

существование аккреции проникали бы за альвеновский радиус (сравните с рис. 13.3). В нашем случае форма силовых линий дипольного поля определена соотношением $(\sin^2\theta)/r = \text{const}$, так что последняя невозмущенная силовая линия, которая замкнется внутри альвеновской поверхности, выходит с поверхности на магнитной широте θ_c , где угол θ_c определяется выражением

$$\sin^2\theta_c = \frac{R}{r_A} \approx 3 \times 10^{-3} \left[R_6^{9/7} L_{37}^{2/7} \mu_{30}^{-4/7} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-1/7} \right], \quad (15.1.9)$$

если для оценки r_A использовать уравнение (15.1.6). Итак, площадь поперечного сечения аккреционного столба вблизи каждого полюса на поверхности звезды приближенно будет равна

$$A \approx \pi R^2 \sin^2\theta_c \approx 10^{10} \text{ см}^2, \quad (15.1.10)$$

что составляет малую часть площади всей сферической поверхности.

При заданной концентрации плазмы вблизи полярных шапок диаграмма испускаемого излучения будет характеризоваться значительной угловой анизотропией, зависящей от детальной природы аккреционного течения. Таким образом, имеется правдоподобное объяснение механизма генерации импульсного рентгеновского излучения для наклонного ротатора (т.е. для звезды, у которой направления магнитной оси и оси вращения не совпадают).

Упражнение 15.2. Используйте уравнение (15.1.10) для оценки эффективной чернотельной температуры излучения, испускаемого с одной из магнитных полярных шапок в предположении, что $L_{37} \sim 1$.

Однако сравнительно недавно было высказано предположение [23, 24, 181, 182], что в широком диапазоне условий наиболее важным процессом, посредством которого плазма попадает в магнитосферу, должна быть «обменная» неустойчивость Рэлея—Тейлора. В принципе эта неустойчивость позволяет плазменным каплям или нитям проникать в магнитосферу «между силовыми линиями» и падать на поверхность звезды в любом месте без «зацепления» за силовые линии. При этом вещество выпадает на поверхность в основном вблизи магнитных полюсов, но эффективная площадь нагреваемых полярных шапок значительно превосходит значение, определяемое (15.1.10). Эти вопросы еще далеки от полного решения.

15.2. ДИСКОВАЯ АККРЕЦИЯ И ИЗМЕНЕНИЯ ПЕРИОДА ИМПУЛЬСНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ

Обратимся теперь к случаю, когда вещество вдали от звезды втекает в кеплеровский аккреционный диск. Определение альвеновского радиуса при дисковой аккреции оказывается гораздо более трудной задачей. Наиболее де-

тальная модель дисковой аккреции разработана в настоящее время Гошем и Лэмбом [219, 220, 221], которые принимали во внимание сильную магнитную связь между звездой и аккрецируемой плазмой в диске. Авторы рассматривали частный (но нетривиальный) случай аккреции осесимметричного диска ротатором, у которого ось вращения параллельна магнитному полю. Характер течения анализировался при помощи приближенных методов с использованием двухмерных гидродинамических уравнений. «Проскальзывание» силовых линий звездного магнитного поля сквозь плазму диска учитывалось введением эффективной проводимости. Такая модель позволяет учесть проницаемость внутренней части диска как следствие плазменных неустойчивостей (в частности, неустойчивости Кельвина—Гельмгольца), турбулентной диффузии и пересоединения магнитных силовых линий. Однако величина проводимости определяется исключительно условиями стационарного течения.

Гош и Лэмб нашли, что такое проникновение магнитного поля приводит к образованию широкой переходной области, соединяющей невозмущенное течение в диске вдали от звезды с течением в магнитосфере вблизи звезды. Можно достаточно просто оценить характерный радиус r_0 границы, отделяющей внешнюю часть переходной зоны с кеплеровским движением, от внутренней части, где скорость уже отличается от кеплеровской.

Начнем с магнитогидродинамического уравнения Эйлера (7.1.1). Используя уравнение (7.1.2) и положив для стационарного состояния все производные по времени равными нулю, находим

$$\rho(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = -\nabla P - \rho \nabla \Phi + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}. \quad (15.2.1)$$

Используя векторные тождества, перепишем левую часть уравнения в виде

$$\rho(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = \rho \left[\frac{1}{2} \nabla v^2 + (\nabla \times \mathbf{v}) \times \mathbf{v} \right]. \quad (15.2.2)$$

Мы собираемся вывести уравнение сохранения момента количества движения относительно оси z . Обратимся для этого к рассмотрению ϕ -компонента уравнения баланса сил (15.2.1). Вследствие осевой симметрии все градиентные члены равны нулю и потому в цилиндрических координатах имеем

$$[(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}]_{\phi} = \frac{1}{r} B_r (r B_{\phi})_{,r} + B_z B_{\phi,z}. \quad (15.2.3)$$

После использования уравнения Максвелла

$$0 = \nabla \cdot \mathbf{B} = \frac{1}{r} (r B_r)_{,r} + B_{z,z}, \quad (15.2.4)$$

уравнение (15.2.3) принимает вид

$$[(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}]_{\phi} = \frac{1}{r^2} (r^2 B_r B_{\phi})_{,r} + (B_z B_{\phi})_{,z}. \quad (15.2.5)$$

Выражение, аналогичное (15.2.3), содержится в последнем члене уравнения (15.2.2), если \mathbf{B} заменяется на \mathbf{v} ; кроме того, можно положить $v_z = 0$. Тогда уравнение (15.2.1) дает

$$\rho v_r r (rv_\phi)_{,r} = \frac{1}{4\pi} \left[(r^2 B_r B_\phi)_{,r} + r^2 (B_z B_\phi)_{,z} \right]. \quad (15.2.6)$$

Рассмотрим теперь конфигурацию магнитного поля в диске. В отсутствие диска силовые линии дипольного поля не имеют ϕ -компонента (т.е. они полоидальны), а вблизи экваториальной плоскости преобладает компонент B_z . Однако, если вокруг звезды имеется диск, силовые линии, «вмороженные» вначале во вращающуюся плазму, испытывают сдвиг в направлении ϕ . Этот сдвиг приводит к появлению отличного от нуля компонента B_ϕ . Предположим, что силовые линии, будучи сдвинутыми, остаются непрерывными при пересечении поверхности диска. Тогда компоненты B_ϕ должны быть одинаковыми по величине, но противоположными по направлению сверху и снизу от плоскости диска. В результате магнитное поле внутри диска будет гораздо сильнее меняться по высоте z , чем по радиусу r (например, B_ϕ изменяется от $+B_\phi$ до $-B_\phi$ при изменении z от $-h$ до $+h$, где $h \ll r$ — толщина диска). Кроме того, предполагается, что $B_r \ll B_\phi$, B_z , поскольку диск расположен вблизи экваториальной плоскости, а газ движется почти по круговым орбитам. Таким образом, первым членом в правой части уравнения (15.2.6) можно пренебречь.

Вспомним, что из уравнения неразрывности $\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0$ следует

$$r \rho v_r = \text{const}. \quad (15.2.7)$$

Интегрирование уравнения (15.2.7) по z в интервале от $-h$ до h с учетом (14.5.7) дает уравнение (14.5.12):

$$4\pi r h v_r \rho = \dot{M}. \quad (15.2.8)$$

Таким образом, если проинтегрировать уравнение (15.2.6) в пределах от $-h$ до h и пренебречь изменением v_ϕ по z , то получим

$$\dot{M} (rv_\phi)_{,r} = r^2 B_z B_\phi. \quad (15.2.9)$$

Следуя Гошу и Лэмбу, можно приближенно оценить уравнение (15.2.9), чтобы получить переходной радиус r_0 . Предположим, что переходная область имеет конечную толщину вдоль радиуса $\delta \ll r$, в пределах которой вращающий магнитный момент, действующий на плазму диска, тормозит азимутальную составляющую ее движения. Тогда уравнение (15.2.9) неявно определяет r_0 посредством соотношения

$$\dot{M} \left(\frac{r}{\delta} \right) v_\phi \approx r^2 B_z B_\phi. \quad (15.2.10)$$

Теперь предположим, что там, где магнитное поле звезды начинает определять азимутальную составляющую движения, справедливо приближенное соотношение $B_\phi \approx B_z$, где компонент B_z сравним с невозмущенным ди-

польным полем в экваториальной плоскости. Используя это приближение наряду с соотношением $v_\phi \approx v_{\text{ff}}$ для кеплеровского движения, а также предполагая, что неравенство $h \leq \delta \leq r$ ограничивает диапазон возможных значений ширины переходного слоя (Гош и Лэмб нашли, что $\delta \sim 4h$ при r_0), можно решить уравнение (15.2.10) относительно r_0 :

$$\left(\frac{h}{r}\right)_0^{2/7} r_A \leq r_0 \leq r_A. \quad (15.2.11)$$

Здесь r_A — альвеновский радиус, определенный для случая радиальной аккреции выражением (15.1.4). Вблизи r_0 невозмущенный диск будет иметь полутолщину h , соответствующую «средней области» стандартного аккреционного диска. Это означает, что

$$\frac{h}{r} \approx 9 \times 10^{-3} r^{1/20} \alpha^{-1/10} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-3/10} (\dot{M}_{17})^{1/5} g^{1/5}, \quad (15.2.12)$$

где член r в правой части выражен в единицах GM/c^2 .

Уравнение (15.2.12) может быть выведено на основе результатов, полученных в разд. 14.5¹⁾. Подстановка (15.2.12) с $\alpha \approx 1 \approx \dot{M}_{17} \approx M/M_\odot$ в (15.2.11) дает в конечном итоге

$$0,3r_A \leq r_0 \leq r_A \text{ (грубая оценка)}. \quad (15.2.13)$$

При несколько более точной оценке Гош и Лэмб нашли, что

$$r_0 \approx 0,5r_A. \quad (15.2.14)$$

Значение оценки (15.2.14) и модели дисковой аккреции, где она используется, состоит в том, что из этой модели следует, особенно простое соотношение между увеличением скорости вращения P аккрецирующей нейтронной звезды и произведением $PL^{3/7}$ для данной звезды (здесь P — период вращения звезды). Вспомним, что одно из весьма немногих точных средств наблюдений за импульсными рентгеновскими источниками состоит в определении скорости, с которой изменяется период следования импульсов (сравните с разд. 13.3 и с рис. 13.4). В отличие от радиопульсаров, вращение которых, как следует из наблюдений, замедляется, у рентгеновских пульсаров проявляется вековое *возрастание частоты вращения*. Поэтому можно рассчитывать, что эта скорость увеличения частоты отражает характер переноса момента количества движения от падающей плазмы на аккрецирующую звезду. В свою очередь этот характер зависит от вида течения вне магнитосферы.

Рассмотрим теперь перенос момента количества движения при дисковой аккреции на вращающуюся нейтронную звезду, у которой направление магнитного поля совпадает с осью вращения. Представим, что звезда вместе с магнитосферой заключены внутри поверхности S_0 , слегка выходящей за

¹⁾ См., например, [422], уравнение (5.9.8).

пределы r_0 . Скорость изменения момента количества движения системы звезда — магнитосфера определяется выражением

$$\frac{d}{dt}(I\Omega_s) = \dot{M}\tilde{l}(r_0) + N, \quad (15.2.15)$$

где I — момент инерции всей системы (практически он равен моменту инерции одной лишь звезды), Ω_s — угловая скорость вращения звезды, \tilde{l} — удельный момент количества движения аккрецируемой плазмы, а N — магнитный и вязкостный вращающие моменты, действующие сразу же за пределами S_0 . Записав соотношение

$$\frac{dI}{dt} = \frac{dI}{dM}\dot{M}, \quad \frac{d\Omega_s}{dt} = -\Omega_s \frac{\dot{P}}{P}, \quad (15.2.16)$$

получим [332]

$$\frac{\dot{P}}{P} = \frac{\dot{M}}{M} \left[\frac{M}{I} \frac{dI}{dM} - \frac{\tilde{l}(r_0)}{\tilde{l}_s} \right] - \frac{N}{I\Omega_s}, \quad (15.2.17)$$

где $\tilde{l}_s \equiv \Omega_s/M$. Типичные уравнения состояния ядерной материи показывают, что

$$\frac{M}{I} \frac{dI}{dM} \approx 1, \quad (15.2.18)$$

если исключить случай самых легких нейтронных звезд. Поэтому первым членом в правой части уравнения (15.2.17), малым по сравнению со вторым, можно пренебречь. Для кеплеровского орбитального движения справедливо соотношение

$$\tilde{l}(r_0) = (GMr_0)^{1/2}, \quad (15.2.19)$$

так что обычно $\tilde{l}(r_0) > \tilde{l}_s$.

Предположим, что вязкостным и магнитным вращающими моментами можно пренебречь ($N = 0$), и определим скорость убыстрения вращения, которая соответствует одному лишь второму члену в уравнении (15.2.7). Комбинация соотношений (15.1.5), (15.1.6), (15.2.14), (15.2.17) и (15.2.18) приводит к следующему результату:

$$-\dot{P} \approx 5.8 \times 10^{-5} \left[\mu_{30}^{2/7} R_6^{6/7} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-3/7} I_{45}^{-1} \right] (PL_{37}^{3/7})^2 \text{ с/год.} \quad (15.2.20)$$

Таким образом, мы приходим к выводу (по крайней мере в предельном случае $N = 0$), что величина \dot{P} для звезды с данной массой (а следовательно, и радиусом) и с данным магнитным моментом зависит только от $PL^{3/7}$. Гош и Лэмб показали, что это заключение остается справедливым, даже когда важными становятся вращающие моменты, которые возникают из-за магнитной связи при $r > r_0$ (вязкостные вращающие моменты в диске обычно играют меньшую роль). Такие магнитные вращающие мо-

менты особенно важны для «быстрых ротаторов». По определению быстрые ротаторы имеют высокие значения безразмерного «параметра быстроты» ω_s , определяемого выражением

$$\omega_s \equiv \frac{\Omega_s}{\Omega_K(r_0)}, \quad (15.2.21)$$

где $\Omega_K(r_0)$ — кеплеровская угловая скорость, соответствующая радиусу r_0 [182]. Например, Her X-1, для которого $\omega_s \approx 0,4$, очевидно, можно считать «быстрым ротатором», а GX 1 + 4, для которого $\omega_s \approx 3 \cdot 10^{-3}$, вероятно, можно назвать «медленным ротатором». Для медленных ротаторов магнитная связь приводит к умеренному возрастанию момента сил, *ускоряющего вращение*, примерно на 40%. Следовательно, уравнение (15.2.20) остается справедливым как по величине, так и по знаку. Для «быстрых ротаторов» вращающие магнитные моменты во внешней части диска отличаются по знаку от моментов сил, связанных с магнитным полем на внутреннем крае диска и с моментом количества движения потока вещества, *уменьшая* тем самым скорость возрастания частоты. При достаточно высоких угловых скоростях звезды, или, что эквивалентно, при достаточно низких темпах аккреции, звезда будет даже *замедлять вращение*, хотя аккреция и испускание рентгеновского излучения продолжаются.

Упражнение 15.3. Почему низкий темп аккреции эквивалентен большой угловой скорости вращения звезды, как отмечалось выше?

Ответ:

$$\omega_s = 1,2 P^{-1} \dot{M}_{17}^{-3/7} \mu_{30}^{6/7} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-5/7}. \quad (15.2.22)$$

Учитывая рассмотренные выше соображения, Гош и Лэмб объяснили существование большого числа долгопериодических ($P \geq 100$ с) источников с коротким характерным временем возрастания частоты ($\sim 50 - 100$ лет). По их предположению, источники неоднократно проходили состояние с низкой активностью, когда темп аккреции падает и на звезду действуют значительные моменты сил, приводящие к замедлению вращения.

Модель Гоша и Лэмба обеспечивает количественное обоснование выдвинутых ранее идей [155, 332, 470], согласно которым величина Ω_s должна стабилизироваться при значениях порядка $\Omega_K(r_0)$, в результате чего ω_s приближается к единице. Эта модель свидетельствует о невозможности стационарной аккреции при $\Omega_s \gg \Omega_K(r_0)$. В этом случае центробежная сила, действующая на плазму при r_0 , оказывается слишком большой, чтобы допустить твердотельное вращение. Результирующая радиальная сила (центробежная + гравитационная + магнитная) достаточно велика и направлена наружу, так что скорость втекания вещества быстро падает до нуля. Отдельные авторы [155, 232] предположили, что для достаточно быстрых ротаторов на систему звезда — магнитосфера должен действовать замедляю-

щий вращающий момент, вызванный выбросом массы. По очевидным причинам этот механизм называется «эффектом пропеллера».

Пожалуй, наиболее веский аргумент в пользу аккреции на нейтронную звезду как механизма, объясняющего импульсное рентгеновское излучение и подтверждающего общую правильность магнитосферных моделей, вытекает из сравнения наблюдаемых изменений периодов следования импульсов с теоретически предсказанными. Модель дисковой аккреции Гоша и Лэмба предсказывает, что вся совокупность импульсных рентгеновских источников должна ложиться на одну кривую $-\dot{P} = f(PL^{3/7})$ [сравните с уравнением (15.2.20)], если все они имеют одинаковую массу M и одинаковый магнитный момент μ . (Вспомните, что I и R однозначно определяются массой M при заданном уравнении состояния.) Разумеется, трудно предполагать, что у всех импульсных рентгеновских источников будут одинаковые значения M и μ . Однако корреляция между \dot{P} и $PL^{3/7}$ все же должна существовать, если изменения M и μ при переходе от источника к источнику будут не слишком велики. На рис. 15.1 наблюдаемые величины отложены в зависимости от $PL^{3/7}$ для девяти источников. Приведены также теоретические кривые возрастания частоты вращения для нейтронных звезд с $\mu_{30} = 0,48$ и $M/M_{\odot} = 0,5; 1,3$ и $1,9$ (в предположении «жесткого» уравнения состояния с тензорным взаимодействием [444]; сравните с разд. 8.5 и табл. 8.2). Отметим, что линейный участок теоретической кривой при больших значениях $PL^{3/7}$ (что соответствует малым значениями ω_s , согласно упражнению 15.3) приближенно описывается уравнением (15.2.20). Загиб теоретической кривой вниз при малых значениях $PL^{3/7}$ возникает из-за магнитной связи между диском и звездой при $r \sim r_0$. Рассматривая этот график, можно прийти к выводу, что все источники, за исключением объекта Паруса X-1, лежат в затененной области, перекрываемой кривыми, которые соответствуют массам нейтронных звезд в интервале $0,5 \leq M/M_{\odot} \leq 1,9$. Согласие с наблюдениями источника Паруса X-1 может быть получено, если этот источник обладает гораздо большим магнитным моментом, чем остальные (например, $\mu_{30} \approx 86$), или же, что более вероятно, в этом случае происходит не дисковая, а сферически симметричная аккреция, вызванная звездным ветром (сравните с упражнением 14.14)¹⁾.

¹⁾ Начиная с 1975 г. вплоть до 1978 г. период импульсов от источника Паруса X-1 ($\equiv 4U\ 0900 - 40$) уменьшался со средним значением $-\dot{P}/P \approx 1,5 \cdot 10^{-4}$ год⁻¹ (за исключением возрастания периода в конце 1975 г.). Однако с 1979 года период стал увеличиваться со средней скоростью $\dot{P}/P \approx 3 \cdot 10^{-4}$ год⁻¹ (см. рис. 13.4). Такие флуктуации можно понять, если Паруса X-1 — это рентгеновский пульсар, аккрецирующий звездный ветер, а параметры ветра испытывают небольшие изменения. В качестве альтернативы наблюдения можно объяснить флуктуациями темпа аккреции, если Паруса X-1 — это «быстрый ротатор» с дисковой аккрецией и большим значением μ . Будущие рентгеновские наблюдения, если они покажут корреляцию между периодом и светимостью, помогут решить этот вопрос [221].

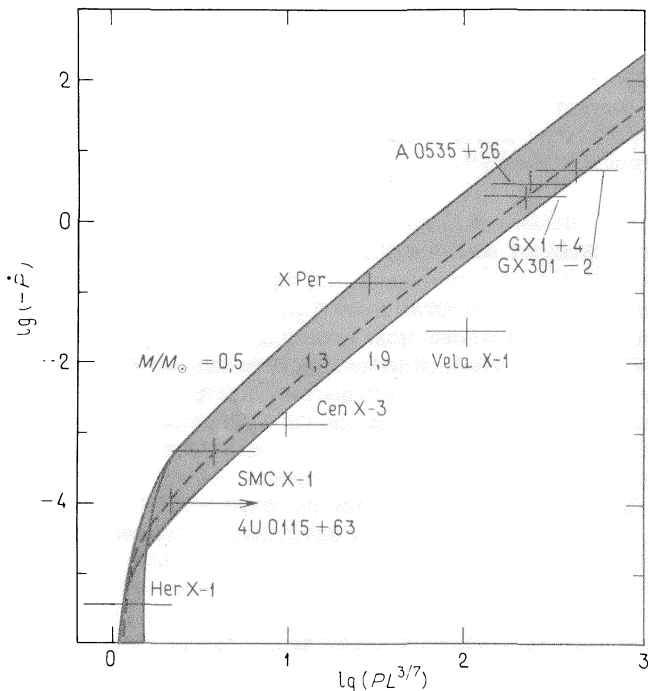


Рис. 15.1. Теоретическое соотношение между скоростью увеличения частоты вращения — \dot{P} и величиной $PL^{3/7}$ в сравнении с результатами наблюдений (до 1976 г.) для девяти импульсных рентгеновских источников. Единицы измерения $-\dot{P}$, P и L — секунда в год, секунда и 10^{37} эрг/с соответственно. Показан эффект изменения массы нейтронной звезды в предположении, что магнитный момент звезды равен $\mu_{30} = 0,48$ и что для всех звезд справедливо уравнение состояния с тензорным взаимодействием. Затуманенная часть рисунка представляет область, перекрываемую теоретическими кривыми для $0,5 \leq M/M_{\odot} \leq 1,9$. Штриховая линия — теоретическая кривая для отношения $M/M_{\odot} = 1,3$, обеспечивает наилучшее согласие с данными наблюдений. Поскольку кривые, соответствующие разным звездным массам, пересекаются, верхняя граница затуманенной области определяется огибающей кривых [221].

Упражнение 15.4. а) Определите скорость возрастания частоты вращения при аккреции звездного ветра по аналогии с уравнением (15.2.20), справедливым для дисковой аккреции [221].

Ответ:

$$-\dot{P} \approx 3,8 \times 10^{-5} R_6 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-1} I_{45}^{-1} \left(\frac{\dot{I}_a}{10^{17} \text{ см}^2/\text{с}} \right) P^2 L_{37} \text{ с/год.}$$

Обратите внимание, что \dot{P} не зависит от μ (почему?).

б) Используйте результаты упражнения 14.22 для \bar{l}_a — удельного момента количества движения аккрецируемого газа, чтобы оценить $-P$.

Явное согласие между теоретическими предсказаниями для дисковой аккреции и результатами наблюдений восьми из девяти тщательно исследованных источников подтверждает картину дисковой аккреции на магнитную нейтронную звезду¹⁾.

15.3. ИЗЛУЧЕНИЕ ОТ АККРЕЦИРУЮЩИХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Если выполняется неравенство $R < r_A$, подавляющая часть излучения возникает достаточно глубоко под альфеновской поверхностью, вблизи поверхности звезды. В это излучение вносят вклад ряд физических процессов и радиационных механизмов. Ожидаемые спектр излучения и характер его пространственного распределения сложным образом зависят от геометрии течения и от характера замедления падающей плазмы вблизи поверхности нейтронной звезды. Хотя этим вопросам было посвящено несколько работ²⁾, уверенное предсказание спектра излучения пока еще не достигнуто. Конечно, полная светимость четко определяется параметрами M , R и \dot{M} в соответствии с формулой

$$L = \frac{GM}{R} \dot{M}. \quad (15.3.1)$$

Однако и в этом случае спектральный анализ усложняется присутствием магнитных полей на поверхности. Они вынуждают плазму течь вдоль силовых линий, вызывают очень быструю потерю энергии поперечного движения электронов на циклотронное излучение и приводят к анизотропиям тепловых скоростей, излучательных способностей, непрозрачностей и, в конечном итоге, интенсивностей рентгеновского излучения. Однако не одни только магнитные поля приносят осложнения. На самом деле диапазон правдоподобных спектров излучения достаточно велик даже для *сферически симметричной* аккреции на *ненамагниченную* нейтронную звезду в зависимости от поведения плазмы вблизи поверхности.

Рассмотрим, например, случай, когда падающий пучок ионов постепенно замедляется в сравнительно протяженном слое атмосферы нейтронной звезды благодаря обычным кулоновским столкновениям с электронами. Этот сценарий впервые был предложен Зельдовичем и Шакурой [638] (см. также [10]). Если падающая плазма останавливается благодаря кулонов-

¹⁾ См., однако, работу [24], где приведена альтернативная модель скачка частоты для источников с малой светимостью; она основана на механизме сферически симметричной аккреции звездного ветра и предполагает проникновение плазмы внутрь магнитосферы вследствие неустойчивости Рэля — Тейлора.

²⁾ Обзор проблемы и ссылки на литературу см. в [367].