

### 13.7. СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ: АККРЕЦИЯ В ТЕСНОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЕ

#### а) Простые оценки

Выше мы рассмотрели некоторые наблюдательные свидетельства в пользу того, что галактические рентгеновские источники представляют собой компактные объекты, аккрецирующие газ в двойных системах. Согласно таким представлениям, падающее на компактный объект вещество высвобождает гравитационную потенциальную энергию, которая нагревает газ и генерирует излучение. Примечательно, что даже самое упрощенное описание такого процесса показывает, насколько естествен и эффективен этот механизм для генерации наблюдаемого рентгеновского излучения.

Рассмотрим стационарную аккрецию газа с темпом  $\dot{M}$  на нейтронную звезду массой  $M_x$  и радиусом  $R_x$ . Пренебрежем магнитными полями и предположим сферическое течение, когда газ движется со скоростью свободного падения  $v_{ff}$ , пока не достигнет «твердой» поверхности звезды. Газ резко тормозится на поверхности, и кинетическая энергия его падения преобразуется в тепло и излучение. В равновесном состоянии возникающая светимость  $L_x$  составит

$$L_x = \frac{1}{2} \dot{M} v_{ff}^2 = \frac{G \dot{M} M_x}{R_x}. \quad (13.7.1)$$

Тогда *эффективность* излучения (в единицах энергии покоя) падающей на нейтронную звезду массы равна

$$\varepsilon = \frac{L_x}{\dot{M} c^2} = \frac{GM_x}{R_x c^2}. \quad (13.7.2)$$

Итак, для типичных нейтронных звезд эффективность достаточно велика:  $\varepsilon \sim 0,1$ .

Предположим теперь, что основная часть излучения испускается в виде чернотельного теплового излучения с поверхности при температуре  $T_{bb}$ :

$$L_x = 4\pi R_x^2 \sigma T_{bb}^4. \quad (13.7.3)$$

Для наблюдаемых источников мягкого рентгена со светимостями порядка  $10^{37}$  эрг/с уравнение (13.7.3) приводит к  $T_{bb} \sim 10^7$  К при типичных радиусах нейтронных звезд. Таким образом, аккрецирующие нейтронные звезды со светимостями  $10^{37}$  эрг/с — это естественные источники рентгеновских лучей ( $10^7$  К  $\sim$  1 кэВ).

Уравнение (13.7.1) показывает, что средний темп аккреции, требуемый для создания такой светимости, равен  $\dot{M} \sim 10^{-9} M_\odot \text{ год}^{-1}$ . Такой темп аккреции вполне может достигаться в тесных двойных системах (см. разд. 13.7б).

*Упражнение 13.6.* Повторите приведенные выше упрощенные вычисления для случая сферической аккреции на белый карлик и прокомментируйте различия.

Наконец, рассмотрим, почему *стационарные* рентгеновские светимости наблюдаемых галактических источников обычно составляют  $\sim 10^{37}$  эрг/с и не превышают более чем в несколько раз  $10^{38}$  эрг/с<sup>1)</sup>. Исходя по-прежнему из нашей простой модели, подсчитаем выталкивающую силу потока излучения с поверхности, которая действует на падающее вещество, скажем, ионизованный водород. Предположим, что эта сила обусловлена томсоновским рассеянием на электронах, которые затем передают воздействие протонам через посредство взаимной электростатической связи. Допустим также, что средний импульс излученного фотона равен  $p$ . Поскольку томсоновское сечение симметрично для рассеяния вперед и назад, фотон с импульсом  $p$  в среднем при столкновении передает электрону импульс  $p$ . Энергия типичного фотона равна  $pc$ , и при излучении в радиальном направлении число фотонов, пересекающих в единицу времени единичную площадку на радиусе  $r$ , равно  $L_x/(4\pi r^2 pc)$ . Число столкновений, приходящееся на электрон в единицу времени, получим путем умножения на томсоновское сечение  $\sigma_T = 0,66 \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>. Сила, действующая на электрон, — это просто скорость передачи импульса, так что, умножая на  $p$ , получим

$$F_x = \frac{L_x \sigma_T}{4\pi r^2 c}. \quad (13.7.4)$$

Заметим, что выведенное нами выражение сохраняет силу, даже если не все фотоны излучаются в радиальном направлении; при столкновении передается радиально лишь компонент  $p_r$  импульса, но поскольку поток энергии  $L_x/4\pi r^2$  направлен по радиусу, число фотонов, пересекающих единичную площадку за единицу времени, равно  $L_x/4\pi r^2 p_r c$ .

Чтобы происходила аккреция, сила тяготения должна превосходить силу давления фотонов (13.7.4). Сила тяготения, действующая на электрон, передается через посредство протона

$$F_{\text{grav}} = \frac{GM_x m_p}{r^2}. \quad (13.7.5)$$

Поскольку как (13.7.4), так и (13.7.5) пропорциональны  $1/r^2$ , существует критическая светимость — *эддингтоновский предел* [179], выше которого радиационное давление превосходит силу тяжести:

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi c GM_x m_p}{\sigma_T} = 1,3 \cdot 10^{38} \left( \frac{M_x}{M_\odot} \right) \text{ эрг/с}. \quad (13.7.6)$$

<sup>1)</sup> Из тех галактических источников, расстояние до которых можно оценить надежно, наивысшая средняя рентгеновская светимость  $L_x \approx 5 \cdot 10^{38}$  эрг/с зарегистрирована у рентгеновского пульсара SMC X-1, находящегося в Малом Магеллановом Облаке [467].

*Упражнение 13.7* Покажите, что тот же самый предел (13.7.6) применим для массивных звезд, поддерживаемых в гидростатическом равновесии радиационным давлением. Допустите, что оптическая толщина достаточно велика, лучистый поток можно вычислить в диффузионном приближении [см. уравнение (4.1.1)] и томсоновское рассеяние служит основным источником непрозрачности.

Несмотря на значительные упрощения, допущенные в приведенном выше рассмотрении (сферическая симметрия, стационарное состояние, томсоновское рассеяние, чистый ионизованный водород, ньютоновское тяготение<sup>1)</sup>), интересно отметить, что у 36 источников из каталога «Ухуру» с известными или оцененными расстояниями светимость в диапазоне 2—10 кэВ «обрезается» при  $\sim 10^{37,7}$  эрг/с, что согласуется с уравнением (13.7.6) для звезды с массой  $1 M_{\odot}$  [385]. Это еще один аргумент в пользу модели газовой аккреции на компактную звезду для галактических рентгеновских источников. Меньшие светимости означают просто, что источнику не хватает топлива.

В следующих двух главах мы еще вернемся к подробному обсуждению механизма аккреции и рассмотрим белые карлики и черные дыры, а также нейтронные звезды.

Аналогичные простые соображения облегчают отождествление барстеров. Хвосты наблюдаемых спектров всплесков достаточно хорошо аппроксимируются кривой излучения черного тела. Если измеряемый поток равен  $F_x$ , а температура —  $T_{bb}$ , то, поскольку  $F_x = L_x/4\pi d^2$  (в предположении изотропности излучения и расстояния  $d$ ), уравнение (13.7.3) дает

$$R_x = d \left( \frac{F_x}{\sigma T_{bb}^4} \right)^{1/2}. \quad (13.7.7)$$

Для одного конкретного барстера при предполагаемом [553] расстоянии 10 кпс были получены значения радиуса около 100 км для первых 10 с и около 15 км для более поздней стадии всплеска.

Ван Парадийс [586] исследовал 10 барстеров, открытых спутником SAS-3 и имеющих хорошие спектральные данные. Он предположил, что

<sup>1)</sup> Обратите внимание, что в сильном гравитационном поле  $F_{\text{grav}}$  больше на релятивистский поправочный множитель  $(1 - 2GM_x/rc^2)^{-1/2}$ . В связи с этим локальный эддингтоновский предел  $L_{\text{Edd}}$  больше на тот же множитель. В случае сферической аккреции радиационное давление будет превосходить силу тяготения и при больших значениях  $r$ , если только  $L$  превосходит величину, данную в (13.7.6), так что эта величина остается максимальной наблюдаемой светимостью в стационарном состоянии. В альтернативном случае излучения тонкой атмосферы, нагреваемой снизу поверхностью горячей звезды, измеряемая локально критическая светимость больше (13.7.6) на множитель  $(1 - 2GM_x/R_x c^2)^{-1/2}$ , где  $R_x$  — (шварцшильдовский) радиус звезды. Это означает, что максимальная наблюдаемая светимость на бесконечности меньше (13.7.6) на множитель  $(1 - 2GM_x/R_x c^2)^{-1/2}$  (см. упражнение 11.10).

максимальная светимость обеспечивает «стандартную свечу»<sup>1)</sup> для барстеров (т.е. предполагается, что она должна быть одинаковой для всех источников и потому  $d \propto F_{\max}^{-1/2}$ ). Тогда из уравнения (13.7.7) вытекает

$$R_x \propto \left( \frac{F_x}{F_{\max}} \right)^{1/2} \frac{1}{T_{\text{bb}}^2}. \quad (13.7.8)$$

Для каждого источника комбинация наблюдаемых величин в выражении (13.7.8) в течение всплеска значительно не изменяется. Это дает высокие основания предполагать, что в хвосте всплеска наблюдается остывающая поверхность постоянного размера  $R_x$ . Более того, само значение выражения (13.7.8) оказывается примерно одинаковым для различных источников со стандартным отклонением около 20%. Это говорит о том, что все компактные объекты, порождающие всплески, имеют приблизительно одинаковые размеры.

Предположив, что максимальная светимость соответствует эддингтоновскому пределу (13.7.6) при  $M_x = 1,4 M_{\odot}$ , Ван Парадиис нашел среднее значение  $R_x \sim 7$  км с разбросом 20%. Релятивистские поправки и учет отклонений от спектра черного тела, вызванных рассеянием, могут в какой-то степени изменить выводы, к которым мы пришли<sup>2)</sup>. Однако, даже если приведенные выше значения содержат большие ошибки, они четко указывают, что речь идет о нейтронных звездах, а не о белых карликах или сверхмассивных черных дырах с  $M \geq 100 M_{\odot}$ .

### Упражнение 13.8.

а) Покажите, что «наблюдаемый чернотельный радиус» барстера должен быть равным

$$R_{\infty} \equiv d \left( \frac{F_{\infty}}{\sigma T_{\infty}^4} \right)^{1/2}. \quad (13.7.9)$$

Используйте упражнение 11.10 и уравнение (13.7.3) и покажите, что ( $c = G = 1$ )

$$R_{\infty} = R \left( 1 - \frac{2M}{R} \right)^{-1/2}, \quad (13.7.10)$$

где  $R$  — фактический радиус в координатах Шварцшильда.

б) Предположите теперь, что  $2M < R < 3M$ . При этом фотоны могут ускользать на бесконечность только в пределах угла  $\psi$  к радиальному направлению (см. упражнение 12.14). Покажите, что для изотропного излучения доля ускользающего потока составляет  $\sin^2 \psi$  и, следовательно,

$$R_{\infty} = 3\sqrt{3} M, \quad 2M < R < 3M. \quad (13.7.11)$$

<sup>1)</sup> Т.е. эталон яркости. — Прим. перев.

<sup>2)</sup> См. приведенное выше обсуждение, а также работы [229, 587, 588]; обратите внимание, что  $2GM/Rc^2 \approx 0,6(M/1,4 M_{\odot}) (R/7 \text{ км})^{-1}$ .

Могут ли нейтронные звезды иметь радиусы в таком интервале?

Указание: См. упражнение 5.5.

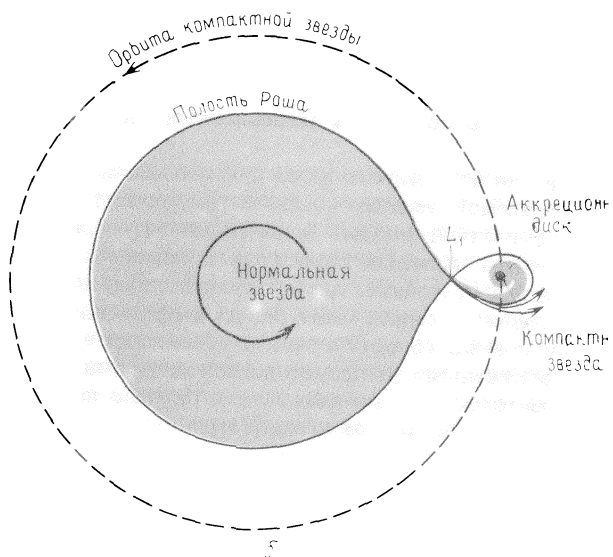
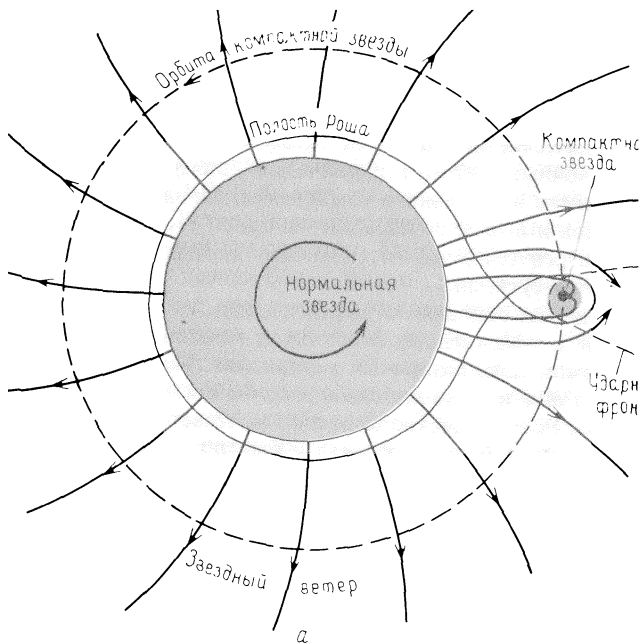
Интересно также, что отношение  $\alpha$  усредненной по времени энергии непрерывного (хотя и переменного) рентгеновского потока к энергии, излучаемой в типичных всплесках I типа, составляет не менее 100. Это значение совместимо с идеей, что всплески I типа вызываются вспышками термоядерных реакций, например, гелия или более тяжелых элементов на поверхностях *нейтронных звезд*. Из уравнения (13.7.2) следует, что гравитационная потенциальная энергия, высвобождающаяся на поверхности нейтронной звезды в виде непрерывного излучения, должна быть порядка  $\epsilon m_B c^2 \sim 100$  МэВ на каждый аккрецируемый нуклон. Выделяющаяся в ядерных реакциях с участием гелия и более тяжелых элементов энергия, которая затем высвобождается в виде излучения при всплеске, равна  $\sim 0,1\% m_B c^2 \sim 1$  МэВ на аккрецируемый нуклон. Таким образом, модель термоядерной вспышки предсказывает

$$\alpha \approx 100 \frac{M}{M_\odot} \left( \frac{R}{10 \text{ км}} \right)^{-1}. \quad (13.7.12)$$

*Упражнение 13.9.* Средняя энергия всплесков II типа быстрого барстера примерно в 130 раз больше энергии всплесков I типа у того же источника. Какое значение это имеет для выбора между неустойчивостями аккреционных потоков и термоядерными вспышками в качестве механизма, порождающего всплески II типа? (Сравните с [276].)

Однако, подчеркивая сложность проблемы, отметим, что у некоторых источников всплесков I типа значения  $\alpha$  существенно меньше 100 (например, у барстера 4U 1608—52, который испускает два всплеска с интервалом менее 10 мин, имеющих  $\alpha \leq 2,5$ ). В числе правдоподобных объяснений упомянем анизотропную светимость, вызываемую аккрецией, но эта проблема далека от решения.

*Рис. 13.11.* Два возможных механизма переноса массы в двойном рентгеновском источнике. Сплошная кривая указывает полость Роша, вне которой нормальный главный компонент начинает сбрасывать газ на компактный компонент. В случае *a* главный компонент лежит внутри полости Роша, но теряет массу посредством звездного ветра. Вращающаяся по орбите компактная звезда является препятствием для ветра, и около нее под действием гравитационного поля формируется изогнутый ударный фронт. Некоторая часть вещества, переработанного ударной волной, захватывается компактной звездой. В случае *b* синхронно вращающийся главный компонент расширяется до границ своей полости Роша и начинает *переполнять* ее. Газ, текущий через внутреннюю точку Лагранжа  $L_1$ , обладает значительным моментом количества движения. Некоторая часть этого газа захватывается компактной звездой и течет к ней, образуя аккреционный диск.



## б) Двойная система

Мы изложили некоторые прямые наблюдательные аргументы в пользу двойной природы компактных рентгеновских источников. Среди этих свидетельств периодические затмения рентгеновских источников нормальными компонентами двойных систем, периодические доплеровские сдвиги оптических линий в спектре нормального компонента, вариации периодов рентгеновских импульсов и в ряде случаев нагрев одной стороны звезды — главного компонента рентгеновским источником. Типичные периоды двойных систем измеряются сутками.

Важный во многих отношениях перенос массы от главного компонента двойной системы к компактному вторичному компоненту может осуществляться посредством двух различных механизмов: вытеканием из переполненной *полости Роша* или же *звездным ветром* (рис. 13.11). В случае переполнения полости Роша вещество медленно вытекает через седловую точку гравитационного потенциала двух звезд и быстро захватывается компактным объектом. В системе координат, вращающейся синхронно с двойной системой, эквипотенциальные поверхности вблизи каждой из звезд представляют собой сферы. По мере увеличения в размере они деформируются, пока не приходят в соприкосновение во «внутренней точке Лагранжа»  $L_1$  (рис. 13.12). Первая общая эквипотенциальная поверхность ограничивает «полость Роша», если вращение главного компонента синхронно вращению двойной системы, или «приливную полость», если главный компонент заметно не вращается. Обычно предполагается, что главный компонент расширяется, «заполняя свою полость Роша», и таким образом облегчает утечку вещества через точку  $L_1$ . При таких процессах возможны темпы потери массы от  $3 \cdot 10^{-4}$  до  $3 \cdot 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$  [155, 583]. Согласно моделям перетекания, захваченная плазма обладает достаточным моментом количества движения, чтобы образовать аккреционный диск вокруг компактной звезды.

В случае аккреции от звездного ветра лишь малая часть (не более 0,1%) плазмы, выбрасываемой главным компонентом, захватывается гравитационным полем компактной звезды. Захваченный газ обладает некоторым моментом количества движения относительно компактной звезды, но он может оказаться недостаточным для образования аккреционного диска. В этом случае аккреция более или менее близка к сферической. Теория звездного ветра и наблюдения говорят о том, что заметные ветры порождаются достаточно массивными звездами, расположенными в верхней части главной последовательности; для таких звезд разумно предположить темпы потери массы  $10^{-7} - 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$  [147].

## в) Происхождение и эволюция

Происхождение и эволюция компактных рентгеновских источников в конечном счете связаны с эволюцией тесных двойных систем, которые бы-

ли предметом интенсивного исследования еще до открытия двойных рентгеновских систем (обзор работ см. в [439]). В настоящее время построены (например, [584]) сценарии эволюции специально для двойных рентгеновских систем.

Такая система берет свое начало от массивной тесной двойной системы. Более массивная звезда эволюционирует быстрее и расширяется, заполняя свою полость Роша за  $10^6$  —  $10^7$  лет, т.е. еще до того, как начнется сгорание гелия в ее недрах. Вскоре (примерно через  $10^4$  лет) большая часть массы перетекает к другому компоненту. Таким образом, *менее* массивный компонент становится теперь более сильно проэволюционировавшей звездой и ее эволюция в конечном счете определяет природу системы. При малых значениях массы звезда становится, по-видимому, белым карликом. При больших значениях  $M$  она через  $\sim 10^6$  лет, вероятно, претерпевает гравитационный коллапс, который приводит к взрыву сверхновой и образованию нейтронной звезды или черной дыры. Тем временем более массивная звезда продолжает эволюционировать, и, если двойная система не была разрушена взрывом сверхновой, эта звезда через  $10^6$  —  $10^7$  лет достигает границы своей полости Роша. С этого момента она начинает возвращать вещество компактному компоненту, что приводит к испусканию рентгеновского излучения.

*Упражнение 13.10.* Рассмотрите двойную звездную систему, где один из компонентов взрывается как сверхновая и выбрасывает значительную часть своей массы. Предположите, что масса теряется за время, много меньшее орбитального периода. Предполагая орбиту круговой, вычислите, какая доля массы может быть потеряна без разрушения двойной системы. Каков будет критерий для эллиптической орбиты?

*Ответ:*  $\Delta M/M < 1/2$  для круговой орбиты, где  $M$  — полная масса системы.

В обрисованной выше картине решающим фактором оказывается *масса* системы. В системах с малой массой, где можно ожидать образования белых карликов или нейтронных звезд, характерные времена эволюции велики и оптические звезды будут представителями «более старого» звездного населения (например, Sco X-1, Cyg X-2, Cyg X-3, Her X-1). В системах с большой массой характерные времена эволюции сравнительно малы и звезды будут принадлежать к «более молодому» звездному населению. Если потеря примерно половины всей массы приводит к разрушению двойной системы, оставшаяся после взрыва масса по-прежнему будет достаточно большой и это отождествление сохранится (например, Cyg X-1, Cen X-3, 3U 0900—40, SMC X-1).

Из хорошо изученных двойных систем Her X-1 (эксцентриситет  $e < 0,002$ ), Cen X-3 ( $e = 0,0008$ ) и SMC X-1 ( $e < 0,0007$ ) имеют почти круговые орбиты [473], как и Cyg X-1 ( $e < 0,02$ ) [225]. Только у 4U 0900—40 ( $e = 0,092$ ), GX 301—2 ( $e = 0,44$ ) и 4U 0115 + 63 ( $e = 0,340$ ) орбиты имеют доступный измерению эксцентриситет, как и у двойного радиопульсара



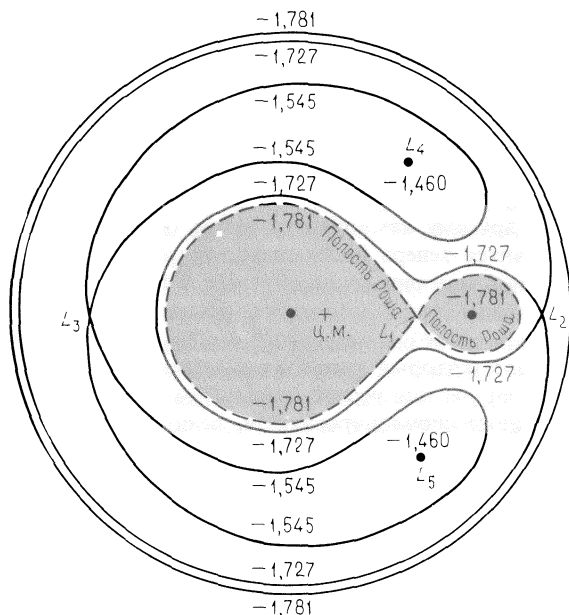


Рис. 13.12. Эквипотенциалы  $\phi_{gc} = \text{const}$  для ньютоновского гравитационного и центробежного потенциалов в орбитальной плоскости двойной звездной системы с круговой орбитой. В показанном здесь случае отношение масс составляет  $M_N:M_c = 10:1$ , причем нормальная звезда  $M_N$  находится слева, а компактная звезда  $M_c$  — справа. Эквипотенциалы характеризуются значениями  $\phi_{gc}$ , измеренными в единицах  $G(M_N + M_c)/a$ , где  $a$  — расстояние между центрами масс двух звезд. Самая внутренняя из представленных эквипотенциалей ограничивает полость Роша для каждой из звезд. Внутри полости Роша, но вне поверхности звезды потенциал определяется в основном «кулоновским» ( $1/r$ ) полем звезды, так что эквипотенциалы имеют почти сферическую форму. Потенциал имеет локальные точки устойчивости ( $\nabla\phi_{gc} = 0$ ), называемые «точками Лагранжа»; их положение указано буквами  $L$  с численными индексами [422].

( $e = 0,617$ ) [562]. Эволюционная история эксцентриситетов двойных систем теоретически еще недостаточно разработана.

В то же время, вопреки обрисованной выше картине, имеющиеся данные противоречат интерпретации рентгеновских источников в скоплениях как продуктов эволюции двойных систем. Шаровые скопления — это очень старые объекты, имеющие возраст около  $10^{10}$  лет, и большинство входящих в них звезд с большими и промежуточными массами уже проэволюционировали. Кроме того, до сих пор не получены наблюдательные свидетельства присутствия в скоплениях нормальных двойных звезд.

Если рентгеновские источники шаровых скоплений действительно представляют собой компактные объекты звездного типа, а не сверхмассивные черные дыры, то весьма вероятно, что их образование связано со специфическими условиями, которые существуют в плотных ядрах шаровых скоплений. Одна из возможностей состоит в том, что массивные звезды скопления, имеющие короткое время жизни, порождают компактные объекты вблизи его центра. Эти компактные объекты могут затем претерпевать тесные неупругие сближения с нормальными звездами малой массы, приводящие к их захвату и к образованию двойных систем. Если гипотеза захвата справедлива, эволюция рентгеновских источников шаровых скоплений должна, вероятно, отличаться от эволюции остальных источников центральной галактической подсистемы. Если последние — это двойные системы с малой массой, содержащие нейтронные звезды, то они, по-видимому, являются первичными двойными системами.