Пути образования массивных скирмионных звезд

С.Б. Попов[1,2,**], М.Е. Прохоров[1,*]

[1]Университет Падуи (Италия), [2]ГАИШ МГУ.

Мы обсуждаем различные каналы образования предельно массивных быстровращающихся нейтронных звезд. Их массы заметно превышают значения типичные для нейтронных звезд, образующихся в ходе коллапса звездных ядер. Уравнение состояния на основе теории Скирма, делающее возможным существование таких экзотических объектов, было недавно предложено в работах Оуеда и Батлера.

Нейтронные звезды рождаются с массами существенно ниже предельной, в основном вблизи стандартного значения $\sim 1.4 M_\odot$, а затем увеличивают их в результате аккреции в тесных двойных системах. Эффективный рост массы нейтронной звезды за счет аккреции возможен только при определенных значениях начальных параметров двойной системы.

В результате моделирования показано, что значительная часть таких звезд с массами более $\sim 2\, M_\odot$ могут наблюдаться как миллисекундные радиопульсары, либо как рентгеновские источники в системах *с белыми карликами, а также как аккрецирующие нейтронные звезды с очень слабыми магнитными полями.*

Ключевые слова: нейтронные звезды, компактные объекты, тесные двойные системы

*mystery@sai.msu.ru, ** polar@sai.msu.ru

1 Введение

Массы всех нейтронных звезд (НЗ) в системах, где их удалось измерить с высокой точностью (в двойных радиопульсарах), лежат в довольно узком интервале: от 1.44 до $1.25M_\odot$. НЗ с массой $1.25M_\odot$ была открыта в 2003 году в релятивистском двойном пульсаре J0737–3039 (Бурге и др., 2003). До этого точно измеренные массы НЗ лежали в более узком интервале 1.35-$1.44M_\odot$. На основании этого стандартной массой НЗ считается значение $\sim 1.4M_\odot$, именно эта величина используется во множестве моделей и на нее обычно нормируют формулы.

В системах с радиопульсарами неизвестно ни одной нейтронной звезды, масса которой бы значимо превышала стандартное значение. Однако в последнее время появляется все большее число указаний на возможность существования более массивных нейтронных звезд. Подобные указания вытекают как из различных теоретических соображений (например, из анализа кривых остывания горячих молодых НЗ Каминкер и др. (2001)), так и из анализа наблюдений конкретных двойных систем. Оценки масс НЗ в некоторых рентгеновских системах дают значения $1.8M_\odot$ или $2.2M_\odot$ (Vela X-1) и даже $2.4M_\odot$ (4U 1700-37), но либо точность подобной оценки невысока, либо оценка модельно зависима, либо существуют не согласующиеся между собой различные оценки масс НЗ в этих системах (см. статьи Квайнтрелл и др. (2003) по Vela X-1, Кларк и др. (2002) по 4U 1700-37, Хейнке и др. (2003), ван Керквийк (2004) по ряду других источников).

Существование НЗ с указанными массами не противоречит современным теоретическим представлениям. Существует целый ряд жестких уравнений состояния нейтронной материи, в которых масса Оппенгеймера–Волкова превышает $1.8M_\odot$ (см. недавний обзор Генсела 2003). Особое внимание следует обратить на появившийся в последнее время цикл работ по т.н. *скирмионным звездам.*

В 1999 г. Оуедом и Батлером было рассмотрено уравнение состояния на основе модели Скирма (1962). Характерной особенностью моделей НЗ, построенных этими авторами, является большая предельная масса: 2.95 масс Солнца для невращающейся конфигурации. Вращение может существенно увеличить этот предел. Вращающиеся скирмионные звезды (СкиЗ) были рассмотрены в работе Оуеда (2002) (см. также Оуед 2004). Предельная масса в случае предельного вращения составляет 3.45 солнечных масс при радиусе 23 км (относительно большие радиусы также являются особенностью этой модели). Работы Оуеда возродили интерес к моделям НЗ с очень высокой массой Оппенгеймера–Волкова. Это модели с жестким уравнением состояния, к ним также применимы результаты, приведенные ниже.

Обнаружение массивных нейтронных звезд могло бы внести решающий вклад в решение одной из важных проблем современной физики и астрофизики — определить уравнение состояния вещества в нейтронных звездах (под этим термином будет подразумевать как обычные нейтронные звезды, так и другие типы компактных объектов (КО): адронные звезды, гибридные звезды, кварковые звезды и т.д., если это не оговорено особо).

В данной работе мы рассматриваем возможные каналы образования массивных НЗ. Не приводя регулярно ссылок на обзорные или оригинальные работы, посвященные различным аспектам эволюции тесных двойных систем, мы отсылаем читателя к обзору Липунова и др. (1996)[1].

2 Возможные каналы образования массивных нейтронных звезд

Наиболее актуально рассмотрение образования потенциально наблюдаемых объектов. По всей видимости одиночные предельно массивные НЗ являются трудно наблюдаемыми источниками (отметим, однако, возможность наблюдения гравитационных волн от них). Поэтому наибольший интерес представляют аккрецирующие КО в двойных системах. Ниже мы рассматриваем возможные каналы образования двойных массив-

[1]Обзор доступен в Сети: http://xray.sai.msu.ru/~mystery/articles/review/

ных НЗ. Также рассмотрено формирование одиночных быстровращающихся массивных НЗ, являющихся продуктами эволюции тесных двойных систем. В данной работе нам наиболее интересны предельно массивные скирмионные звезды, чья устойчивость обеспечивается быстрым вращением. Для формирования одиночного объекта такого типа необходима эволюция в тесной двойной системе, т.к. эволюция одиночной звезды по всей видимости не может привести к появлению НЗ с предельным вращением (Хегер и др. 2003). Появление одиночного быстровращающегося массивного КО в двойной может быть связано со слиянием двух звездных остатков (нейтронных звезд или белых карликов) или с более медленным процессом поглощения, в котором участвует нормальная звезда или белый карлик. На определенных этапах эволюции (до полного поглощения, в том числе, когда масса НЗ уже велика) такие системы могут проявлять себя как рентгеновские источники, поэтому их рассмотрение также актуально.

В процессе коллапса ядер массивных звезд в основном рождаются НЗ с массами около 1.2-1.5$M_{\odot}$. В первую очередь этот вывод основан на определении масс НЗ в двойных системах различного типа (см. ван Керквийк 2004). Теоретические расчеты (см. Вусли и др. 2002, Тиммес и др. 1996, Фраер, Калогера 2001) также говорят, что ожидаемые массы образовавшихся НЗ находятся в интервале ~ 1–$1.8\,M_{\odot}$. Этот результат нельзя считать окончательным, так как точность подобных расчетов не слишком высока. Кроме того при коллапсе ядра возможен захват части внутренней оболочки звезды и ее возвратная аккреция (fallback), в этих случаях образовавшаяся НЗ может иметь и более высокую массу.

Таким образом при обнаружении НЗ с массой выше $\sim 1.8M_\odot$ есть вероятность, что масса данного объекта возросла уже после его образования (если же масса НЗ *существенно* превышает $1.8M_\odot$, то указанный вывод становится почти неизбежным).

Исходя из этого в дальнейшем к *массивным* мы будем относить НЗ с $M > 1.8M_\odot$.

Получение из обычных НЗ быстро вращающихся массивных конфигураций возможно двумя путями: 1) через слияние двух нейтронных звезд, 2) за счет возвратной аккреции (fallback) при образовании НЗ, или 3) за счет аккреции со второго компонента (возможно до его полного перетекания).

Первый путь хорошо исследован. Такие события в нашей Галактике происходят примерно 1 раз в 10^4 лет. Массы образующихся при этом объектов должны составлять $\sim 2.8M_\odot$ или несколько меньше из-за дефекта массы и выброса вещества (см., например, Россвог и др. 2003 и ссылки там). Этот вариант мы не будем обсуждать в деталях. Также исключим из рассмотрения сценарий слияния двух белых карликов.

Второй вариант (fallback), на наш взгляд, исследован недостаточно. и на сегодня не дает реалистичных предсказаний. Дальнейшие исследования в данном направлении могут изменить (повысить) предельное значение начальных масс НЗ, рождающихся в ходе коллапса ядер предсверхновых. Как будет показано ниже, повышение этого значения на несколько десятых массы Солнца не приводит к заметному изменению наших выводов.

Дальнейшее изложение будет касаться последнего сценария, связанного с взаимодействием НЗ и нормального компаньона в тесной двойной системе.

Для иллюстрации основных процессов в начале будем рассматривать ситуацию без анизотропии коллапса ("кика") при образовании КО. Такое предположение не соответствует сегодняшним наблюдательным данным: существенная доля НЗ — практически все радиопульсары — приобретают за счет кика высокую (~ 100 – 1000 км/с) пространственную скорость. Однако рассмотрение без кика позволяет легче понять, как идет эволюция массы НЗ в двойной системе. Кроме того, если система не распалась после вспышки сверхновой, то возникающий в результате взрыва эксцентриситет орбиты очень быстро исчезает после заполнения нормальной звездой полости Роша. Поэтому, если отбросить вопрос о выживании двойной после взрыва сверхновой, то рассмотрение сценариев с нулевым киком в данном случае представляется оправданным.

Вначале приведем качественные рассуждения. (Ниже в разделе 2.1 будет проведено более детальное рассмотрение и приведены эволюционные треки.) Наиболее очевидным каналом образования быстровращающегося КО является эволюция маломассивной системы или системы промежуточной массы (см. например недавние расчеты Подсядловского и др. 2002). Это примерно соответствует каналу образования миллисекундных радиопульсаров. В интересующих нас случаях (тесные двойные системы с достаточно большим начальным отношением масс) после появления в системе первой НЗ возможны три различные ситуации с заполнением полости Роша вторым компонентом системы (в данном сценарии предполагалось, что все НЗ рождаются с массами $M = 1.4M_{\odot}$).

Первые два варианта связаны с заполнением полости Роша нормальной звездой (соответственно, с или без общей оболочки), третий — с заполнением полости Роша белым карликом. Для заполнения полости Роша нормальная звезда должна расшириться, т.е. покинуть главную последовательность. Ее масса за время эволюции в двойной системе почти не меняется, это является следствием большого начального отношения масс компонент (см. треки ниже).

Заполнение полости Роша невырожденным вторичным компонентом может как сопровождаться, так и не сопровождаться образованием общей оболочки. Для перетекания без общей оболочки необходимо, чтобы масса нормальной звезды не слишком сильно превышала массу НЗ, только в этом случае перетекание с самого начала будет и в последствии останется устойчивым. При данном режиме аккреции масса из системы практически не теряется.

Для более массивных вторичных компонентов перетекание оказывается неустойчивым, наступает стадия с общей оболочкой, в которой рассеивается заметная доля аккрецируемого вещества, существенно снижая рост массы НЗ. Эти потери лишь частично компенсируются более высокой массой звезды-донора.

Еще одним следствием общей оболочки является настолько сильное сближение компонентов системы, что даже компактное вырожденное ядро (белый карлик), остающееся после этой стадии от заполнявшей полость Роша звезды, в свою очередь может заполнить полость Роша и увеличить массу НЗ за счет аккреции.

2.1 Эволюционные треки

Поиск в рамках эволюционного сценария с нулевым киком выявил две группы эволюционных треков, приводящих к образованию массивных нейтронных звезд, существенно увеличивающих свою массу в эпизодах с аккрецией. Расчеты проводились с помощью "Машины Сценариев" —

комплекса программ, разработанного в ГАИШ МГУ (Липунов и др. 1996, см. также он-лайновые материалы на http://xray.sai.msu.ru/sciwork/scenario.html).

Следует оговорить значения нескольких параметров, особенно важных в данном моделировании.

- Все НЗ рождаются с $M = 1.4M_{\odot}$.
- На стадии общей оболочки возможна гиперкритическая аккреция (с темпом много выше Эддингтоновского).
- Считалось, что в ходе аккреции внешнее магнитное поле НЗ быстро затухает (за счет омических потерь в прогретой коре или из-за экранирования выпавшим на поверхность веществом) до значений не препятствующих предельному вращению НЗ.
- Масса Оппенгеймера–Волкова полагалась равной $3.45M_{\odot}$. Это значение соответствует модели скирмионной звезды и превышает соответствующие величины для всех остальных жестких уравнений состояния.

Для всех остальных параметров эволюционного сценария использовались стандартные значения, описанные в Липунов и др. (1996).

Типичный трек из первой группы имеет начальные параметры $a = 290R_{\odot}$, $M_1 = 10.5M_{\odot}$ и $M_2 = 2M_{\odot}$ (Рис.1 слева). Массивная первичная компонента этой системы после ухода с главной последовательности расширяется и заполняет полость Роша. В результате этого наступает стадия с общей оболочкой, в ходе которой полуось системы уменьшается в несколько десятков раз, а первичная компонента теряет три четверти своей массы и превращается в маломассивную гелиевую предсверхновую. После ее взрыва образуется двойная система с полуосью в 7-8 $R_\odot$ с небольшим эксцентриситетом орбиты. Масса вторичного компонента на этот момент остается практически неизменной. Масса образовавшейся НЗ полагалась равной $1.4\,M_\odot$.

До заполнения полости Роша вторичной компонентой НЗ находится на стадиях эжекции и, затем, пропеллера (это зависит от величины магнитного воля НЗ и начального периода ее вращения, но практически не сказывается на дальнейшей ее эволюции). После заполнения полости Роша нормальной звездой НЗ переходит на стадию аккреции (из-за резкого возрастания потока вещества). Отношение масс на этот момент невелико (~ 0.7), и перетекание происходит устойчиво и практически консервативно. До выравнивания масс компонент перенос массы идет приблизительно в тепловой шкале времени, после этого момента — в ядерной. Процесс аккреции может остановиться из-за включения миллисекундного пульсара после уменьшения массы донора примерно до $0.1M_\odot$ (остаток затем будет быстро испарен излучением пульсара, на этой стадии система будет очень похожа на двойной пульсар PSR 1957+20 "Черная Вдова"), или идти до образования планетоподобного остатка типа Юпитера (т.е. по сути возможно образование одиночной массивной быстровращающейся НЗ – одиночного миллисекундного радиопульсара).

В обоих случаях максимальная масса образующейся НЗ может достичь 3.2-3.3$M_\odot$. Мы можем застать подобную систему на стадии аккреции, которая занимает до 90% длительности ее эволюционного трека. В этом случае масса НЗ будет лежать в интервале 1.4–3.3$M_\odot$. Орбита подобной системы может быть достаточно широкой.

Данный эволюционный канал оказывается очень узким, т.е. малые изменения начальных параметров системы приводят к тому, что тяжелая НЗ не образуется. Кроме того, на возможности существования подобного канала образования массивных НЗ сильно сказываются условия возникновения общей оболочки и закон эволюции орбиты системы на такой стадии.

Пример эволюции из второй группы треков, также приводящих к образованию массивных НЗ, показан на Рис.1 справа. Один из типичных треков этой группы имеет начальные параметры $a = 300R_\odot$, $M_1 = 12M_\odot$ и $M_2 = 4M_\odot$ (Трек 2а в таблице ниже). Основное отличие от треков первой группы — гораздо более массивный вторичный компонент. Из-за этого общая оболочка на первой стадии переноса массы в системе менее эффективна. После взрыва сверхновой возникает система из НЗ ($\sim 1.4M_\odot$) и практически не изменившейся вторичной звезды ($\sim 4M_\odot$). Полуось орбиты равна $a \sim 170R_\odot$, эксцентриситет небольшой. Через некоторое время после взрыва сверхновой вторичная звезда заполняет свою полость Роша. Отношение масс донора и аккретора при этом достаточно велико, перетекание оказывается неустойчивым и возникает стадия с общей оболочкой, по окончании которой донор превращается в белый карлик с массой примерно $0.8M_\odot$, а полуось системы уменьшается до $\sim 5R_\odot$. За время стадии с общей оболочкой НЗ успевает увеличить свою массу примерно до $2.3M_\odot$. (С ростом массы звезды донора возрастает эффективность уноса массы общей оболочкой, в результате чего масса НЗ уменьшается — до $1.9M_\odot$ при максимальных значениях M_2.)

В некоторых двойных второй группы возможное в принципе заполнение полости Роша не успевает наступить из-за слишком большого времени сближения компонент в подобной системе. Такая ситуация реализуется в системах с начальными параметрами $a = 200R_\odot$, $M_1 = 12M_\odot$ и $M_2 = 4M_\odot$ (Правый трек на Рис. 1 и Трек 2b в таблице). Как видно, основное отличие трека 2b от 2a состоит в меньшей полуоси системы. Трек качественно подобен изображенному на Рис. 1 справа, но полуось системы после общей оболочки составляет $\sim 3R_\odot$, и белый карлик за космологическое время успевает заполнить полость Роша и истечь на

НЗ (эти стадии эволюционного трека обведены рамкой), масса которой в этом случае возрастает до $\sim 3M_\odot$. Финальной стадией в подобном случае оказывается одиночная массивная быстровращающаяся НЗ.

Приведем интервалы начальных параметров для двух указанных эволюционных треков второй группы.

параметр	min	max	ширина
Трек 2a			
a	$279R_\odot$	$670R_\odot$	0.20
M_1	$10.3M_\odot$	$12.8M_\odot$	0.054
M_2	$3.9M_\odot$	$6.7M_\odot$	0.13
Трек 2b			
a	$135R_\odot$	$279R_\odot$	0.17
M_1	$10.3M_\odot$	$12.4M_\odot$	0.046
M_2	$3.9M_\odot$	$7.4M_\odot$	0.15

Для полуосей $a \gtrsim 670\,R_\odot$ вторая стадия с общей оболочкой заканчивается слиянием НЗ и звезды-донора. Возникает объект Торна–Житков, эволюционная судьба которого не ясна: из него может возникнуть как одиночная НЗ (тяжелая или обычная), так и черная дыра.

2.2 Эволюционные треки с киком

Мы нашли несколько семейств эволюционных треков, в которых образуются массивные НЗ в случае эволюции с нулевым киком. Но, конечно, нас интересует реальная ситуация, когда кик присутствует. В этом случае более важными параметрами найденных эволюционных треков будут не начальные массы и полуось, а их значения после вспышки сверхновой (точнее, после короткой стадии циркуляризации эллиптической орбиты).

Если после вспышки с киком и циркуляризации система будет иметь те же параметры, которые мы видим в приведенных треках, то *дальнейший* ход их эволюции не будет различаться и мы также получим тяжелую НЗ. Заметим, что массу НЗ сразу после рождения мы полагаем стандартной ($\sim 1.4\,M_{\odot}$). Бóльшая начальная масса (например, из-за обратной аккреции — fallback) может привести к тому, что аккрецирующая НЗ быстрее станет массивной (согласно нашему определению). Масса вторичного маломассивного компонента за время эволюции первой звезды практически на меняется (из-за большого отношения массв системе), а вот полуось предсверхновой может существенно отличаться от ее значения в треках без кика. Таким образом, начальные массы систем, порождающих массивные НЗ, в сценарии с киком слабо отличаются от масс у приведенных на Рис. 1 треков, а начальные полуоси могут существенно отличаться (особенно в бóльшую сторону).

Хотим обратить особое внимание на то, что все параметры, получаемые методом популяционного синтеза, зависят от явных и неявных параметров модельного сценария эволюции двойных систем (например, в "Машине сценариев" не учитывается влияние вращения на эволюцию нормальных звезд, такие расчеты стали появляться лишь относительно недавно, см. Лангер и др. 2003). При этом относительная “ширина” эволюционного канала является более надежным параметром, чем абсолютные величины начальных параметров трека. (Ширина семейства треков по параметру, приведенная в таблице, определялась как $0.5(\max-\min)/(\max+\min)$.)

3 Оценка количества наблюдаемых массивных нейтронных звезд в Галактике

Для оценки этого количества было проведено несколько серий экспериментов популяционного моделирования для областей начальных параметров соответствующих первому и второму каналам образования массивных НЗ. Каждый эксперимент включал расчет 10^6 звезд.

Интервалы разыгрывания начальных масс звезд системы брались из таблицы (для первого канала был взят интервал с относительной шириной 10% вблизи указанных выше в п. 2.1 значений масс звезд).

Были проведены эксперименты без учета кика (с нулевым киком) и с двухпиковым распределением со следующими параметрами: средняя скорость в первом максвелловском пике равна 150 км/с, во втором 750 км/с, и каждый содержит 50% звезд (это распределение подобно приведенному в работе Арзуманяна и др. 2002).

Начальный интервал полуосей для экспериментов без кика брался из таблицы. При наличие кика использовался более широкий интервал полуосей: от 200 до 2000 $R_\odot$.

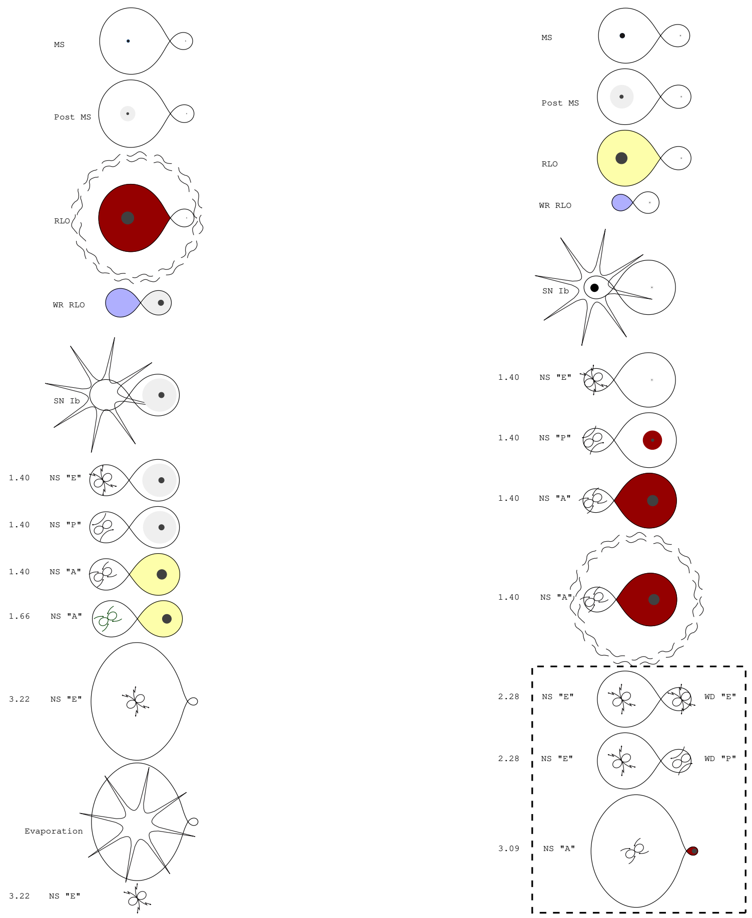

Рис. 1: Эволюционные треки, приводящие к образованию массивных НЗ. Слева показан типичный трек первой группы. Первая стадия перетекания вещества, еще до образования НЗ, происходит с образованием общей оболочки, из-за большого отношения масс компонентов. Перетекание на НЗ в этом треке идет квазистационарно, без общей оболочки. Показанный справа трек второй группы отличается от первого начальной массой вторичного компонента. Из-за этого первая стадия перетекания вещества (между нормальными звездами) идет без образования общей оболочки. НЗ набирает массу в ходе одной или двух аккреционных стадий, когда полость Роша заполняет нормальная звезда (эта стадия сопровождается общей оболочкой) и с заполнением полости Роша белым карликом (вырожденным ядром нормальной звезды). Белый карлик заполняет полость Роша для самых тесных систем этого канала (эти стадии взяты в рамку). У систем более широких, чем показанная на правом рисунке, эволюция за космологическое время заканчивается на стадии перетекания с нормальной звезды. Слева от треков указаны эволюционные стадии первичного компонента системы (обозначения из Липунов и др. (1996)) и масса НЗ, некоторые эволюционные стадии вторичного компонента указаны справа. Цветные версии рисунков в высоком разрешении доступны в Сети: http://xray.sai.msu.ru/~polar/html/publications/ouyed/

Результаты оказались следующими: по первому каналу (Рис. 1 слева) рождается статистически незначительное количество объектов. Основным источником массивных НЗ оказывается второй канал (Рис. 1 справа), в котором такие звезды образуются из гораздо более широкого интервала начальных условий.

Частота рождения массивных НЗ составляет $6.7 \cdot 10^{-7}$ лет$^{-1}$, что соответствует примерно 10 000 массивных НЗ в Галактике. (Отметим, что при нулевом кике частота рождения таких звезд составляла бы $4.0 \cdot 10^{-6}$ лет$^{-1}$, а число звезд в Галактике равнялось бы 60 000.) Эти значения получены исходя из следующих нормировок: число нейтронных звезд в Галактике считалось равным 10^9, а возраст Галактики $1.5 \cdot 10^{10}$ лет.

Естественно, лишь часть массивных НЗ в данный момент находится на легко наблюдаемых стадиях. Мы приводим доли НЗ на стадиях эжекции, пропеллера, аккреции, а также суммарную долю систем в сверхкритическом состоянии (когда поток вещества со звезды донора превосходит Эддингтоновский предел). Как видно, аккреторы составляют основную долю источников, в сверхкритических систем фактически нет.

Распределение звезд по типам (эволюционному состоянию):

Стадия	с киком	без кика
Эжекция	0.32	0.39
Пропеллер + Георотатор	0.02	0.08
Аккреция	0.66	0.53
Сверхкритические стадии	$5 \cdot 10^{-6}$	0

Примерно 25% аккрецирующих массивных НЗ находятся в парах с заполняющими полости нормальными звездами, а 75% — с заполняющими полости Роша белыми карликами. В случае нулевого кика *практически все* аккрецирующие системы принадлежат парам с белыми карликами.

Полученное распределение масс наблюдаемых массивных нейтронных звезд показано на Рис. 2, а распределение светимостей аккрецирующих звезд — на Рис. 3.

4 Обсуждение и дополнительные комментарии

Здесь мы кратко обсуждаем образование массивных НЗ в шаровых скоплениях, маломассивные черные дыры и группы источников, потенциально содержащие массивные НЗ.

Шаровые скопления

Все приведенные в данной статье треки относятся к эволюции двойных систем в поле Галактики. Однако подобные им треки вполне можно воспроизвести и в шаровых скоплениях, поскольку сразу после образования КО интересные нам системы оказываются "жесткими" для большинства скоплений (т.е. с орбитальными скоростями, превышающими дисперсию скоростей скопления). Данное условие продолжает сохраняться в последующей эволюции систем и может нарушиться только на стадии запол-

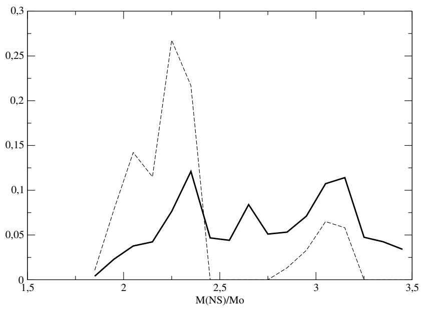

Рис. 2: Распределение массивных НЗ по массам. Массивными считаются звезды начиная с $1.8M_\odot$, верхний предел массы — $3.5M_\odot$ — соответствует модели Скирма. Сплошная линия — рождение НЗ в сценарии с киком, пунктир — без кика. Левый пик на графиках образуется звездами проходящими или прошедшими только одну стадию перетекания на НЗ (верхняя часть трека на Рис. 1 справа), более массивные НЗ в правом пике образуются в ходе второй стадии перетекания с белого карлика на НЗ (весь трек на Рис. 1 справа, включая стадии в рамке). Распределения интегрально нормированы на единицу.

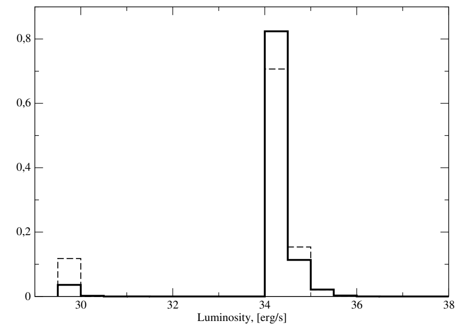

Рис. 3: Распределение аккрецирующих массивных НЗ по аккреционным светимостям. Шкала гистограммы логарифмическая от 10^{30} до 10^{38} эрг/с с шагом 0.5 порядка. Самый левый бин включает в себя все источники с $L < 10^{30}$ эрг/с. Сплошная линия — рождение НЗ с киком, пунктир — без кика. (В интервалах светимостей $10^{30} < L < 10^{34}$ и $10^{36} < L \lesssim 10^{37}$ эрг/с число систем не нулевое, но очень малое.) Распределения интегрально нормированы на единицу.

нения полости Роша белым карликом.

Все сказанное означает, что влияние фона звезд шарового скопления вероятнее всего не приведет к распаду подобной системы, хотя длительности отдельных стадий могут существенно измениться.

Проведенные нами с помощью “Машины Сценариев” популяционные расчеты не позволяют оценить количество массивных НЗ родившихся в шаровых скоплениях, а затем вылетевших или оставшихся в них. Можно ожидать, что влияние захватов и фона скопления повышает (хотя и не в одинаковой мере) как темп рождения обычных миллисекундных пульсаров, так и интересующих нас массивных НЗ. Данный вопрос представляется достаточно важным, поскольку массивные НЗ из шаровых скоплений могли бы существенно обогатить аналогичную популяцию объектов рожденных, в поле Галактики.

Миллисекундные рентгеновские и радиопульсары в шаровых скоплениях можно считать столь же хорошими кандидатами для поиска массивных НЗ, как аналогичные объекты в поле Галактики. Конечно, этот вопрос требует дополнительного исследования.

Маломассивные черные дыры

Диапазон масс КО от 1.44 (самая большая масса НЗ в двойном пульсаре) или от 2.27 (масса НЗ в двойной системе Vela X-1, если считать этот результат достоверным) до $\sim 4\,M_\odot$ (минимальная оценка массы кандидатов в черные дыры) остается пока незаполненным наблюдательными данными. В этом интервале могут быть как НЗ так и черные дыры.

Разумеется, есть вероятность того, что в реальности реализуется не уравнение состояния, предложенное Оуедом и Батлером, а менее жесткие уравнения состояния. В этом случае рассмотренные нами выше сценарии будут приводить к появлению как массивных НЗ, так и маломассивных (в сравнении с оценками масс большинства известных кандидатов) черных дыр. В черные дыры будут превращаться все НЗ, массы которых превысят соответствующий предел Оппенгеймера–Волкова. Так например Орож и др. (2004) в недавней работе показали, что масса черной дыры в источнике XTE J1650-500 может составлять всего $4\,M_\odot$.

Черные дыры с массами от 3 до примерно 3.5 (в модели Скирма) масс Солнца будут также образовываться из предельно вращающихся скирмионных звезд по мере их замедления.

4.1 Возможные кандидаты

Наиболее ожидаемые наблюдательные проявления у массивных НЗ те же, что и у обычных: радиопульсары и рентгеновские источники. Предельно массивные НЗ должны иметь очень короткие периоды вращения, т.е. проявляться в виде миллисекундных радио и рентгеновских пульсаров[2]. Однако произвольный миллисекундный пульсар может содержать не массивную, а обычную НЗ. Признаками, которые повышают вероятность обнаружения массивной НЗ в двойной системе (см. Рис. 1) является вырожденный маломассивный вторичный компаньон (белый карлик). Еще одним признаком может быть существенное ослабление магнитного поля НЗ, которое позволяет аккреционному диску достигать непосредственно ее поверхности. В этом случае в спектре излучения такой системы будет присутствовать тепловой компонент порождаемый пограничным слоем.

Приведенные рассуждения позволяют выстроить список возможных кандидатов в массивные НЗ и качественно выделить из них наиболее вероятные (список дан в порядке убывания значимости):

1. слабопульсирующие объекты с наличием пограничного слоя в аккреционном диске;

2. миллисекундные рентгеновские пульсары в парах с белыми карликами;

3. миллисекундные радиопульсары в очень тесных парах с белыми карликами;

[2]Феномен рентгеновского пульсара может не наблюдаться у источников с очень малыми периодами, как у большинства маломассивных рентгеновских двойных.

4. прочие миллисекундные рентгеновские пульсары;

5. прочие миллисекундные радиопульсары.

К сожалению, проведенные нами расчеты не позволяют дать точные количественные оценки числа объектов каждого типа.

Радиопульсары с массивными НЗ могут быть только миллисекундными, поскольку для предельного ускорения вращения НЗ достаточно аккреции 0.15–0.20$M_\odot$ вещества с кеплеровским моментом импульса у поверхности НЗ, а для превращения НЗ в массивную (в принятом для данной работы определении) необходима аккреция существенно бо́льшей массы. Следует заметить, что у массивных миллисекундных радиопульсаров магнитное поле может быть ослаблено в еще большей мере, чем у обычных, кроме того оно может приобрести сложную мелкомасштабную структуру. Оба эффекта могут существенным образом сказаться на характере радиоизлучения данных объектов. (Отметим, что есть указания на то, что одиночные миллисекундные радиопульсары имеют меньшую светимость по-сравнению с двойными, см. обсуждение в Хоббс и др. 2004.)

На стадии аккреции масса НЗ практически не сказывается на свойствах излучения, и массивная НЗ будет проявлять себя как обычный миллисекундный рентгеновский пульсар. Его поле может быть ослаблено настолько, что пульсирующая компонента излучения сойдет на нет, и мы будет наблюдать классический спектр, состоящий из мягкой степенной компоненты, связанной с аккреционным диском и умеренно жестким тепловым излучением пограничного слоя (Шакура, Сюняев 1987, Иногамов, Сюняев 1999).

Оуед (2002, 2004) рассмотрел три системы как возможные кандидаты в скирмионные звезды: 4U 0614+09, 4U 1636-53, 4U 1820-30. С точки зрения рассмотренных сценариев все три могут содержать массивную НЗ. 4U 1820-30 является особенно интересным кандидатом. Система имеет орбитальный период всего лишь около 11 минут, что говорит о том, что второй компонент является маломассивной гелиевой звездой (см. недавнюю статью Баллантайна и Строхмайера 2004 и ссылки на более ранние работы в ней). Однако этот источник находится в шаровом скоплении, и наши расчеты применимы к нему лишь с учетом приведенных выше оговорок.

5 Заключение

Нами рассмотрены возможные каналы образования массивных быстровращающихся НЗ. При реализации в природе уравнения состояния, предложенного Оуедом и Батлером (1999) эти объекты могут представлять собой массивные НЗ (скирмионные звезды) с массами вплоть до 3.45 $M_{\odot}$.

Если соответствующее уравннение состояния реализуется в природе, то поиск массивных НЗ имеет реальные перспективы, так как популяция этих объектов в Галактике достаточно многочисленна. С точки зрения их обнаружения наиболее перспективным нам представляется поиск рентгеновских двойных с белыми карликами в качестве доноров, а также исследования миллисекундных радиопульсаров в тесных парах с белыми карликами и аккрецирующие НЗ с очень слабым магнитным полем.

Работа поддержана грантами РФФИ 04-02-16720, 03-02-16068.

Список литературы

[1] Арзуманян и др. (Z. Arzoumanian, D.F. Chernoff, J.M. Cordes), Astrophys. J., **568**, 289 (2002).

[2] Баллантайн и Строхмайер (D. R. Ballantyne, T. E. Strohmayer), Astrophys. J., **602**, L105 (2004).

[3] Бурге и др. (M. Burgay et al.), Nature, **426**, 531 (2003).

[4] ван Керквийк (M. H. van Kerkwijk), astro-ph/0403489 (2004).

[5] Вусли и др. (S.E. Woosley, A. Heger, T.A. Weaver), Rev. Mod. Phys., **74**, 1015 (2002).

[6] Генсел (P. Haensel), EAS Publications Series, Vol. 7, Edited by C. Motch and J.-M. Hameury, p.249 (2003).

[7] Иногамов Н.А., Сюняев Р.А., Письма в Астрон.Журн., **25**, 269 (1999).

[8] Каминкер и др. (A.D. Kaminker, P. Haensel, D.G. Yakovlev), Astron. Astroph., **373**, L17 (2001).

[9] Квайнтрелл и др. (H. Quaintrell et al.), Astron. Astroph., **401**, 313 (2003).

[10] Кларк и др. (J.S. Clark, S.P. Goodwin, P.A. Crowther et al.), Astron. Astrophys., **392**, 909 (2002).

[11] Лангер и др. (N. Langer, S.-C. Yoon, J. Petrovic, A. Heger), in: Proc. of IAU Symp. 215 (Eds. A. Maeder, P. Eenes) [astro-ph/0302232] (2003).

[12] Липунов и др. (V.M. Lipunov, K.A. Postnov, M.E. Prokhorov), Astrophys. and Space Science Rev., **9**, 1 (1996).

[13] Орож и др. (J.A. Orosz, J.E. McClintock, R.A.Remillard, S. Corbel), astro-ph/0404343 (2004).

[14] Оуед (R. Ouyed), Astron. Astroph., **382**, 939 (2002).

[15] Оуед (R. Ouyed), astro-ph/0402122 (2004).

[16] Оуед, Батлер (R. Ouyed, M. Butler), Astrophys. J., **522**, 453 (1999).

[17] Подсядловский и др. (Ph. Podsiadlowski, S. Rappaport, E.D. Pfahl), Astrophys. J., **565**, 1107 (2002).

[18] Россвог и др. (S. Rosswog, E. Ramirez-Ruiz, M.B. Davies), Mon. Not. Royal Astr. Soc., **345**, 1077 (2003).

[19] Скирм (T.H.R. Skyrme), Proc. R.Soc.London A, **260**, 127 (1962).

[20] Тиммес и др. (F.X. Timmes, S.E. Woosley, T.A. Weaver), Astrophys. J., **457**, 834 (1996).

[21] Фраер, Калогера (C.L. Fryer, V. Kalogera), Astrophys.J., **554**, 548 (2001).

[22] Хегер и др. (A. Heger, S.E. Woosley, N. Langer, H.C. Spruit), in: Proc. of IAU Symp. 215 (Eds. A. Maeder, P. Eenes) [astro-ph/0301374] (2003).

[23] Хейнке и др. (C.O. Heinke, J.E.Grindlay, et al.), Astrophys.J., **588**, 452 (2003).

[24] Хоббс и др. (G. Hobbs, A. Faulkner, et al.), Mon. Not. Royal. Astr. Soc. **352**, 1439 (2004).

[25] Шакура, Сюняев (N.I.Shakura, R.F.Sunyaev), Adv. In Space Res., **8**, 135 (1987).

1. Попов Сергей Борисович

а). Государственный Астрономический институт им. П.К. Штернберга.

119992 Москва, Университетский проспект 13. тел. 939-50-06.

e-mail: polar@sai.msu.ru

б). University of Padua, Department of Physics.

via Marzolo 8, Padua, Italy.

2. Прохоров Михаил Евгеньевич Государственный Астрономический институт им. П.К. Штернберга.

119992 Москва, Университетский проспект 13. тел. 939-50-06.

e-mail: mystery@sai.msu.ru

Formation of massive skyrmion stars

M.E. Prokhorov[1,*], S.B. Popov[1,2,**], [1]Sternberg Institute [2]University of Padua.

We discuss different channels of formation of massive rapidly rotating neutron stars. Their masses exceed typical values of neutron star masses which are formed in a collapse of massive stars. An existence of such massive neutron stars is possible due to the equation of state based on the Skyrme theory. This equation of state was proposed recently by Ouyed and Butler.

Neutron stars are supposed to born with masses significantly less than the limiting one close to a typical value $1.4, M_{\odot}$*. Then their masses are increased due to accretion in close binaries. Significant growth of a neutron star mass due to accretion is possible only for particular values of initial parameters of the binary.*

In this paper we show that significant part of massive neutron stars with $M > 2\,M_{\odot}$ *can be observed as millisecond radio pulsars, as X-ray sources in pair with white dwarfs, and as accreting neutron stars with very low magnetic fields.*