

Аккреция на нейтронные звезды и белые карлики

В первых трех разделах этой главы рассматриваются некоторые особенности аккреции на нейтронные звезды. Наше обсуждение основано на общепринятом представлении, что импульсные рентгеновские источники — это магнитные нейтронные звезды, которые аккрецируют газ, перетекающий от главного компонента в двойной системе (см. гл. 13). Будет показано, что для моделей аккреции на нейтронные звезды существуют строгие ограничения, вытекающие из наблюдений. В частности, эти модели должны объяснять изменения периода, наблюдаемые у многих рентгеновских пульсаров. В последнем разделе кратко обсуждаются основные особенности аккреции на белые карлики.

15.1. АККРЕЦИЯ НА НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ: МАГНИТОСФЕРА

Наше понимание теории аккреции на нейтронные звезды и интерпретация результатов наблюдений значительно углубились за последние десять лет. Однако существующая картина еще дает немало поводов для сомнений. Очень важная особенность аккреции на нейтронные звезды, усложняющая рассмотрение, состоит в присутствии сильного магнитного поля, которое от поверхности звезды простирается наружу, образуя звездную магнитосферу. Это поле может управлять характером течения газа на поверхность звезды, определять действующие на звезду вращающие моменты, форму среднего импульса и спектр испускаемого излучения и т.п. Поэтому вначале обсудим роль, которую играет магнитное поле нейтронной звезды при аккреции¹⁾.

Вдали от нейтронной звезды магнитное поле слабо влияет на характер аккреционного течения, и поэтому на больших расстояниях остаются в силе приведенные в предыдущей главе решения для сферически симметричной и дисковой аккреции. Однако вблизи звездной поверхности течение плазмы, по-видимому, полностью определяется магнитным полем.

¹⁾ Строение магнитосферы вращающейся нейтронной звезды и ее влияние на течение аккрецируемого газа впервые обсуждалось в [155, 332, 470]. Более поздний обзор приведен в [324].

Рассмотрим влияние дипольного магнитного поля, имеющего за пределами звезды величину

$$B \approx \frac{\mu}{r^3} = 10^{12} \mu_{30} R_6^{-3} \left(\frac{R}{r} \right)^3 \text{ Гс.} \quad (15.1.1)$$

В уравнении (15.1.1) величина μ — магнитный момент, а μ_{30} означает момент в единицах 10^{30} Гс · см³, R — радиус звезды, а R_6 — радиус в единицах 10^6 см. Предположим вначале, что на больших расстояниях от звезды течение носит сферически симметричный характер. Тогда интуитивно можно ожидать, что магнитное поле начнет сильно влиять на течение, когда плотность магнитной энергии окажется сравнимой с плотностью кинетической энергии аккрецируемого газа. Это условие определяет характерный радиус поверхности в магнитосфере r_A , называемый *альвеновским радиусом*:

$$\frac{(B^2(r_A))}{8\pi} = \frac{1}{2} \rho(r_A) v^2(r_A). \quad (15.1.2)$$

На основании уравнений (14.3.23) и (14.3.4) для стационарного околосвободного течения со скоростью, близкой к скорости свободного падения, можно записать следующие соотношения:

$$v(r) \approx v_{\text{ff}} = \left(\frac{2GM}{r} \right)^{1/2},$$

$$\rho(r) \approx \rho_{\text{ff}} = \frac{\dot{M}}{4\pi v_{\text{ff}} r^2}. \quad (15.1.3)$$

Подстановка уравнения (15.1.1), которое, строго говоря, справедливо только в экваториальной плоскости, и уравнения (15.1.3) в (15.1.2) приводит к результату

$$r_A = \left(\frac{\mu^4}{2GM\dot{M}^2} \right)^{1/7} = 3,2 \times 10^8 \dot{M}_{17}^{-2/7} \mu_{30}^{4/7} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-1/7} \text{ см.} \quad (15.1.4)$$

Соотношение (15.1.4) можно переписать в единицах полной светимости, возникающей вследствие аккреции, которая определяется формулой

$$L = \dot{M} \left(\frac{GM}{R} \right). \quad (15.1.5)$$

Подстановка (15.1.5) в (15.1.4) дает

$$r_A = \left(\frac{\mu^4 GM}{2L^2 R^2} \right)^{1/7} = 3,5 \times 10^8 L_{37}^{-2/7} \mu_{30}^{4/7} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/7} R_6^{-2/7} \text{ см,} \quad (15.1.6)$$

где L_{37} — светимость в единицах 10^{37} эрг/с. Поэтому в типичных для нейтронных звезд случаях $r_A \gg R$.

Магнитное поле не проникает в падающую плазму на расстояния, существенно превышающие r_A . На альвеновской поверхности магнитное поле будет индуцировать токи в падающей плазме. Эти поверхностные токи экранируют магнитное поле звезды при $r > r_A$ и усиливают его при $r < r_A$ ¹⁾.

Упражнение 15.1. Пусть нейтральный пучок холодной плазмы, которая движется со скоростью v в свободной от магнитного поля области, падает перпендикулярно на плоскую поверхность, за которой имеется однородное поле B , параллельное плоскости [332]. Столкновениями между частицами можно пренебречь.

а) Опишите движение электронов и ионов после того, как они пересекли плоскую поверхность. Покажите, в частности, что в этом случае возникает ток, параллельный рассматриваемой поверхности, и оцените глубину проникновения ионов.

б) Оцените вклад ионов и электронов в плотность поверхностного тока g и соответствующий скачок магнитного поля, вызываемый этим током.

Ответ: $\Delta B \sim 4\pi(\mathcal{J}_i + \mathcal{J}_e)/c \approx 4\pi\rho v^2/B$

в) Используя полученный ответ и уравнение (15.1.2), докажите, что эти экранирующие токи, индуцируемые на альвеновской поверхности, должны скомпенсировать магнитное поле звезды на расстояниях $r > r_A$.

Задача о пересечении падающей плазмой магнитных силовых линий или о проникновении плазмы вдоль силовых линий к поверхности звезды исключительно сложна для решения. По-видимому, вблизи альвеновской поверхности образуется стоячая ударная волна, которая служит препятствием на пути аккреционного потока. Температура газа непосредственно за ударной волной, которая преобразует кинетическую энергию потока в тепловую энергию хаотически движущихся частиц, приближенно определяется выражением

$$kT \sim m_i v^2 \sim \frac{GMm_i}{r_A} \quad (15.1.7)$$

или

$$T \sim 10^{10} \text{ К} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \left(\frac{r_A}{10^8 \text{ см}} \right)^{-1}. \quad (15.1.8)$$

Рассматривая течение плазмы при $r < r_A$, естественно предположить, что плазма может достигать поверхности звезды, просачиваясь на магнитные полюса в виде узкого аккреционного столба [155, 332, 470]. Представим, что эта область ограничена теми силовыми линиями, которые в от-

¹⁾ Если пользоваться привычной геофизической терминологией, то поверхность, по которой протекают экранирующие токи, можно назвать «магнитопаузой». Мы не проводим различия между магнитопаузой и альвеновской поверхностью, которые, вообще говоря, в зависимости от характера течения могут и не совпадать; см. [24].

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-