

УДК: 524.38—77

ДВА ПОКОЛЕНИЯ МАЛОМАССИВНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ И ПОДКРУЧЕННЫЕ РАДИОПУЛЬСАРЫ

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН

Поступила 10 июня 1989

На основе анализа наблюдательных свойств подкрученных пульсаров (ПП) и маломассивных рентгеновских двойных (ММРД) сделан вывод о существовании ММРД двух поколений. Примером ММРД 2-го поколения является 4U 1820—30, а предшественником был подкрученный пульсар в двойной системе типа PSR 0021—72A в шаровом скоплении 47 Тис. Рассмотрены эволюционные схемы взаимопревращений ММРД и ПП.

1. *Введение.* Рассмотрение эволюции двойных рентгеновских систем привело к выводу о существовании радиопульсаров в двойных системах [1]. Первый двойной радиопульсар [2] был сразу интерпретирован как старая нейтронная звезда, ускорившая свое вращение на предшествующей стадии рентгеновского источника [3, 4]. Подробнее этот вывод обоснован в работе [5], см. также [6].

К настоящему времени открыто уже 11 двойных радиопульсаров и еще три одиночных миллисекундных радиопульсара. Все они интерпретируются как нейтронные звезды, прошедшие стадию рентгеновского источника (РИ), на которой вращение их было ускорено (подкрученные пульсары), см., например, [7].

В настоящей работе рассмотрены возможные эволюционные пути образования подкрученных пульсаров и их связь с маломассивными рентгеновскими двойными ММРД. Показано, что среди ММРД имеются источники второго поколения (примером является 4U 1820—30), которые перед этим были подкрученными пульсарами типа PSR 0021—72A в шаровом скоплении 47 Тис.

2. *Схемы эволюции.* Различные эволюционные схемы, описывающие происхождение ММРД и подкрученных пульсаров и их взаимосвязь, рассматривались неоднократно, см., например, работы [7—9]. Варианты эволюции ММРД, представляющиеся наиболее вероятными, представлены на

СХЕМА ЭВОЛЮЦИОННОГО ОБРАЗОВАНИЯ ПОДКРУЧЕННЫХ ПУЛЬСАРОВ

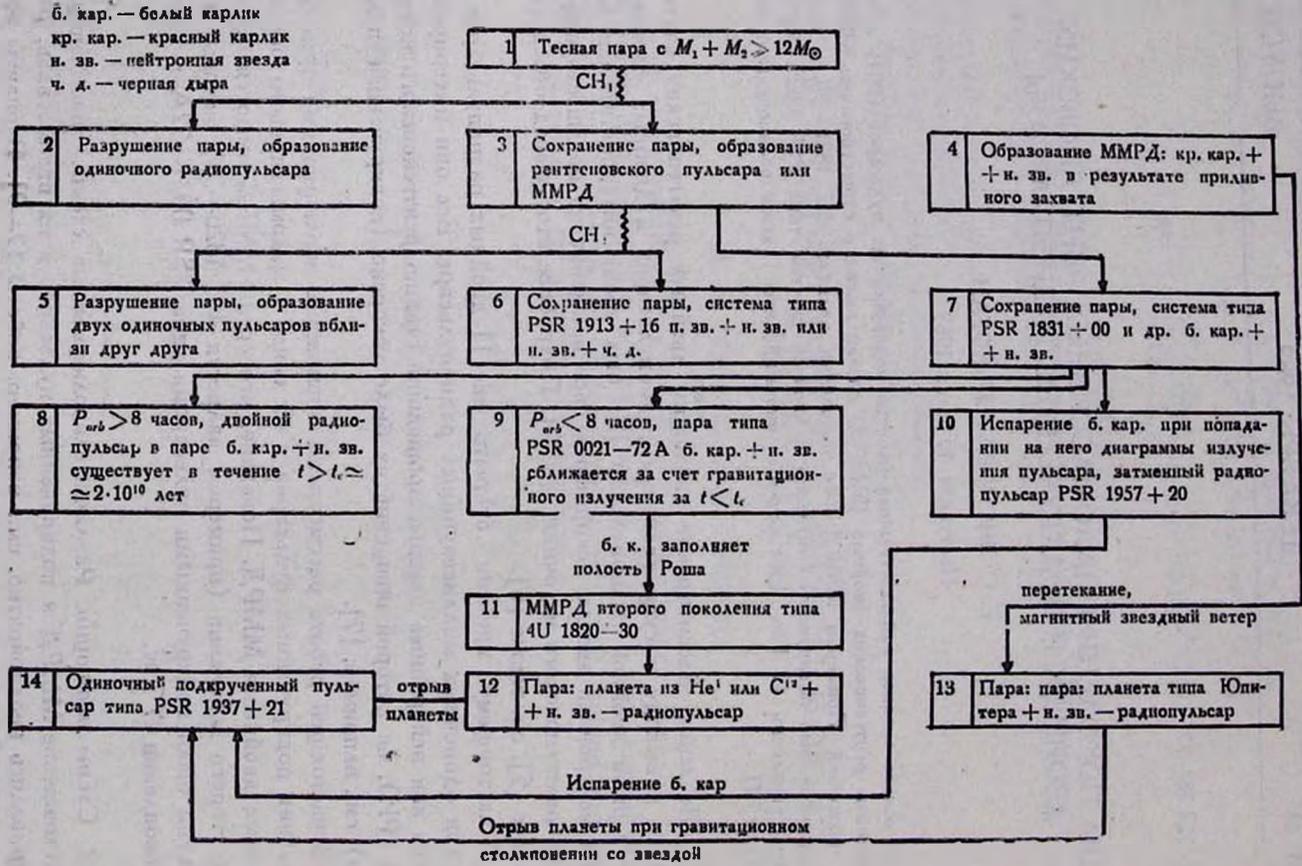


Рис. 1.

диаграмме, рис. 1. В результате сопоставления рис. 1 с наблюдательными свойствами подкрученных пульсаров [7] получаем:

а) Наиболее часто реализуется эволюционный путь образования подкрученного пульсара через стадии $\boxed{1} \rightarrow \boxed{3} \rightarrow \boxed{7} \rightarrow \boxed{8}$, в результате которого образуется двойной радиопульсар в паре с белым карликом с орбитальным периодом $P_{orb} > 8$ часов. Свойства семи систем такого типа представлены в табл. 1. Эти системы обладают малым эксцентриситетом $e < 0.025$, что свидетельствует о длительности их существования, в течение которого орбита успела стать почти круговой.

Два пульсара с наиболее длинными орбитальными периодами имеют самые большие эксцентриситеты. Третий пульсар с большим периодом PSR 1953+29 (см. табл. 1) имеет третий по величине эксцентриситет, малость которого связана, видимо, с большим возрастом этого пульсара.

Таблица 1

ПОДКРУЧЕННЫЕ ПУЛЬСАРЫ В ПАРЕ С БЕЛЫМИ КАРЛИКАМИ

№	Пульсар PSR	P мс	$\tau = P/2\dot{P}$ лет	$\lg B$ (Гц)	P_{orb} (дни)	e	$f(M)/M_{\odot}$	M_2/M_{\odot}	Шар. скопл.
1	0021-72B	6.1			7.95				47 Tuc
2	0655+64	196	$5 \cdot 10^9$	10	1.03	$7.5 \cdot 10^{-6**}$	0.0712	$0.7 \div 1.3$	
3	0820+02	865	10^9	11.5	1232	0.0119	0.003	$0.2 \div 0.4$	
4	1620-26*	11.1	$2 \cdot 10^8$	9.5	191	0.025	0.008	~ 0.35	M 4
5	1831-00	521	$> 8 \cdot 10^8$	< 10.9	1.81	< 0.005	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$0.06 \div 0.13$	
6	1855+09	5.4	$4 \cdot 10^9$	8.5	12.33	$2.1 \cdot 10^{-5}$	0.0052	$0.2 \div 0.4$	
7	1953+29	6.1	$3 \cdot 10^9$	8.6	117	$3.3 \cdot 10^{-4}$	0.0027	$0.2 \div 0.4$	

* см. [35].

** см. [36].

б) Эволюционный путь $\boxed{1} \rightarrow \boxed{3} \rightarrow \boxed{6}$ характерен для двойного пульсара PSR 1913+16 ($P = 59$ мс, $\tau = 10^8$ лет, $\lg B$ (Гц) = 10.3, $P_{orb} = 0.32$ дня, $e = 0.6171$, $f(M) = 0.1322 M_{\odot}$, $M_2 = 1.4 M_{\odot}$).

в) Эволюционный путь $\boxed{1} \rightarrow \boxed{3} \rightarrow \boxed{7} \rightarrow \boxed{8}$ прошел пульсар PSR 0021-72A в шаровом скоплении 47 Tuc ($P = 4.5$ мс, $P_{orb} = 0.023$ дня, $e = 0.33$, $f(M) = 1.6 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$, $M_2 > 0.02 M_{\odot}$). Происхождение эксцентриситета у этой системы довольно загадочно. Согласно [7], приобретение этого эксцентриситета за счет столкновения со звездами скопления маловероятно. Дальнейший эволюционный путь этого пульсара пройдет через стадии $\boxed{9} \rightarrow \boxed{11} \rightarrow \boxed{12} \rightarrow \boxed{14}$. Времена эволюции

оценены в следующем разделе. Для получения рентгеновского источника с периодом, не большим, чем у 4U 1820—30 с $P_{orb} = 11$ мин, масса компаньона должна быть больше $0.055 M_{\odot}$ (см. раздел 3). С уменьшением массы компаньона в процессе перетекания в ММРД и с ростом орбитального периода растет вероятность приливного разрушения пары при столкновении.

д) Затменный радиопульсар [10] PSR 1957+20 ($P = 1.6$ мс, $P_{orb} = 0.38$ дня, $e < 10^{-3}$, $f(M) = 5.2 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$, $M_2 \approx 0.02 M_{\odot}$) прошел эволюционный путь $\boxed{1} \rightarrow \boxed{3} \rightarrow \boxed{7} \rightarrow \boxed{10}$, который рассматривался в работах [11—13]*.

Затмение связано, видимо, с тем, что диаграмма направленности пульсара проходит по поверхности звезды, а пульсар достаточно ярк благодаря быстрому вращению, чтобы эффективно испарять вещество компаньона. Можно ожидать в дальнейшем переход $\boxed{10} \rightarrow \boxed{14}$ с образованием одиночного миллисекундного пульсара.

е) Наиболее молодым из пульсаров, относимых к подкрученным, является PSR 2303+46 ($P = 1.066$ с, $\tau = 4 \cdot 10^7$ лет, $\lg B(\Gamma\text{с}) = 11.8$, $P_{orb} = 12.34$ дня, $e = 0.6484$, $f(M) = 0.2463 M_{\odot}$, $M_2 = 1.2 + 2.5 M_{\odot}$).

Оптический партнер этого пульсара не ярче $m_R \sim 26^m$, что много слабее белого карлика такого возраста (22^m). В паре с пульсаром здесь находится, видимо, нейтронная звезда [14], на что указывает и оценка массы компаньона. Большой период вращения пульсара и сравнительно сильное магнитное поле дают основания усомниться в том, что этот пульсар является подкрученным. Более вероятным представляется другой вариант, когда данный пульсар в двойной системе взорвался вторым. Тогда он не проходил стадию аккреции и свойства его оказались близкими к свойствам одиночных пульсаров. Данная система похожа на PSR 1913+16, в которой виден III, взорвавшийся первым. Эксцентриситеты их почти совпадают. Отсутствие второго пульсара в каждой из этих систем, где ожидаются две нейтронных звезды, связано, видимо с непараллельностью осей вращения этих нейтронных звезд, когда у одной из них диаграмма направленности не попадает на Землю.

В пульсаре PSR 0820+02 с максимальным орбитальным периодом подкрутка также не была обязательной. Эта система могла перейти из $\boxed{1}$ в $\boxed{7} \rightarrow \boxed{8}$, минуя стадию $\boxed{3}$.

* Из наблюдений $\dot{P} < 3 \cdot 10^{-20}$ с с $^{-1}$ [15], откуда следуют ограничения $\dot{P} > 8.5 \cdot 10^8$ лет, $B < 2 \cdot 10^8$ Га.

г) Образование трех одиночных миллисекундных пульсаров (табл. 2) возможно в результате переходов $\boxed{12} \rightarrow \boxed{14}$, $\boxed{13} \rightarrow \boxed{14}$ или $\boxed{10} \rightarrow \boxed{14}$. Выяснить эволюционный путь образования такого пульсара помогло бы исследование его окрестности. В случае испарения образуется расширяющаяся оболочка типа тех, которые наблюдаются вокруг одиночных звезд Вольфа-Райе [16]. При разрушении пары оболочка образоваться не должна. Пульсар PSR 2127 + 12 вращается достаточно медленно, так что его компаньон вряд ли мог испариться. Обнаружение такой оболочки вокруг PSR 1957 + 20 поможет определить начальную массу компаньона и время испарения [15]*.

Таблица 2
ОДИНОЧНЫЕ ПОДКРУЧЕННЫЕ ПУЛЬСАРЫ

№	Пульсар PSR	P мс	$\tau = P/2\dot{P}$ лет	$I_g B$ (Гс)	Шар скопл.
1	1821—24	3.1	$3 \cdot 10^7$	9.3	M 28
2	1937+21	1.6	$3 \cdot 10^8$	8.6	
3	2127+12	111			M 15

3. Оценки времен эволюции. Эволюция двойных радиопульсаров состоит в уменьшении орбитального периода P_{orb} за счет гравитационного излучения и в увеличении периода P вращения нейтронной звезды за счет потери вращательной энергии. Наблюдаемые значения P и \dot{P} служат для оценки возраста пульсара $\tau = P/2\dot{P}$ и его магнитного поля B , в предположении справедливости формулы магнитодипольных потерь

$$-\dot{\epsilon}_{вр} = -I\Omega\dot{\Omega} = 4\pi^2 I \dot{P} / P^3 = \frac{32\pi^4 R^6 B^2}{3c^3 P^4},$$

где B относится к магнитному полюсу на поверхности звезды. Потери на гравитационное излучение вычисляются теоретически [16]

$$\frac{\dot{\epsilon}_{orb}}{\epsilon_{orb}} = \frac{64G^3}{5c^3 R_{12, \max}^4} (M_1 + M_2) M_1 M_2 f(e) = \frac{64G^{5/3} M_1 M_2}{5c^3 (M_1 + M_2)^{1/3}} \frac{(2\pi)^{8/3}}{P^{8/3}} f(e). \quad (1)$$

* Несмотря на то, что авторы [15] связывают эту туманность с взаимодействием пульсарного ветра с межзвездной средой, представляется, что вещество, испаренное компаньоном, играет определяющую роль, так же, как вещество, сброшенное при взрыве сверхновой в туманности СТВ 80 вокруг пульсара PSR 1951+32 [17]. Вокруг пульсаров вне остатков сверхновых оптически туманности не обнаружены, что указывает на то, что пульсарный ветер не приводит к их образованию в обычной межзвездной среде.

Здесь $R_{12, \max}$ — большая полуось орбиты. Функция $f(e)$ определяет зависимость от эксцентриситета [19]:

$$f(e) = \frac{1 + \frac{73}{24}e^2 + \frac{37}{96}e^4}{(1 - e^2)^{7/2}}. \quad (2)$$

Для $e = 0.62, 0.33$ имеем $f(e) = 12.2$; 2. В процессе гравитационного излучения e уменьшается и орбита стремится к круговой.

Учитывая, что

$$\varepsilon_{orb} = \frac{G^{2/3} M_1 M_2}{2(M_1 + M_2)^{1/3}} \left(\frac{2\pi}{P_{orb}} \right)^{2/3}, \quad R_{12, \max}^3 \Omega^2 = G(M_1 + M_2), \quad (3)$$

получаем из (1), (3), приближенно принимая $e = e_0 = \text{const}$,

$$-\frac{\dot{\varepsilon}_{orb}}{\varepsilon_{orb}} = \frac{2}{3} \frac{\dot{P}_{orb}}{P_{orb}}, \quad \dot{t} = \frac{1}{4} \frac{5c^3}{64G^{5/3}} \frac{(M_1 + M_2)^{1/3}}{M_1 M_2} \frac{P_{0, orb}^{8/3} - P_{orb}^{8/3}}{(2\pi)^{8/3}} f^{-1}(e_0), \quad (4)$$

где t — время эволюции от периода $P_{0, orb}$ до периода P_{orb} . Полагая $P_{orb} = 0$, получаем оценку времени τ эволюции за счет излучения гравитационных волн

$$\tau = 2 \cdot 10^7 \text{ лет} \frac{m^{1/3}}{m_1 m_2} \left(\frac{P_{orb}}{1 \text{ час}} \right)^{8/3} f^{-1}(e_0), \quad (5)$$

$$m_1 = M_1/M_\odot, \quad m_2 = M_2/M_\odot, \quad m = m_1 + m_2.$$

Для среднего значения $f^{-1}(e_0) m^{1/3}/m_1 m_2 = 4$ получаем, что $\tau = 2 \cdot 10^{10}$ лет при $P_{orb} = 8$ часов. Таким образом пары с начальным периодом $P_{orb} \leq 8$ часов могут сильно сблизиться за счет гравитационного излучения. Когда по мере сближения звезд компаньон нейтронной звезды заполнит свою полость Роша, начнется сильное перетекание вещества и двойной пульсар превратится в ММРД. Такая судьба ждет PSR 0021 — 72А через $\tau \leq 8 \cdot 10^7$ лет при $f(e_0) = 2$, $m_1 = 1.5$ и $m_2 \geq 0.02$. Если учесть, что этот пульсар уже является подкрученным, то есть прошедшим стадию ММРД, то РИ, в который он превратится, относится к ММРД второго поколения. Особенностью этих систем является то, что партнером нейтронной звезды является вырожденный карлик, состоящий из гелия или углерода. В ММРД первого поколения, образовавшихся в результате эволюции [3] или приливного захвата [4] (см. рис. 1), компаньон является обычной звездой или вырожденный карлик с нормальным составом. Образование ММРД второго поколения в системах, сформировавшихся путем захвата, возможно лишь

в том случае, когда захватывается достаточно массивная звезда, в которой водород успевает выгореть в ядре за время перетекания, $M_2 > 1.5 M_\odot$, то есть [4] обладает свойствами системы [3].

Эволюция ММРД второго поколения, а также первого с достаточно малым периодом определяется сочетанием гравитационного излучения с перетеканием вещества. Такая эволюция рассматривалась в работе [20] в применении к катаклизмическим переменным. Простая формула, связывающая орбитальный период системы с массой вырожденного карлика, заполняющего свою полость Роша, полученная в [21, 22], для произвольного μ_e имеет вид:

$$P_{orb} \approx 36 \frac{M_\odot}{M_2} \left(\frac{2}{\mu_e} \right)^{5/2} \text{ с}, \quad \mu_e = \left(X + \frac{Y}{2} + \frac{Z}{2} \right)^{-1}. \quad (6)$$

Здесь μ_e — число нуклонов на один электрон, X , Y , Z — весовые концентрации водорода, гелия и тяжелых элементов; формула (6) справедлива для $M_2 < 0.75 M_\odot$ и для оценок может быть использована для $M_2 > 0.02 M_\odot$. В этом интервале масс совместное действие гравитационного излучения и перетекания определяется уравнением:

$$\frac{m_2}{m_2} = -1.3 \cdot 10^{-10} M_\odot \cdot \text{сек}^{-1} m_2^{11/3} m^{2/3} \left(\frac{\mu_e}{2} \right)^{20/3} \frac{(1 - m_2/m)^2}{1 - 5/2 m_2/m}. \quad (7)$$

Очевидно из (7), что стационарное перетекание возможно лишь при $m_2 < 2/5 m$.

Решение (7) в условиях $m_2 \ll m$ имеет вид

$$m_2 = m_{2,0} \left[1 + 4.1 \cdot 10^{-5} m^{2/3} \left(\frac{\mu_e}{2} \right)^{20/3} m_{2,0}^{11/3} t_{\text{днк}} \right]^{-3/11}, \quad (8)$$

$$P_{orb} = \frac{36 \text{ сек}}{m_{2,0}} \left(\frac{2}{\mu_e} \right)^{5/2} \left[1 + 4.1 \cdot 10^{-5} m^{2/3} \left(\frac{\mu_e}{2} \right)^{20/3} m_{2,0}^{11/3} t_{\text{днк}} \right]^{3/11}, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \dot{M}_2 = & -4 \cdot 10^{-3} \frac{M_\odot}{\text{год}} m_{2,0}^{14/3} m^{2/3} \left(\frac{\mu_e}{2} \right)^{20/3} \times \\ & \times \left[1 + 4.1 \cdot 10^{-5} m^{2/3} \left(\frac{\mu_e}{2} \right)^{20/3} m_{2,0}^{11/3} t_{\text{днк}} \right]^{-14/11}. \end{aligned} \quad (10)$$

Из (8) получаем время перетекания τ до достижения массы m_2 . При $m_2/m_{2,0} \ll 1$ имеем

$$\tau = 67 \text{ лет} \left(2/\mu_e \right)^{20/3} m^{-2/3} m_2^{-11/3}. \quad (11)$$

За космологическое время $t_c = 2 \cdot 10^{10}$ лет масса компаньона m_{2c} и период $P_{orb,c}$ достигнут величин

$$m_{2c} \approx 4.5 \cdot 10^{-3} (2/\mu_e)^{20/11} m^{-2/11}, \quad (12)$$

$$P_{orb, c} \approx 36 \text{ сек} \left(\frac{t_e}{67 \text{ лет}} \right)^{3/11} m^{2/11} \left(\frac{2}{\mu_e} \right)^{15/22} \approx 2 \text{ часа} m^{2/11} \left(\frac{2}{\mu_e} \right)^{15/22}.$$

Формула (12) дает только приближенную оценку, так как вещество карлика столь малой массы неидеально, и справедливость формул (6)—(12) нарушается, хотя монотонность $R(M_2)$ еще сохраняется [23]. Отметим, что образование нейтронной звезды в паре с планетой в результате перетекания в ММРД рассматривалось в работах [24, 25].

Скорость перетекания при $m_2 \ll m_{2c}$, согласно (10), равна

$$\dot{M}_2 = -4 \cdot 10^{-3} \frac{M_\odot}{\text{год}} \left(\frac{67 \text{ лет}}{t} \right)^{14/11} m^{-2/11} \left(\frac{2}{\mu_e} \right)^{20/11}. \quad (13)$$

Критическое значение светимости, соответствующее $\dot{M}_c \approx 10^{-8} m \frac{M_\odot}{\text{год}}$, достигается через время

$$\tau_1 = 1.7 \cdot 10^6 \text{ лет} m^{-13/14} \left(\frac{2}{\mu_e} \right)^{10/7}, \quad (14)$$

когда

$$m_{2,1} \approx \left(\frac{67}{\tau_1} \right)^{3/11} m^{-2/11} \left(\frac{2}{\mu_e} \right)^{20/11} \approx 6.3 \cdot 10^{-2} m^{1/14} \left(\frac{2}{\mu_e} \right)^{10/7}, \quad (15)$$

$$P_{orb,1} = 9.5 \text{ мин} m^{-1/14} \left(\frac{2}{\mu_e} \right)^{15/14}.$$

4. *Дальнейшая судьба PSR 1913+16.* Компаньоном пульсара является, видимо, нейтронная звезда, массы обоих компаньонов по $\sim 1.4 M_\odot$. Из (5) получаем, что компаньоны сольются через $t \approx 3 \cdot 10^8$ лет. Слияние должно сопровождаться кратковременной вспышкой активности [26—28].

5. *ММРД 4 U 1820—30 и 4 U 1626—67.* Эти ММРД имеют самые короткие орбитальные периоды $P_{orb} = 11.4$ мин и $P_{orb} = 41.4$ мин. В первом из них масса оценивается из (6)

$$m_2 = \frac{36}{P_{orb, \text{сек}}} \left(\frac{2}{\mu_e} \right)^{5/2} \approx 0.053 \left(\frac{2}{\mu_e} \right)^{5/2}. \quad (16)$$

При нормальном составе $\mu_e = 1.14$ имеем $m_2 = 0.21$, однако при этом из (7) при $M = 1.5 M_\odot$ имеем $\dot{M}_2 = 9 \cdot 10^{-8} M_\odot/\text{год}$, что почти на порядок больше критической светимости L_c . Из наблюдений светимость

этого источника $\sim 5 \cdot 10^{37}$ эрг/с $\approx 1/3 L_c$ [29], поэтому следует выбрать $\mu_2 = 2$ ($m_2 = 0.053$, $M_2 \approx 5 \cdot 10^{-9} M_\odot/\text{год}$), что соответствует наблюдаемой светимости. Обладание $\mu_2 = 2$ [30] позволяет отнести этот источник к ММРД второго поколения: $\boxed{11}$ на рис. 1.

Аналогичная оценка для 4U 1626 — 67 [31] приводит к значению

$$m_2 \approx 0.0145 \left(\frac{2}{\mu_2} \right)^{5/2}. \quad (17)$$

При $\mu_2 = 1.14$ и $M = 1.5 M_\odot$ имеем $m_2 = 0.059$, $M_2 \approx 2 \cdot 10^{-9} \frac{M_\odot}{\text{год}}$.

Нейтронная звезда в данном источнике является рентгеновским пульсаром с периодом $P_p = 7.67$ с. Это позволило найти функцию масс $f(M) = \frac{M_2 \sin^3 i}{(1 + M_1/M_2)^2} \leq 1.3 \cdot 10^{-6} M_\odot$. Для $M_1 = 1.5 M_\odot$, $M_2 = 0.059 M_\odot$ имеем $\sin i < 0.24$, $i \leq 15^\circ$, что согласуется с наблюдательными ограничениями $11^\circ < i < 36^\circ$ [31]. Полученная здесь же оценка $\dot{M}_2 = (2 + 8) \times 10^{-10} M_\odot/\text{год}$ по ускорению вращения пульсара вполне согласуется с нашей, если учесть неопределенности, имеющиеся в оценках по ускорению. Таким образом, данные ММРД, видимо, образовались путем приливного захвата и соответствует $\boxed{4}$ на рис. 1.

6. *О затухании магнитных полей нейтронных звезд.* Темп затухания магнитного поля нейтронной звезды определяется глубиной расположения токов проводимости, создающих поле. В зависимости от этого времени затухания могут меняться на много порядков и теоретические оценки здесь малодостоверны. Оценка времени затухания может быть сделана из статистического анализа свойств радиопульсаров, где поле оценивается по измерениям P и \dot{P} (см. раздел 3). Значение полей для различных выборок из списка [32], состоящего из 330 пульсаров, включая три подкрученных, даны в табл. 3. Из 12 пульсаров, которые без оговорок можно отнести к подкрученным, поля известны для 7 пульсаров и везде они не превышают $2 \cdot 10^{10}$ Гс. Таким образом, все известные поля подкрученных пульсаров меньше, чем поля всех остальных пульсаров, хотя возрасты обычных и подкрученных пульсаров, оцениваемые по \dot{P} , частично перекрываются.

Из табл. 3 видно, что даже у старых пульсаров с $\tau > 10^8$ лет поля редко опускаются ниже 10^{11} Гс, и уменьшение числа пульсаров с большим возрастом связано, видимо, с уменьшением светимости за счет замедления вращения. Большую разницу в полях обычных и подкрученных пульсаро можно объяснить действием дополнительного механизма затухания, свя-

занного с аккрецией [1]. Падающая плазма могла бы быстро (~ 1 день) заэкранировать магнитное поле нейтронной звезды [33], если бы не развивались неустойчивости, приводящие к выходу поля звезды наружу. Вывод о том, что омическая диссипация не приводит к сильному затуханию поля, был сделан также в [34] после оптического отождествления пульсаров PSR 0655+64 и PSR 0820+02 (см. табл. 1).

Таблица 3
МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ РАДИОПУЛЬСАРОВ

N	$\lg \tau$	$N(\lg B > 12)$	$N(\lg B < 11)$
293	все	179	3
46	> 7.5	2	3
13	> 8	0	2

7. Заключение. Анализ наблюдательных данных показал, что имеются ММРД первого поколения с компаньоном нейтронной звезды, имеющим нормальный состав, и второго поколения, у которых компаньон является белым карликом, состоящим из гелия или более тяжелых элементов.

Образование многих одиночных подкрученных пульсаров возможно после превращения компаньона в гигантскую планету, которая отрывается при столкновении с третьей звездой. У части таких пульсаров планеты еще могли сохраниться. Массы планет M_p ожидаются $M_p > 4 \cdot 10^{-3} M_\odot$ для $\mu_* = 2$ и $M_p > 0.012 M_\odot$ для $\mu_* = 1.14$. Соответственно периоды обращения планет не должны превышать 2 и 3-х часов. Амплитуды колебания скоростей пульсаров, вызываемых подобными планетами, должны быть на уровне $\Delta v \geq 0.3$ км/с для $\mu_* = 2$ и $\Delta v \geq 1$ км/с для нормального состава.

Институт космических
исследований АН СССР

TWO GENERATIONS OF LOW-MASS X-BINARIES AND RECYCLED RADIO PULSARS

G. S. BISNOVATYI-KOGAN

The conclusion about the existence of two generations of low mass X-binaries (LMXB) is made by analysis of observational properties of LMXB and recycled pulsars (RP). The source 4U 1820-30 is an example of the LMBX of second generation, whose predecessor was a recycled

pulsar in binary system like PSR 0021 — 72A in the globular cluster 47 Tuc. The evolutional schemes of mutual transformations between LMXB and RP are considered.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Бисноватый-Коган, Б. В. Комберг, *Астрон. ж.*, 51, 373, 1974.
2. R. A. Hulse, J. H. Taylor, *Astrophys. J. Lett.*, 195, L51, 1975.
3. Г. С. Бисноватый-Коган, *Природа*, № 3, 100, 1975.
4. S. Van den Bergh, *Astrophys. Lett.*, 16, 75, 1975.
5. Г. С. Бисноватый-Коган, Б. В. Комберг, *Письма в Астрон. ж.*, 2, 338, 1976.
6. L. Smarr, R. Blandford, *Astrophys. J.*, 207, 574, 1976.
7. S. Rappaport, A. Patney, F. Verbunt, *MPE Prepr.*, 148, 1989.
8. M. Ruderman, J. Shaham, *Comm. Astrophys.*, 10, 15, 1983.
9. А. В. Тугуков, А. В. Федорова, Э. В. Эргма, Л. Р. Юнгельсон, *Письма в Астрон. ж.*, 13, 780, 1987.
10. A. Fruchter, D. Stinsbring, J. H. Tylor, *Nature*, 333, 237, 1988.
11. W. Kluzniak, M. Ruderman, J. Shaham, M. Tavani, *Nature*, 334, 225, 1988.
12. E. S. Phinney, C. R. Evans, R. D. Blandford, S. R. Kulkarni, *Nature*, 333, 832, 1988.
13. E. P. J. van den Heuvel, J. van Paradijs, *Nature*, 334, 227, 1988.
14. S. R. Kulkarni, *Adv. Space Res.*, 8, 343, 1988.
15. S. R. Kulkarni, J. J. Mester, *Nature*, 335, 801, 1988.
16. Т. А. Лозинская, *Оболочки сверхновых и звездный ветер*, Наука, М., 1986.
17. J. J. Hester, S. R. Kulkarni, *Astrophys. J. Lett.*, 331, L121, 1988.
18. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Наука, М., 1962.
19. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Релятивистская астрофизика*, Наука, М., 1967.
20. B. Paczynski, *Acta. Astron.*, 31, 1, 1981.
21. Г. С. Бисноватый-Коган, *Астрофизика*, 22, 369, 1985.
22. G. S. Bisnovatyi-Kogan, *Nature*, 315, 555, 1985.
23. H. S. Zappalysky, E. E. Salpeter, *Astrophys. J.*, 158, 809, 1969.
24. M. A. Alpar, A. F. Cheng, M. A. Ruderman, J. Shaham, *Nature*, 300, 728, 1982.
25. Г. С. Бисноватый-Коган, М. М. Романова, *Астрон. ж.*, 60, 900, 1983.
26. J. P. A. Clark, D. M. Eardley, *Astrophys. J.*, 215, 311, 1977.
27. J. M. Lattimer, D. N. Schramm, *Astrophys. J.*, 210, 549, 1976.
28. С. И. Блинные, И. Д. Новиков, Т. В. Переводчикова, А. Г. Полнарев, *Письма в Астрон. ж.*, 10, 422, 1984.
29. J. E. Grindley, *Prepr. No. 2461, Center Astrophys.*, 1987.
30. S. Rappaport, L. A. Nelson, C. P. Ma, P. C. Joss, *Astrophys. J.*, 322, 842, 1987.
31. A. Levins, C. P. Ma, J. McClintock, S. Rappaport, M. van der Klis, F. Verbunt, *Astrophys. J.*, 327, 732, 1988.
32. R. N. Manchester, J. H. Taylor, *Astron. J.*, 86, 1953, 1981.
33. G. S. Bisnovatyi-Kogan, *Riv. Nuovo Cimento*, 2, 1, 1979.
34. S. R. Kulkarni, *Astrophys. J. Lett.*, 306, L86, 1986.
35. J. McKenna, A. G. Lyne, *Nature*, 336, 226, 1988.
36. A. W. Jones, A. G. Lyne, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 232, 473, 1988.