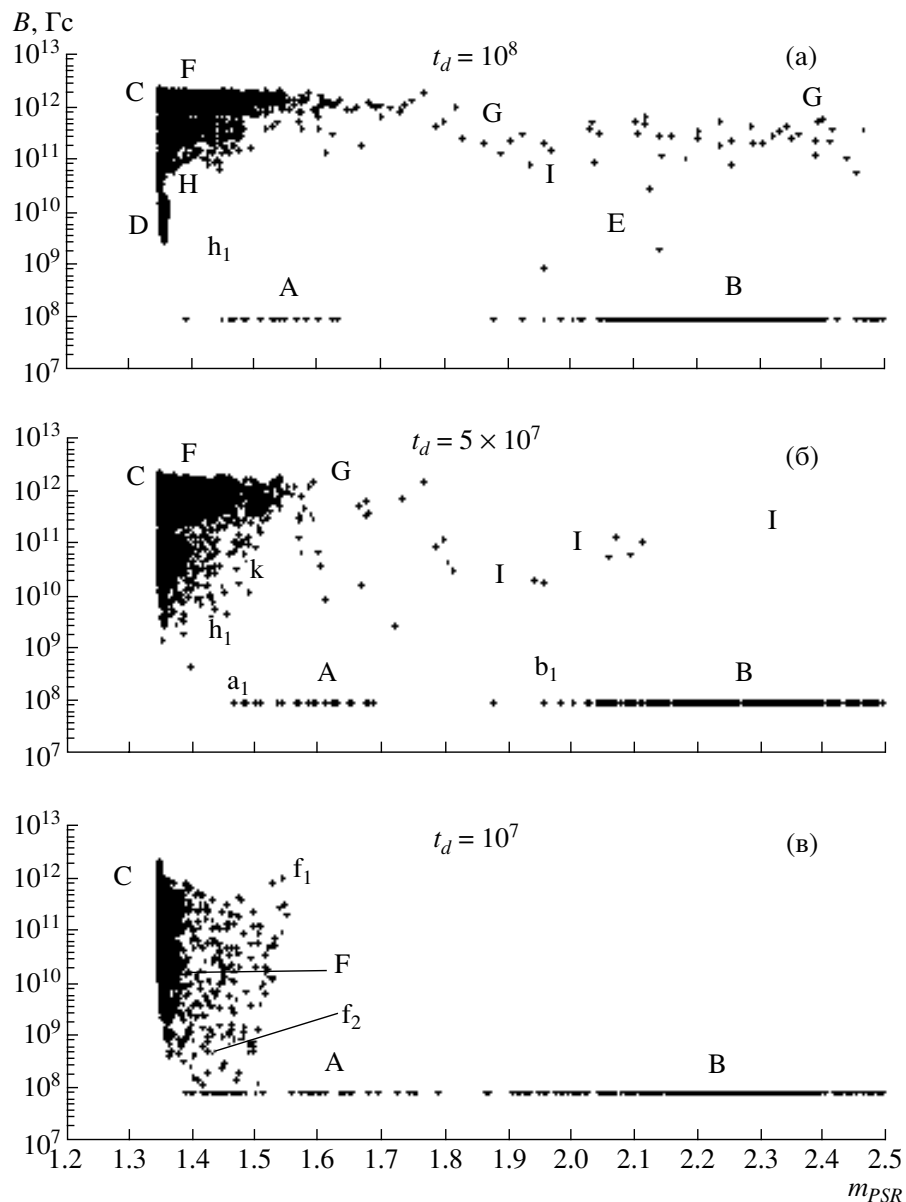


Рис. 7. То же, что на рис. 4, для двойных систем PSR+WD ( $\sim 16 \times 10^4$  систем) без учета стадии гипераккреции.

Проследим, как изменилось положение ранее выделенных групп радиопульсаров А, В, С и D (рис. 4) в варианте популяционного синтеза без учета стадии общей оболочки (рис. 6). Из сравнительного анализа рис. 4 и 6 видно, что массы радиопульсаров групп В, С и D уменьшились на  $\Delta M \simeq 0.5 M_{\odot}$ . Произошла миграция радиопульсаров этих групп по шкале абсцисс в сторону ее меньших значений. Положение радиопульсаров группы А не изменилось по причине того, что радиопульсары группы А в ходе эволюции двойной системы не проходят ни стадии аккреции, ни супераккреции, ни гипераккреции. Начальные параметры родитель-

ских двойных систем радиопульсаров групп А, В, С и D на рис. 6 идентичны начальным параметрам родительских двойных систем одноименных групп радиопульсаров на рис. 4, значения которых приведены выше.

Радиопульсары групп В, С и D увеличивают свою массу только на стадии супераккреции. Из рис. 6 видно, что масса аккумулируемого радиопульсаром вещества на стадии супераккреции может колебаться в пределах  $\Delta M \simeq 0.01 - 0.20 M_{\odot}$ . Аккумуляция вещества происходит за времена  $t \lesssim t_d$ .

*Радиопульсары в двойных системах PSR+WD  
(популяционный синтез выполнен без учета стадии  
общей оболочки)*

По результатам популяционного синтеза без стадии общей оболочки (гипераккреции) из 19.5 млн. двойных систем образуется  $\sim 16 \times 10^4$  систем PSR+WD. Массы и напряженности магнитного радиопульсаров данных систем для времен затухания магнитного поля  $t_d = 10^8$ ,  $5 \times 10^7$  и  $10^7$  лет представлены на рис. 7а, 7б и 7в, соответственно.

Сравним положение групп радиопульсаров на рис. 7 и 5. Так на рис. 7а группы радиопульсаров F и H, преимущественно набиравшие массу на стадиях гипераккреции, сместились по оси абсцисс в сторону меньших значений масс относительно радиопульсаров одноименных групп на рис. 5а. На рис. 7б в сторону меньших значений масс мигрировали группы радиопульсаров F, K и  $h_1$  (относительно одноименных групп радиопульсаров на рис. 5б), на рис. 7в — группы радиопульсаров F и  $f_1$  (относительно одноименных групп радиопульсаров на рис. 5в). Радиопульсары остальных групп, осуществлявшие аккумуляцию вещества на стадиях аккреции и супераккреции, остались на прежних местах (рис. 5 и 7). Параметры родительских двойных систем групп радиопульсаров, представленных на рис. 7, приведены выше.

Отметим, что радиопульсар может увеличить массу вплоть до предела Опенгеймера—Волкова  $m_{OV} \simeq 2.5M_{\odot}$ , не проходя стадии общей оболочки. Рост массы радиопульсара до значений  $m_{PSR} \simeq 2.5M_{\odot}$  возможен только за счет длительной аккреции с маломассивного оптического донора (радиопульсары группы В и группы I; рис. 7).

*Радиопульсары в двойных системах  
PSR+NS и PSR+WD (популяционный синтез  
выполнен с разбросом начальных параметров  
радиопульсаров, с учетом всех видов аккреции)*

В вышеизложенном алгоритме популяционного синтеза начальная напряженность магнитного поля и начальное значение массы полагались соответственно равными  $B = 2 \times 10^{12}$  Гс и  $m_{PSR} = 1.35M_{\odot}$ . Поскольку начальные значения масс и магнитного поля радиопульсаров могут варьироваться, то нами дополнительно проведен популяционный синтез 72 млн. двойных систем. В новом варианте популяционного синтеза полагалось, что начальное значение напряженности магнитного поля радиопульсара может колебаться от  $B = 2 \times 10^{11}$  Гс до  $B = 2 \times 10^{14}$  Гс, а начальная масса радиопульсара может принимать любые значения из диапазона  $m_{PSR} = 1.25-1.40M_{\odot}$ . Диапазон начальных масс радиопульсаров выбран

на основании массы нейтронной звезды в двойной системе В1913+16 и массы радиопульсара в двойной системе J0737–3039. В двойной системе В1913+16 (радиопульсар Халса—Тейлора; PSR+NS) масса нейтронной звезды, заведомо не прошедшей стадию аккреции с оптического донора, составляет  $m_{NS} = 1.3873 \pm 0.0006M_{\odot}$  [13]. В системе J0737–3039, являющейся двойной системой PSR+PSR, масса радиопульсара не прошедшего стадию аккреции с оптического спутника равна  $m_{PSR} = 1.250 \pm 0.010M_{\odot}$  [20].

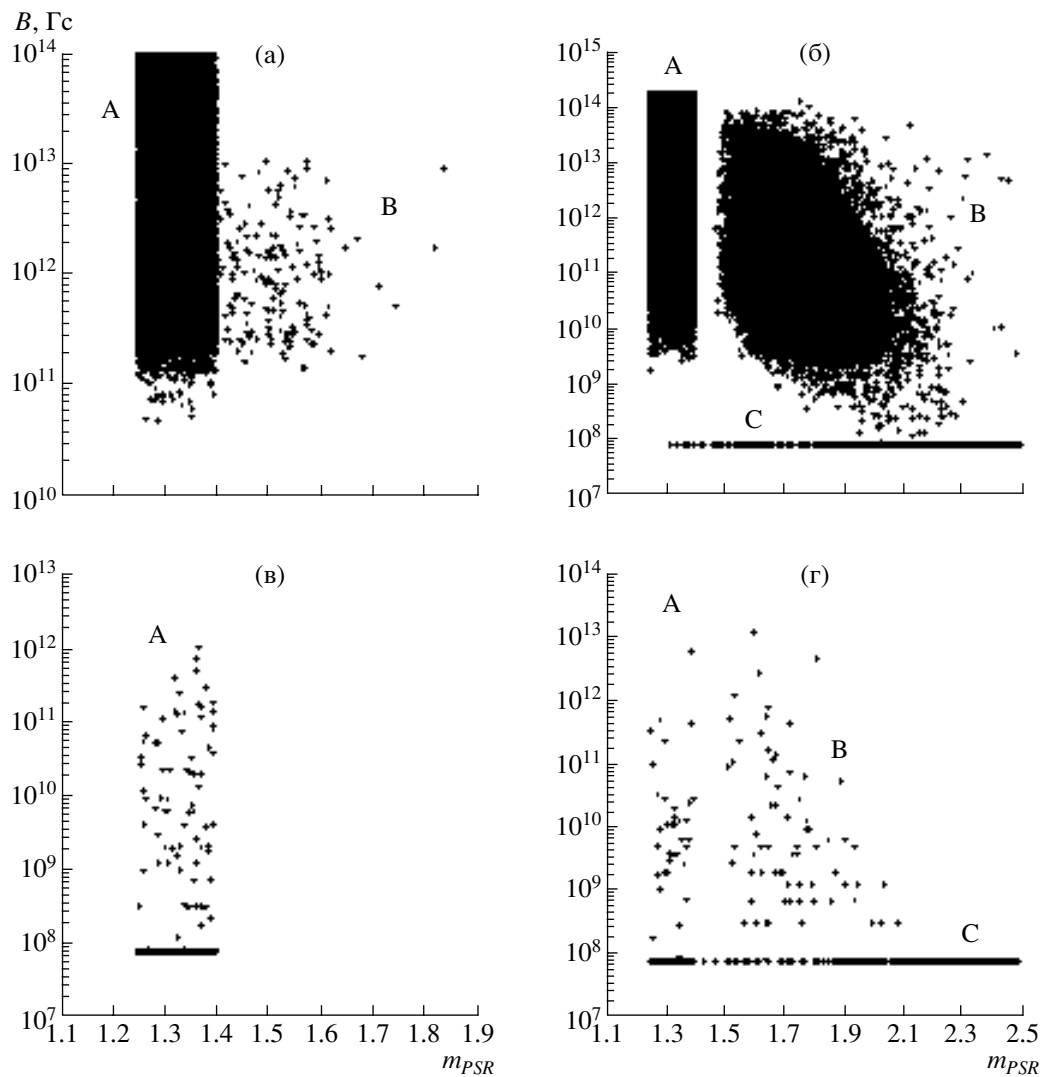
Образовавшиеся в ходе популяционного синтеза двойные системы PSR+NS ( $\sim 24 \times 10^4$  систем) и PSR+WD ( $\sim 43 \times 10^4$  систем) представлены на рис. 8а и 8б, соответственно.

Радиопульсары группы А в двойных системах PSR+NS (рис. 8а) не увеличивали массу в процессе эволюции двойной. Разброс массы радиопульсаров группы А обусловлен только разбросом начальных масс радиопульсаров. Рост массы радиопульсаров группы В (рис. 8а) преимущественно происходил за счет гипераккреции ( $\Delta M > 0.1M_{\odot}$ ), и в существенно меньшей степени за счет супераккреции ( $\Delta M \simeq 0.01-0.1M_{\odot}$ ).

Радиопульсары группы А в двойных системах PSR+WD (рис. 8б) не проходили ни стадии аккреции, ни супераккреции, ни гипераккреции. Разброс их масс обусловлен только искусственным разбросом начальных масс радиопульсаров. Радиопульсары группы В (рис. 8б) набирали массу ( $\Delta M \simeq 0.2-1.2M_{\odot}$ ) на стадиях аккреции, супер- и гипераккреции с оптических звезд массы  $M_2 \simeq 5-10M_{\odot}$ . Радиопульсары группы С (рис. 8б) увеличили свою массу посредством аккреции с маломассивного ( $M_2 \simeq 1-3M_{\odot}$ ) оптического спутника ( $\Delta M \simeq 0.1-1.2M_{\odot}$ ).

На нижних графиках (рис. 8в, 8г) приведены двойные системы PSR+NS и PSR+WD с учетом эффекта наблюдательной селекции. Наблюдательная селекция произведена согласно длительности стадий существования двойных PSR+NS и PSR+WD. После учета наблюдательной селекции осталось  $\sim 900$  систем PSR+NS (рис. 8в) и  $\sim 600$  систем PSR+WD (рис. 8г).

Согласно популяционному синтезу, исправленному за наблюдательную селекцию, массы радиопульсаров в двойных системах PSR+NS лежат в пределах начальных масс радиопульсаров — в данном случае от  $1.25M_{\odot}$  до  $1.44M_{\odot}$  (рис. 8в). В результате поправки за наблюдательную селекцию радиопульсары, набиравшие массу в ходе гипераккреции, исчезают (рис. 8а, 8в). После учета наблюдательной селекции двойных PSR+WD остались все прежние группы радиопульсаров (рис. 8б, 8г). Лишь сократилось число радиопульсаров каждой



**Рис. 8.** (а) — Значения масс и напряженностей магнитного поля радиопульсаров в двойных системах PSR+NS ( $\sim 24 \times 10^4$  систем), полученные по результатам популяционного синтеза 72 млн. двойных с учетом стадии гипераккреции и разбросом начальных масс и начальных магнитных полей радиопульсаров в пределах  $m_{\text{PSR}} = 1.25\text{--}1.40M_{\odot}$  и  $B = 2 \times 10^{11}\text{--}2 \times 10^{14}$  Гс. (б) — То же для радиопульсаров в системах PSR+WD ( $\sim 43 \times 10^4$  систем). (в) — Значения масс и напряженностей магнитного поля радиопульсаров в двойных системах PSR+NS после поправки их видимого числа за эффект наблюдательной селекции ( $\sim 900$  систем). (г) — То же для радиопульсаров в двойных системах PSR+WD ( $\sim 600$  систем).

группы. Согласно популяционному синтезу наблюдаемая масса радиопульсаров в парах с белыми карликами может лежать в пределах  $m_{\text{PSR}} = 1.25M_{\odot}\text{--}2.5M_{\odot}$ .

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты популяционного синтеза качественно и количественно согласуются с наблюдаемыми параметрами радиопульсаров в двойных системах с вырожденными компонентами (рис. 2, 3 и 8).

Популяционный синтез показал, что в двойных системах PSR+NS могут находиться радиопульсары с массами, превышающими предел

Чандрасекара ( $M_{\text{Ch}} \simeq 1.4M_{\odot}$ ). Рост массы радиопульсаров в двойных системах PSR+NS преимущественно происходит за счет гипераккреции вещества с массивного оптического донора ( $M_2 > 10\text{--}15M_{\odot}$ ). Однако наблюдения массивных радиопульсаров в двойных системах PSR+NS затруднительно (рис. 8в) по причине достаточно непродолжительной стадии существования двойных систем PSR+NS с “тяжелыми” радиопульсарам ( $m_{\text{PSR}} > 1.4M_{\odot}$ ). Согласно модельным расчетам радиопульсары с массами  $m_{\text{PSR}}$ , заметно превышающими предел Чандрасекара  $M_{\text{Ch}} \simeq$

$\simeq 1.4M_{\odot}$ , следует искать в двойных системах PSR+WD (рис. 8г).

Механизм аккумуляции вещества радиопульсарами в системах PSR+WD более разнообразен. Рост массы радиопульсара в процессе эволюции двойной может происходить за счет гипераккреции, супераккреции и аккреции. Наибольшую массу радиопульсары в системах PSR+WD набирают за счет аккреции с маломассивного оптического спутника ( $M_2 = 1-3M_{\odot}$ ). Согласно популяционному синтезу эти радиопульсары обладают малым магнитным полем  $B \simeq 10^8$  Гс (радиопульсары группы С на рис. 8в, 8г) вследствие того, что маломассивный оптический спутник заполняет свою полость Роша в ядерной шкале времени  $t \simeq 10^9$  лет. К моменту начала аккреции поле радиопульсара успевает упасть на 2–3 порядка. К данной группе можно отнести наблюдаемые радиопульсары J1012+5307 и J1713+0747 (табл. 2, рис. 2, 3). Отметим, что аккумуляция вещества с маломассивных оптических доноров посредством аккреции способна увеличить массу радиопульсара вплоть до предела Опенгеймера–Волкова  $M_{OV} \simeq 2.5M_{\odot}$ .

Опираясь на результаты популяционного синтеза, можно ожидать, что наблюдаемые массы радиопульсаров в двойных системах PSR+NS и PSR+WD будут иметь значительный разброс (от  $1.3M_{\odot}$  до  $M_{OV}$ ), вызванный аккумуляцией вещества оптической звезды радиопульсаром. Наблюдаемые центральные значения масс радиопульсаров (табл. 1, 2 и рис. 3) подтверждают результаты популяционного синтеза.

Авторы выражают благодарность А.Г. Куранову, К.А. Постнову и М.Е. Прохорову за ценные замечания и советы. Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (код проекта 02-02-17524) и грантом “Ведущие научные школы России” НШ-388.2003.2.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. М. Черепашук, Усп. физ. наук **166**, 809 (1996).
2. А. М. Черепашук, Усп. физ. наук **173**, 345 (2003).
3. Я. Б. Зельдович, Докл. АН СССР **155**, 67 (1964).
4. Е. Е. Salpeter, Astrophys. J. **140**, 796 (1964).
5. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, Astron. and Astrophys. **24**, 337 (1973).
6. J. E. Pringle and M. J. Rees, Astron. and Astrophys. **21**, 1 (1972).
7. I. D. Novikov and K. S. Thorne, in *Black Holes*, eds C. De Witt, B. S. De Witt (London: Gordon and Breach, 1973), p. 343.
8. R. A. Chevalier, Astrophys. J. **411**, L33 (1993).
9. V. M. Lipunov, K. A. Postnov, M. E. Prokhorov, *The Scenario Machine: Binary Star Population Synthesis*, ed. R. A. Sunyaev (Astrophysics and Space Physics Reviews, Harwood academic publishers, 1996), Vol. 9.
10. В. М. Липунов, Астрон. журн. **59**, 888 (1982).
11. Я. Б. Зельдович, Л. Н. Иванова, Д. К. Надежин, Астрон. журн. **49**, 253 (1972).
12. M. M. Basko and R. A. Sunyaev, Astron. and Astrophys. **42**, 311 (1975).
13. S. E. Thorsett and D. Chakrabarty, Astrophys. J. **512**, 288 (1999).
14. D. J. Nice, R. W. Sayer, and J. H. Taylor, Astrophys. J. **466**, L87 (1996).
15. M. Konacki, A. Wolszczan, and I. H. Stairs, Astrophys. J. **589**, 495 (2003).
16. I. H. Stairs, S. E. Thorsett, J. H. Taylor, and A. Wolszczan, Astrophys. J. **581**, 501 (2002).
17. J. M. Weisberg and J. H. Taylor, astro-ph/0211217.
18. N. Wex, V. Kalogera, and M. Kramer, Astrophys. J. **528**, 401 (2000).
19. Z. Arzoumanian, M. Cordes, and I. Wasserman, Astrophys. J. **520**, 696 (1999).
20. A. G. Lyne, M. Burgay, M. Kramer, *et al.*, astro-ph/0401086.
21. W. Straten, M. Bailes, M. C. Britton, *et al.*, Nature **412**, 158.
22. E. M. Splaver, D. J. Nice, Z. Arzoumanian, *et al.*, Astrophys. J. **581**, 509 (2002).
23. F. Camilo, D. J. Nice, J. A. Shrauner, and J. H. Taylor, Astrophys. J. (Lett.) **469**, L819 (1996).
24. M. Bailes, S. M. Ord, H. S. Knight, and A. W. Hotan, astro-ph 0307468.
25. V. M. Kaspi, A. G. Lyne, R. N. Manchester, *et al.*, Astrophys. J. **543**, 321 (2000).
26. D. J. Nice, in *Young Neutron Stars and Their Environments*, eds F. Camilo and B. M. Gaensler, IAU Symp. No. 218; astro-ph/0311296.
27. D. J. Nice, in *Radio Pulsars*, eds M. Bailes, D. J. Nice, and S. E. Thorsett, Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., vol. 302; astro-ph/0210637.
28. M. H. van Kerkwijk and S. R. Kulkarni, Astrophys. J. (Lett.) **516**, L25 (1999).
29. J. Kaluzny, S. M. Rucinski, and I. B. Thompson, Astron. J. **125**, 1546 (2003).
30. N. D’Amico, A. G. Lyne, R. N. Manchester, *et al.*, Astrophys. J. (Lett.) **548**, L17 (2001)1.
31. N. D’Amico, A. Possenti, R. N. Manchester, *et al.*, Astrophys. J. (Lett.) **561**, L89 (2001).
32. W. Coburn, W. A. Heindl, R. E. Rothschild, *et al.*, Astrophys. J. **580**, 394 (2002).
33. P. G. Jonker, M. van der Klis, and P. J. Groot, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **339**, 663 (2003).
34. P. G. Jonker and M. van der Klis, Astrophys. J. **553**, L43 (2001).
35. A. P. Reynolds, H. Quaintrell, M. D. Still, *et al.*, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **288**, 43 (1997).
36. H. Tananbaum, H. Gursky, E. Kellogg, *et al.*, Astrophys. J. (Lett.) **174**, L143 (1972).
37. М. К. Абубекеров, Э. А. Антохина, А. М. Черепашук, Астрон. журн. **81**, 108 (2004).
38. R. Giacconi, Gursky H., Kellogg E., *et al.*, Astrophys. J. (Lett.) **167**, L67 (1971).
39. R. L. Kelley, J. G. Jernigan, A. Levine, *et al.*, IAU Circ. № 3632(2) (1981).

40. A. La Barbera, L. Burderi, T. Di Salvo, *et al.*, *Astrophys. J.* **553**, 375 (2001).
41. P. Kahabka and X.-D. Li, *Astron. and Astrophys.* **345**, 117 (1999).
42. N. R. Robba, L. Burdert, T. Di Salvo, *et al.*, *Astrophys. J.* **562**, 950 (2001).
43. J. E. McClintock, S. Rappaport, P. C. Joss, *et al.*, *Astrophys. J.* **206**, 99 (1976).
44. V. M. Lipunov, K. A. Postnov, and M. E. Prokhorov, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **288**, 245 (1997).

## Evolution of the Masses of Neutron Stars in Binary Systems

**A. I. Bogomazov, M. K. Abubekеров, V. M. Lipunov, and A. M. Cherepashchuk**

We study the growth of the masses of neutron stars in binary systems due to the accumulation of mass from the optical donors on the neutron-star surface. Possible scenarios for this accretion are considered. The masses and magnetic-field strengths for radio pulsars derived using population-synthesis methods are compared to the observational data. The population-synthesis analysis shows that a neutron star can increase its mass from the standard value of  $m_x \simeq 1.35M_\odot$  to the Oppenheimer–Volkoff limit,  $m_x \simeq 2.5M_\odot$ , due to accretion.