

АККРЕЦИРУЮЩИЕ НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

В этой главе мы рассмотрим теорию, наблюдательные проявления и интерпретацию наблюдательных данных аккрецирующих нейтронных звезд.

Аккрецирующие нейтронные звезды являются источниками рентгеновского излучения. Самые яркие из них имеют светимость, приближающиеся к 10^{39} эрг/с. Можно выделить два класса рентгеновских звезд: источники пульсирующего рентгеновского излучения (рентгеновские пульсары), как правило, принадлежащие к сравнительно молодому звездному населению Галактики (плоской составляющей), и источники переменного (но не периодического) излучения (например, рентгеновские барстеры), принадлежащие к балджу Галактики — квазисферической подсистеме с радиусом порядка 5 кпк. Нет сомнения, что все они являются именно двойными системами. Следует подчеркнуть, что среди источников балджа есть четыре пульсирующих источника.

Наличие эффекта пульсаций связано с существованием достаточно мощных магнитных полей. Как мы видели в § 4 гл. III, магнитное поле начинает существенно влиять на аккрецию у тех звезд, магнитные моменты которых $\geq 10^{26} \div 10^{27}$ Э см³ ($B_0 \geq 10^8 \div 10^9$ Э на поверхности). Рентгеновские пульсары, по-видимому, имеют поля не меньше $\sim 10^{12}$ Э на поверхности (см. дальше).

У звезды со столь сильным магнитным полем возникает магнитосфера, имеющая размеры в сотни раз больше размеров самой звезды. В предыдущей главе мы в основном интересовались формой и размерами границ магнитосфер. Первое, что мы должны понять, — каким образом аккрецируемое вещество, представляющее собой практически идеально проводящую плазму, все-таки проникает внутрь магнитосферы и, проходя огромные "пласты" магнитного поля, попадает на поверхность нейтронной звезды.

В предыдущей главе мы рассмотрели структуру магнитосферы нейтронной звезды в вакуумном приближении, т.е. при условии, что вещество не проникает внутрь самой магнитосферы. Такие магнитосферы действительно могут существовать у некоторых нейтронных звезд (с режимом "пропеллера" или у нейтронных звезд с геоподобным режимом).

Однако ясно, что у мощных рентгеновских источников (например, таких, как рентгеновские пульсары) вещество проникает на поверхность сквозь тысячекilометровые "пласты" магнитного поля. Проблема эта гораздо сложнее проблемы, рассмотренной в предыдущей главе. Сейчас мы находимся на таком уровне теории и наблюдений, что речь может идти лишь о выяснении главных процессов (может быть, даже на качественном

уровне), происходящих в магнитосферах аккрецирующих нейтронных звезд. Ведь именно здесь происходит взаимодействие плазмы и магнитного поля, приводящее к целому ряду наблюдательных эффектов. Перечислим лишь некоторые из них.

Выделение энергии аккрецируемого вещества на поверхности и излучение ее (анизотропным образом в сильном магнитном поле): околополярная зона.

Обмен вращательным моментом между звездой и аккрецируемым веществом, приводящий к изменению периода вращения нейтронной звезды (альвеновская зона — переходный слой).

Временное поведение источника может быть обусловлено существованием своеобразного клапана на границе магнитосферы.

Рассмотрение этих вопросов можно начать с главного — вопроса о прохождении плазмой границы магнитосферы. Первые идеи по этому поводу, по-видимому, были высказаны в работе Шварцмана (1970а). Плазма может проходить границу магнитосферы за счет магнитогидродинамических неустойчивостей (например, желобковой неустойчивости). Более детально этот вопрос был исследован уже после открытия рентгеновских пульсаров в работах Аронса и Ли (1976а,б), Элснера и Лэмба (1977), Шарлемана (1978), Липунова (1978б,в).

Было отмечено важное обстоятельство, специфичное для аккрецирующих нейтронных звезд, — существенная роль силы тяжести звезды (Аронс и Ли, 1976а). Напомним, что, например, в случае земной магнитосферы сила тяжести никакой роли не играет, так как скорость солнечного ветра в десятки раз превосходит параболическую скорость на границе магнитосферы.

Сейчас известно огромное число типов плазменных неустойчивостей (см., например, Михайловский, 1975). Поэтому перед астрофизиками стоит трудная задача — выделить главные типы неустойчивостей, приводящих к проникновению вещества внутрь магнитосферы. Естественно, что свои исследования они начали с классических магнитогидродинамических неустойчивостей (см. Приложение).

Основные типы магнитогидродинамических неустойчивостей на границе "плазма — поле" имеют свои аналоги в гидромеханике. Это связано с тем, что магнитное поле обладает "упругостью" и может рассматриваться как своеобразная жидкость. Специфическое отличие его от жидкости состоит в том, что давление в нем в общем случае не подчиняется паскалевскому закону, а зависит от структуры поля. Если рассматривать достаточно медленные процессы (чтобы не возникали токи смещения), то однородное магнитное поле взаимодействует с идеально проводящей плазмой при движении поперек поля как несжимаемая жидкость (Нортроп, 1956). Однако любое движение вдоль поля происходит так, как будто бы магнитного поля нет вообще.

§ 1. Устойчивость границ

Обратимся к анализу устойчивости границ магнитосфер, рассмотренных в предыдущей главе.

Сферически-симметричная аккреция. Устойчивость границы магнитосферы в режиме сферически-симметричной аккреции была рассмотрена впервые Аронсом и Ли (1976а,б) и Элснером и Лэмбом (1977), а более

детально — Аронсом и Ли (1980). Здесь мы кратко изложим их результаты. Будем предполагать, что нейтронные звезды вращаются достаточно медленно (что значит "медленно" — см. § 9 гл. IV). Для исследования устойчивости границы воспользуемся энергетическим принципом (Бернштейн и др., 1958). Условие неустойчивости можно переписать в виде

$$n_s \nabla P_0 - n_s \nabla (B_0^2 / 8\pi) > 0. \quad (1.V)$$

Предположим, что плазма вне магнитосферы движется медленно (в режиме "оседания" — см. § 5 гл. IV), так что уравнение гидростатического равновесия выполняется с большой точностью:

$$\nabla P_0 = \rho_0 g = -\rho_0 \frac{GM_x}{R^2} e_r. \quad (2.V)$$

Учитывая, что

$$\begin{aligned} (\nabla \times B_0) \times B_0 &= 0, \\ n_s (B_0 \nabla) B_0 &= k_c B_0^2, \end{aligned} \quad (3.V)$$

где k_c — по-прежнему кривизна силовых линий на магнитосфере, условие неустойчивости границы перепишем в виде

$$g_{\text{eff}} = \frac{GM}{R_m^2} \cos \chi - k_c \frac{B_{\text{in}}^2}{4\pi \rho_{\text{out}}} > 0. \quad (4.V)$$

Напомним, что χ — угол между радиус-вектором и внешней нормалью к границе магнитосферы. Первый член в (4.V) представляет собой дестабилизирующую гравитационную силу, а второй описывает стабилизацию выгнутыми магнитными силовыми линиями. Следовательно, мы имеем дело с РТ-неустойчивостью.

На границе магнитосферы выполняется условие равновесия

$$\frac{B_{\text{in}}^2}{8\pi} = n_i k_B (T_i + z T_e). \quad (5.V)$$

Тогда условие неустойчивости границы приобретает вид

$$(T_i + z T_e)_{\text{out}} < T_{\text{cr}}(\theta) = \alpha(\theta) T_{\text{ff}}, \quad (6.V)$$

где

$$\alpha(\theta) = \frac{\cos \chi}{2k_c R_m}, \quad (7.V)$$

а T_{ff} определяется формулой (5.IV). Условие (6.V) понятно: чтобы сработала неустойчивость Рэлея — Тейлора, плазма должна существенно остыть и стать "тяжелее".

В случае статичной атмосферы температура плазмы равна

$$T_{\text{out}} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} T_{\text{ff}}. \quad (8.V)$$

Тогда условие неустойчивости можем записать в следующем удобном виде:

$$\alpha(\theta) > \frac{\gamma - 1}{\gamma}. \quad (9.V)$$

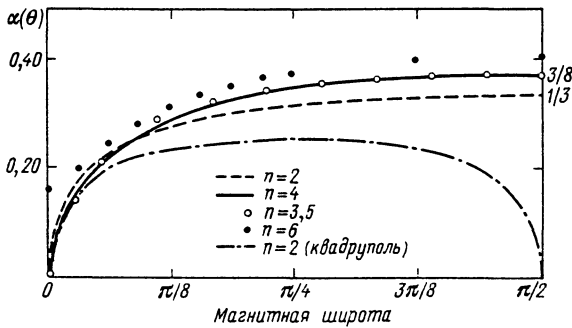


Рис. 59. Функция $\alpha(\theta)$ для различных типов магнитосфер: $n = 2$ и $n = 4$ – двумерные решения; $n = 3,5$ и $n = 6$ – пространственные решения; $n = 2$ (квадруполь) – двумерное решение. Везде закон давления плазмы – паскалевский

На рис. 59 показан ход функции $\alpha(\theta)$ для различных типов магнитосфер, рассмотренных в гл. IV для сферически-симметричной аккреции. Полученный нами критерий показывает, что

1) область каспа абсолютно устойчива относительно малых возмущений (отсутствует нормальная к границе компонента силы тяжести) :

2) функция $\alpha(\theta)$ достаточно плоская везде, за исключением окрестности каспа. Поэтому, если магнитосфера становится неустойчивой, это происходит в большей ее части;

3) для неустойчивой магнитосферы выполняется условие $\gamma < 5/3$, т.е. существенно охлаждение плазмы. Если же, наоборот, на границе магнитосферы есть дополнительный источник энерговыделения (вследствие, например, вращения нейтронной звезды), то граница магнитосферы будет устойчивой. Подчеркнем, что анализ, проведенный выше, является линейным и, следовательно, даже неустойчивость в линейном приближении не может гарантировать существование неустойчивости на нелинейной стадии. Итак, полученное условие является необходимым, но не достаточным.

Условие (6.V) показывает, что для срабатывания неустойчивости необходимо, чтобы температура плазмы была $\leq (0,1 \div 0,3) T_{ff}$, т.е. требуется достаточно эффективное охлаждение вещества. Среди процессов, приводящих к охлаждению, главными являются тепловое (свободно-свободное) излучение плазмы и обратный комптон-эффект на более холодных рентгеновских квантах, излучаемых нейтронной звездой. Кроме этих процессов, важную роль может играть синхротронное излучение (или, точнее, циклотронное) на границе магнитосферы. Среди процессов нагрева важнейшим является комптоновский эффект (если температура излучения нейтронной звезды выше электронной температуры в плазме, окружающей магнитосферу). Если аккреции нет, более важным оказывается нагрев за счет диссипации вращательной энергии нейтронной звезды на границе магнитосферы.

В зависимости от темпа аккреции, скорости вращения и значения магнитного поля соотношения между скоростями перечисленных выше процессов могут быть самыми разнообразными. Это приводит к соответствующему

многообразию режимов, так что, например, стационарный приток вещества внутрь магнитосферы скорее является исключением, чем правилом.

Рассмотрим характерные времена некоторых процессов. Во-первых, для оценки важности роли того или иного процесса необходимо сравнить скорость его протекания с характерным динамическим временем в аккреционном потоке:

$$t_r \approx t_{ff} \approx 0,06 R_8^{3/2} m_x^{-1/2} \text{ с.} \quad (10.V)$$

Время охлаждения плазмы в результате свободно-свободных переходов оценивается следующим образом:

$$t_{br} \approx 1,4 (z\bar{g})^{-1} R_8 m_x L_{37}^{-1} \text{ с,} \quad (11.V)$$

где \bar{g} – Гаунт-фактор.

При выводе последней формулы мы использовали уравнение неразрывности (8.П) и связь энерговыделения в результате аккреции с темпом аккреции. Сравнивая это время с характерным временем радиального движения, получаем, что охлаждение за счет теплового излучения существенно, если

$$L_x > 2,3 \cdot 10^{38} \frac{m^{3/2}}{R_8^{1/2} (z\bar{g})} \text{ .} \quad (12.V)$$

Напомним, что для большинства стационарных рентгеновских источников это соотношение не выполняется (даже если $R_8 = 10$), и следовательно, тормозное излучение не может обеспечить стационарного притока вещества внутрь магнитосферы. Либо в этих рентгеновских источниках режим аккреции сильно отличается от сферически-симметричного, либо существуют более эффективные механизмы охлаждения. Таким механизмом охлаждения мог бы быть обратный комптон-эффект (Элснер и Лэмб, 1977; Сюняев, 1977). Действительно, ионная температура может достигать значения ~ 1 МэВ (см. табл. 6), что значительно превышает спектральную температуру типичных рентгеновских пульсаров – 5–20 кэВ. Если электрон-ионные столкновения в плазме эффективны, то электронная температура приближается к ионной. Характерное время выравнивания электронной и ионной температур ($T_i \gg T_e$) (Зельдович и Райзер, 1966):

$$t_{ei} \approx 2,5 \cdot 10^{-2} \frac{A}{z^2} \left(\frac{n_e \ln \Lambda}{10^{16}} \right)^{-1} \left(\frac{T_e}{10^8} \right)^{3/2} \text{ с.} \quad (13.V)$$

Характерное время охлаждения плазмы за счет обратного комптон-эффекта:

$$t_c = \frac{3m_e c}{8\sigma_T \epsilon_r} \text{ ,} \quad (14.V)$$

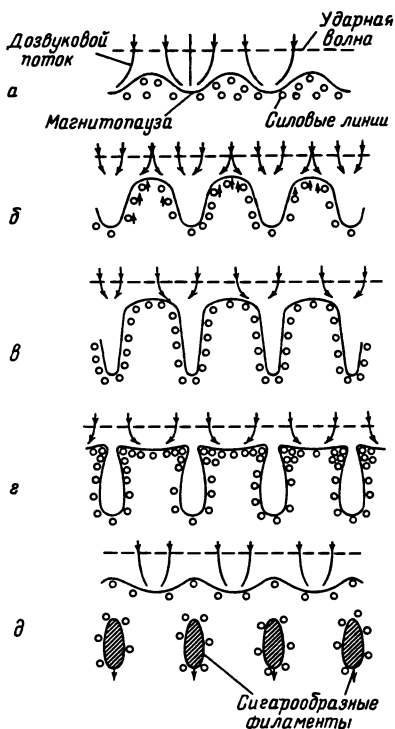
где ϵ_r – плотность излучения. Для оптически тонкой плазмы в слое над магнитосферой можно считать, что

$$\epsilon_r = \frac{L}{4\pi R_m^2 c} \quad (15.V)$$

и характерное время равно

$$t_c \approx 6 \cdot 10^{-3} L_{37}^{-1} R_8^2 \text{ с.} \quad (16.V)$$

Рис. 60. Неустойчивость Рэлея-Тейлора. Показано развитие неустойчивости во времени (от *a* до *d*)



Итак, можно представить себе следующий режим стационарной аккреции внутри магнитосферы. Соотношение температур таково: $T_i \gg T_e \gg T_r$, где T_r — температура излучения.

В ударной волне кинетическая энергия падающей плазмы переходит в тепловую энергию ионов, которые "подогревают" электроны за счет кулоновских столкновений, так что их температура становится выше температуры излучения. А затем вследствие обратного комптон-эффекта энергия передается фотонам. Ионная температура падает до $0,1 T_{ff}$. Магнитосфера все время открыта. Кроме выполнения всех условий, обеспечивающих баланс температур, для стационарной аккреции необходимо, чтобы выполнялось условие неразрывности, т.е. количество вещества, проникшего внутрь магнитосферы, должно компенсироваться притоком вещества на ее границу.

Более детально картину движения в таком режиме предсказать трудно, поскольку непонятно поведение РТ-неустойчивости на нелинейной стадии. Вещество, по-видимому, должно проникать в магнитосферу в виде отдельных сгустков с характерными размерами $\lambda \approx 0,1 R_A$ (Аронс и Ли, 1976а, б) (рис.60). Что происходит в дальнейшем с этими сгустками? Этому вопросу посвящено детальное исследование Аронса и Ли (1980), которое иллюстрирует сложность всей проблемы. Мы здесь лишь отметим, что судьба отдельного сгустка зависит от многих факторов. Неустойчивость Кельвина — Гельмгольца, вызванная движением сгустков относительно магнитного поля, способствует их дроблению. В принципе, разбившись на мелкие брызги, они могли бы "вморожиться" в магнитные силовые линии (за счет омических потерь) на расстояниях порядка R_A . В этом случае вещество в конце концов будет стекать на полюса нейтронной звезды. Однако вполне вероятна ситуация, когда отдельные сгустки вещества, раздвигая силовые линии магнитного поля, падают радиально и изотропно на всю поверхность нейтронной звезды. В этом случае трудно ожидать возникновения пульсирующего излучения (см. Аронс и Ли, 1980).

Нам кажется, что стационарный режим сферически-симметричной (вдали) аккреции на нейтронную звезду вряд ли возможен. Имеется несколько причин, способствующих стабилизации границы магнитосферы.

1. Как мы видели, мощным механизмом охлаждения плазмы на границе может быть обратный комптон-эффект. Однако, во-первых, излучение

пульсара направленно и этот эффект работает лишь на части магнитосферы и, во-вторых, время охлаждения $t_c \sim R^2$, т.е. нарастает быстрее, чем время свободного падения, $t_r \sim R^{3/2}$ — для $R_A \approx 10^9$ см $t_c \geq t_r$ и плазма не успевает остыть.

2. Поскольку реальные нейтронные звезды вращаются, энергия их вращения на границе должна диссипировать в тепло, т.е. приводить к дополнительному нагреву плазмы. Если тепловое излучение не будет успевать отводить тепло, то температура плазмы будет порядка T_{ff} и магнитосфера будет устойчивой (Дэвис и Прингл, 1981). Можно показать (см. ниже — гл. VI), что диссипация энергии в режиме $R_A < R_c$ оценивается выражением

$$L_{\text{tot}} \approx \frac{1}{3} \frac{\mu^2}{R_c^3} \omega \approx \frac{1}{3} \cdot 10^{36} \mu_{30}^2 m^{-1} p^{-3} \text{ эрг/с.} \quad (17.V)$$

Приравнявая эту энергию энергии теплового излучения плазмы, можно получить критический период вращения нейтронной звезды, при котором плазма не успевает остывать (Дэвис и Прингл, 1981):

$$p_{br} \approx 60 \mu_{30}^{16/21} M_{15}^{-5/7} m^{-4/21} \text{ с.} \quad (18.V)$$

Если $p < p_{br}$, то аккреция будет невозможна.

3. В принципе тепловая энергия могла бы отводиться по атмосфере посредством электронной теплопроводности. Однако достаточно ничтожных хаотических магнитных полей (~ 1 Э) в аккрецируемом потоке, чтобы сделать этот процесс неэффективным. Напомним, что собственное поле нейтронной звезды вблизи альвеновского радиуса имеет напряженность $\sim 10^6$ Э!

Все это делает крайне непривлекательной модель сферически-симметричной аккреции для режима стационарно аккрецирующей нейтронной звезды. Неоднократно отмечалось (Аронс и Ли, 1976; Элснери Лэмб, 1977), что вращение нейтронной звезды должно привести к нестабильности магнитосферы из-за неустойчивости Кельвина — Гельмгольца. Пока, однако, неясно, может ли КГ-неустойчивость, эффективно растущая лишь для малых длин волн возмущений, обеспечить глобальный гидродинамический поток вещества. При произвольном наклоне оси вращения, по-видимому, необходимо, чтобы характерное время КГ-неустойчивости было меньше периода вращения, т.е.

$$\Gamma_{\text{КГ}} \gg \omega. \quad (19.V)$$

Подставим сюда линейный инкремент КГ-неустойчивости и увидим, что нарастают те возмущения, длины волн которых

$$\lambda \ll \frac{v_A}{c} R_A. \quad (20.V)$$

При этом $v = \omega R_A$. В реальных условиях $v_A/c \approx \sqrt{R_A/R_g} \approx 1/30$. Это означает, что за один оборот успевают вырасти сгустки с длиной волны $\lambda \approx (1/30) R_A$, т.е., вообще говоря, значительного размера. Однако существует целый ряд факторов, стабилизирующих КГ-неустойчивость, и этот вопрос требует дальнейшего исследования.

Дисковая аккреция на замагниченную нейтронную звезду. Структура магнитного поля, описанная в § 6 гл. IV, получена в предположении, что плазма не проникает внутрь магнитного поля. Ясно, что для аккрецирующих звезд, которые мы рассматриваем в данной главе, это предположение не выполняется. Плазма проникает внутрь магнитосферы, а затем на магнитные полюса нейтронной звезды. Как это происходит?

Ответ на этот вопрос подсказывает идеализированная модель магнитного диполя, обжатого идеально проводящим тонким диском. Как впервые было отмечено Шарлеманом (1978) и Липуновым (1978б), наиболее неустойчивой здесь оказывается внутренняя граница диска. Действительно, если угол между магнитной осью звезды и осью вращения удовлетворяет условию

$$\operatorname{tg} \beta \ll \left(\frac{R}{H} \right)^{1/2}, \quad (21.V)$$

то на внутреннем крае поле усилено в $(R_d/H)^{1/2}$ раз по сравнению с дипольным. Предполагается, что внутренние части диска вращаются в плоскости экватора звезды (далее будет показано, что действие магнитных и вязких сил поворачивает диск в экватор вращения).

При удалении от внутреннего края диска напряженность магнитного поля падает. Следовательно, внутренняя граница не стабильна относительно перестановочной неустойчивости. В отличие от сферически-симметричной аккреции, рассмотренной в предыдущем пункте, неустойчивость Рэлея – Тейлора здесь не играет существенной роли: ведь вещество, вращающееся по кеплеровским орбитам, невесомо.

Существенной может оказаться неустойчивость Кельвина – Гельмгольца (Шарлеман, 1978; Липунов, 1978в). Ведь она могла бы "работать" по всей поверхности диска, а не только на внутреннем крае. Однако, как отмечали Анзер и Бернер (1980), неустойчивость Кельвина – Гельмгольца сильно подавляется из-за того, что велика скорость относительного движения плаз-

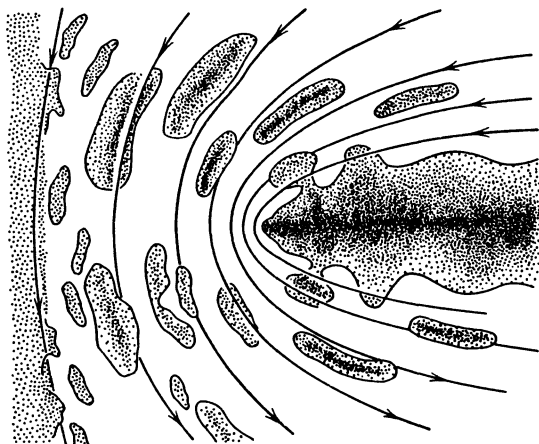


Рис. 61. Перестановочная неустойчивость на внутреннем крае диска

мы и поля. За исключением узкого кольца на расстоянии, равном радиусу коротации, везде скорость движения заметно превосходит скорость звука.

Мы приходим к выводу, что главным каналом, обеспечивающим приток массы внутрь магнитосферы, является перестановочная неустойчивость (рис. 61). КГ-неустойчивость может носить "затравочный" характер. Вещество "внедряется" в поверхностные слои диска благодаря КГ-неустойчивости, а затем подхватывается турбулентной диффузией (Гош и Лэмб, 1979а, б). В этом случае картина внедрения плазмы в магнитное поле существенно зависит от характера распределения турбулентности по

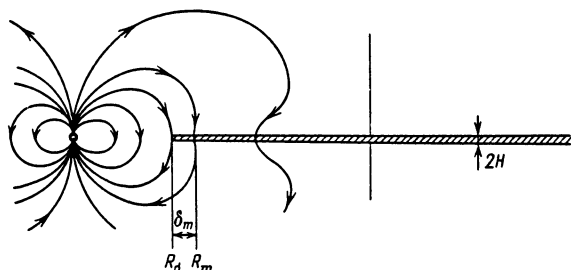


Рис. 62. Строение магнитосферы в случае дисковой аккреции (Гош и Лэмб, (1978)). R_d и R_m – радиусы диска и магнитосферы, δ_m – толщина переходного слоя, $2H$ – толщина диска

z -координате. Известно, что в определенных ситуациях турбулентность может мешать проникновению магнитного поля, наоборот, выталкивая его. Это явление называется турбулентным диамагнетизмом (Зельдович, 1956). Поле внутри сильно турбулизованной среды эффективно подавляется (Зельдович и Рузмайкин, 1982):

$$B_{in} = R_{mR}^{-1/2} B_{out}, \quad (22.V)$$

где R_{mR} – магнитное число Рейнольдса. Для реальных аккреционных дисков $R_{mR} \approx 10^6 \div 10^7$. Однако мы подчеркиваем, что для оценки роли турбулентного диамагнетизма необходимо знать, как распределяются по z -координате параметры, характеризующие турбулентность. Они же известны сейчас плохо (см., например, Шакура и др., 1978).

После того как вещество с внутреннего края проникло в магнитосферу, оно дробится и "вмораживается" в магнитное поле. Из-за разности вращений поля и плазмы появляется φ -компонента магнитного поля, что приводит к торможению вещества (рис. 62).

Попытки рассчитать такое торможение впервые были предприняты Гошей и Лэмбом (1978, 1979а, б). Для учета торможения необходимо использовать систему уравнений магнитной гидродинамики (13.IV)–(18.IV). Преобразуем уравнение движения:

$$(\nu \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P - \nabla \Phi + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \mathbf{B}. \quad (23.V)$$

Запишем его в цилиндрических координатах R, φ, z , используя следующие

векторные равенства:

$$[(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}]_{\varphi} = \frac{1}{R} B_r \frac{\partial}{\partial R} (R B_{\varphi}) + B_z \frac{\partial B_{\varphi}}{\partial z},$$

$$[(\nabla \times \mathbf{v}) \times \mathbf{v}] = \frac{1}{R} v_r \frac{\partial}{\partial R} (R v_{\varphi}) + v_z \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial z},$$

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

К этому нужно добавить уравнение Максвелла:

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R B_r) + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0.$$

Полагая, что по z -координате имеет место равновесие, т.е. $v_z = 0$, получаем из φ -й компоненты (23.V) уравнение переноса вращательного момента:

$$\rho v_r R \frac{\partial}{\partial R} v_{\varphi} R = \frac{1}{4\pi} \left[\frac{\partial}{\partial R} R^2 B_r B_{\varphi} + R^2 \frac{\partial}{\partial z} B_z B_{\varphi} \right]. \quad (24.V)$$

Интегрируем по толщине диска H :

$$\dot{M} \frac{d\omega R^2}{dR} = R^2 B_z B_{\varphi}. \quad (25.V)$$

Это выражение аналогично уравнению (44.II) для случая, когда момент отбирается магнитным полем. Теперь понятно, как можно записать общее уравнение, когда работают и турбулентная вязкость, и магнитное поле:

$$\dot{M} \frac{d\omega R^2}{dR} = 2\pi \frac{d}{dR} W_{r\varphi} R^2 + R^2 B_z B_{\varphi}. \quad (26.V)$$

Но вернемся к уравнению (25.V), помня, что главный вклад в отвод момента дает магнитное поле. Положим, что

$$B_z = B_{\varphi} = \sqrt{\kappa_t} B_d. \quad (27.V)$$

Поскольку диск находится в плоскости магнитного экватора, можно переписать (25.V) в виде

$$\dot{M} \frac{d\omega R^2}{dR} = \kappa_t \frac{\mu^2}{R^4}. \quad (28.V)$$

Выпишем здесь же определение альвеновского радиуса:

$$\frac{\mu^2}{8\pi R_A^6} = \frac{\dot{M}}{4\pi R_A^2} \sqrt{\frac{2GM_x}{R_A}}.$$

Вводя обозначение $r = R/R_A$, получим

$$\frac{dk}{dr} = 2\sqrt{2} \kappa_t r^{-4} k_A, \quad k = \omega r^2, \quad k_A = \omega(R = R_A). \quad (29.V)$$

Отсюда приближенно можно оценить толщину переходного слоя:

$$\delta_m \approx \frac{r^4}{2\sqrt{2} \kappa_t} R_A. \quad (30.V)$$

Как видим, толщина слоя δ_m , в котором происходит полное торможение, существенным образом зависит от величин κ_t и r_d . Гош и Лэмб получили $\delta_m \approx 2H$. Толщина диска в зоне Б в стандартной модели (§ 5 гл. II)

$$\frac{H}{R} \approx 2 \cdot 10^{-3} \left(\frac{R}{R_g} \right)^{1/20} \alpha^{-1/10} m_x^{-3/10} M_{17}^{1/5} \quad (31.V)$$

Зона торможения оказывается очень узкой.

На основании численной модели при упрощающих расчет предположениях Гош и Лэмб (1979а,б) рассчитали момент сил, приложенных к нейтральной звезде. Качественно и количественно близкие результаты дает аналитическая модель, предложенная автором этой книги (1982в). Эта модель будет изложена в § 4.

Кручение аккреционного диска магнитными силами. Если зона торможения аккрецируемого вещества достаточно узкая, $\delta_m \ll R_d$, то вдали от внутреннего края структура магнитного поля близка к описанной в § 6. Анализ картины магнитного поля диполя, обжатого идеально проводящим диском, показывает, что к диску приложен момент сил (90.IV), стремящийся развернуть аккреционный диск. Под действием момента сил вещество в диске начинает прецессировать и диск перестает быть плоским. Впервые кручение аккреционных дисков было рассмотрено Бардином и Петтерсоном (1975) в связи с эффектом Лензе – Тирринга (см. Ландау и Лифшиц, 1973), возникающим при аккреции на вращающуюся черную дыру. А позже Петтерсон (1977) рассмотрел прецессию дисков под действием приливного, радиационного и других моментов сил.

Кручение диска магнитными силами было рассмотрено Липуновым и Шакурой (1980), Липуновым и др. (1981). Были найдены стационарные решения задачи о форме диска в предположении, что магнитное поле имеет ту же структуру, что и в случае диполя, обжатого идеально проводящим диском. В стационарном случае вещество прецессирует, а профиль диска не меняется со временем.

Будем предполагать, что момент сил, приложенных к кольцу диска, задается формулой (90.IV), которая была получена путем усреднения магнитостатической картины по периоду вращения звезды. Рассмотрим условия, при которых такое усреднение правомерно. Частота прецессии кольца под действием момента сил (90.IV), очевидно, равна

$$\Omega_r = \left| \frac{dK(dI)e_k \omega_k}{(dI)^2 \omega_k^2} \right| = \frac{\mu^2 \sin 2\alpha_0 (3 \cos^2 \beta - 1)}{2\pi^2 \Sigma R^7 (R^2/R_d^2 - 1)^{1/2} \omega_k}, \quad (32.V)$$

где e_k – единичный вектор вдоль оси вращения кольца диска, α_0 – угол между осью диска и осью вращения звезды (вдали), β – угол между осью вращения и магнитной осью звезды, ω_k – кеплеровская скорость, $dI = = 2\pi R^3 \Sigma dR$ – момент инерции кольца, Σ – поверхностная плотность в кольце. В стационарном случае можно воспользоваться уравнением нераз-

рывности $\dot{M} = 2\pi R \Sigma v_r$, где v_r – радиальная скорость в диске. Тогда скорость прецессии определяется так:

$$\Omega_r = \frac{2\sqrt{2} v_r \sin 2\alpha_0 (3 \cos^2 \beta - 1)}{\pi R (R^2/R_d^2 - 1)^{1/2}} \left(\frac{R_A}{R} \right)^4. \quad (33.V)$$

Условием применимости формул (32.V) и (33.V) является:

$$\Omega_r \ll \omega_k, \quad \Omega_r \ll \omega. \quad (34.V)$$

Напомним, что ω – угловая скорость вращения звезды. Из (33.V) следует, что $\Omega_r/\omega_k \approx (v_r/v_\varphi) (R_A/R)^4 \approx \alpha (H/R)^2 (R_A/R)^4 \ll 1$ в широком интервале R , и следовательно, первое условие (34.V) выполнено всегда. Аналогично получаем $\Omega_r/\omega \approx (v_r/v_\varphi) (\omega_k/\omega)$. При подстановке этой оценки в (34.V) видно, что второе требование эквивалентно следующему неравенству:

$$p \ll \alpha^{-1} \left(\frac{R}{H} \right)^2 \frac{2\pi}{\omega_k} \approx 10^5 (10\alpha)^{-1} \left(\frac{R}{100H} \right)^2 \left(\frac{R}{R_A} \right)^{3/2}. \quad (35.V)$$

Это неравенство выполняется для большинства наблюдаемых аккрецирующих пульсаров.

Для оценки роли прецессии необходимо сравнить время радиального движения вещества в диске t_r с характерным временем прецессии $t_{pr} = 2\pi/\Omega_r$. Из (33.V) получаем, что

$$\frac{t_r}{t_{pr}} \approx \left(\frac{R_A}{R} \right)^4 \left(\frac{R^2}{R_d^2} - 1 \right)^{-1/2}. \quad (36.V)$$

Ясно, что прецессия становится существенной на расстоянии порядка альбеновского радиуса $R \approx R_A$.

Уравнение крученых аккреционных дисков в стационарном случае имеет вид (Любарский, 1979)

$$-\frac{\dot{M}}{2\pi} \frac{de_k \omega_k R^2}{dR} = \frac{d}{dR} \left(\eta H R^3 \frac{de_k \omega_k}{dR} \right) + [e_\Omega e_k] R^3 \Sigma \Omega_r \omega_k, \quad (37.V)$$

где e_Ω – единичный вектор вдоль угловой скорости прецессии кольца.

Выпишем асимптотику для угла α_r между осью кольца радиуса R и осью нейтронной звезды, а также для угла φ , определяющего положение вектора момента кольца в пространстве (Липунов и Шакура, 1980):

$$\alpha_r \approx c R^{7/8} \exp(-R_{pl}/R)^4, \quad \varphi \approx (R_{pl}/R)^{9/4}. \quad (38.V)$$

Здесь c – некоторая постоянная, а R_{pl} равно

$$R_{pl} \approx \left(\frac{R_A}{R_d} \right)^{7/9} R_d. \quad (39.V)$$

Магнитные силы приводят к тому, что внутренние части диска выстраиваются вдоль экватора вращения нейтронной звезды. Было показано, (Липунов и др., 1981), что полученный характер решения не зависит от угла между осью вращения и магнитной осью нейтронной звезды.

Выпишем точное решение уравнения (37.V) при следующих граничных условиях:

$$e_k \omega_k (R \rightarrow 0) \rightarrow \sqrt{GM_x/R^3} n_\omega, \quad e_k \omega_k (R \rightarrow \infty) \rightarrow \sqrt{GM_x/R^3} n_d, \quad (40.V)$$

где n_ω и n_d — соответствующие единичные векторы вдоль оси вращения нейтронной звезды и вдоль оси вращения диска на больших расстояниях от звезды. Обозначим

$$Y = \omega_k R^2 e^{i\varphi} \sin \alpha_r. \quad (41.V)$$

Тогда уравнение (37.V) и граничные условия (40.V) преобразуются к виду

$$\begin{aligned} \frac{d^2 Y}{dR^2} + \frac{1}{2R} \frac{dY}{dR} + iaYR^{-13/2} &= 0, \\ Y_{R \rightarrow \infty} &\rightarrow \sqrt{GMR} \sin \alpha_0, \\ Y_{R \rightarrow 0} &\rightarrow 0, \end{aligned} \quad (42.V)$$

где

$$a = - \frac{24R_d \mu^2 (3 \cos^2 \beta - 1) \cos \alpha_0}{\pi \sqrt{GM_x} \dot{M}}.$$

Решение задачи (42.V) есть:

$$\begin{aligned} Y = \sqrt{GM_x} \sin \alpha_0 \Gamma \left(\frac{8}{9} \right) \left(\frac{A}{2} \right)^{1/9} R^{1/4} [J_{-1/9}(AR^{-9/4}) - \\ - e^{-i\pi/9} J_{1/9}(AR^{-9/4})], \end{aligned} \quad (43.V)$$

где $A = 4(1+i)\sqrt{a}/(9\sqrt{2})$, $J_{1/9}$ и $J_{-1/9}$ — функции Бесселя от мнимого аргумента. Качественный вид решения показан на рис. 63.

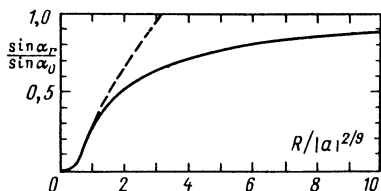


Рис. 63. Зависимость угла между осью вращения звезды и осью вращения кольца диска от расстояния до звезды

Устойчивость границы магнитосферы в случае двухпоточковой аккреции. Проникновение вещества из дискового потока в случае двухпоточковой аккреции слабо отличается от картины, рассмотренной нами выше (с. 133).

Поэтому обратимся к анализу устойчивости внешней части магнитосферы (рис. 58), замыкаемой сферическим потоком. Для сферического потока или атмосферы важную роль могла бы играть неустойчивость Рэля — Тейлора. Но, как мы отмечали, в общем случае магнитное поле носит квадрупольный характер, а магнитосфера квадрупольа намного устойчивее, чем дипольная магнитосфера (Липунов, 1978б). Все дело в том, что критична квадрупольной магнитосферы больше.

Действительно, условие неустойчивости магнитосферы относительно РТ-неустойчивости имеет вид (9.V): $\alpha_\theta > (\gamma - 1)/\gamma$. В случае, когда ось диполя параллельна оси дискового потока, форму магнитосферы можно аппроксимировать двумерным решением (105.IV), для которого

$$\alpha_\theta = \frac{\sin^2 2\varphi}{2(1 + \sin^2 2\varphi)}; \quad (44.V)$$

α_θ максимально вблизи поясов $|\theta| = \pi/4$. Но и здесь оно равно $\alpha_\theta = 0,25$, так что магнитосфера оказывается устойчивой даже при $\gamma = 4/3$. Таким образом, стационарное течение сферического потока через внешнюю часть магнитосферы маловероятно. Это должно способствовать образованию оболочки вокруг магнитосферы, постепенно "оседающей" и смещающейся с дисковым потоком. Сценарий резко нестационарной аккреции барстерного типа через внешнюю магнитосферу описан в работе (Липунов, 1980).

§ 2. Полярная колонка

Обратимся теперь к анализу движения вещества глубоко внутри магнитосферы, где оно полностью контролируется магнитным полем. Ситуация здесь слабо зависит от граничных условий вдаль, т.е. слабо зависит от того, какой именно режим аккреции реализован на расстояниях $R \gg R_A$ — дисковый, сферически-симметричный или двухпоточковый.

Оценим размер области, на которую выпадает вещество (Лэмб и др., 1973). Предположим, что вещество "вмораживается" в силовые линии магнитного поля на расстояниях $R_e \approx R_A$ в области магнитного экватора. Положим также, что полярные силовые линии имеют форму неискаженных дипольных линий, т.е. описываются уравнением (8.III):

$$R = R_e \cos^2 \theta.$$

Введем угол $\epsilon_p = \pi/2 - \theta \ll \pi/2$. Положив $R = R_x$ и $R_e = R_A$, найдем угол раскрытия полярной колонки, внутрь которой стекает вещество:

$$\epsilon_p \approx \left(\frac{R_x}{R_A} \right)^{1/2}; \quad (45.V)$$

R_A — радиус магнитосферы вблизи магнитного экватора:

$$\epsilon_p \approx \left(\frac{2M \sqrt{2GM_x}}{\mu^2} R_x^{7/2} \right)^{1/7} \approx 6^\circ \cdot R_6^{1/2} \mu^{-2/7} M_{18}^{1/7} m_x^{1/14}. \quad (46.V)$$

Подчеркнем слабую зависимость ϵ_p от всех входящих параметров. Во всей теории аккреции на замагниченные звезды величина ϵ_p оценивается наиболее точно. Линейный радиус основания колонки $a_p = R_x \epsilon_p \approx 1$ км.

Однако другая возможность "загуманивает" ситуацию. Аккреционный канал может быть цилиндрическим (Баско и Сюняев, 1976). Действительно, в случае дисковой аккреции, когда магнитная ось достаточно близка к оси аккреционного диска, полярные силовые линии оказываются не занятыми плазмой. Да и в случае сферически-симметричной аккреции колонка, по-видимому, пустая внутри — ведь приполярные области магнитосферы наиболее стабильны относительно РТ-неустойчивости. Толщину