

Усредненная энергия магнитостатического взаимодействия равна

$$U_m = \frac{4\mu^2}{3\pi R_d^3} [2\cos^2\beta + (1 - 3\cos^2\beta)\sin^2\alpha_0]. \quad (93.IV)$$

§ 7. Магнитосфера в плоскопараллельном потоке плазмы

Рассмотрим ситуацию, когда радиус гравитационного захвата $R_G \ll R_A$. Случай, когда скорость движения аккрецирующей звезды гораздо меньше скорости звука в плазме, сводится к задаче с постоянным изотропным давлением, рассмотренной в § 5. Поэтому мы сейчас исследуем противоположную ситуацию, когда $v_\infty \gg a_\infty$, которая близка к "земным" условиям. В этом случае давление набегающего потока описывается формулой Ньютона:

$$P = P_0 \cos^2\chi. \quad (94.IV)$$

Это — наиболее подробно исследованная ситуация, так что здесь есть возможность сослаться не на отдельную статью, а на монографии (см., например, Акасофу и Чепмен, 1975).

Опишем решение задачи о нахождении формы границы магнитосферы в наиболее простом приближении, когда плазма не содержит собственных магнитных полей и, наоборот, внутри магнитосферы нет плазмы. Первое условие для аккрецирующих компактных звезд оправдано эффектом "магнитной откачки" (§ 10 гл. II).

На магнитосфере отношение магнитной энергии в аккрецируемом веществе к магнитной энергии собственного поля нейтронной звезды (при $R_G \ll R_A$) всегда равно (сравните с 102.III): $B_{out}^2/B_{in}^2 \approx (a_\infty/v_\infty)^2 \ll 1$.

Двумерное решение. Точное аналитическое решение поставленной задачи было получено Жигулевым и Ромишевским (1959) методом конформных отображений. Форма поверхности в координатах x, y задается в параметрическом виде:

$$x(\varphi) = \frac{2}{\pi} \ln \frac{1}{2[1 - \cos(\varphi + \psi)]} + \frac{2}{\pi} \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1 + (-1)^n}{n(n^2 - 1)} \cos n\varphi, \quad (95.IV)$$

и $y(\varphi)$ имеет вид:

- 1) $y = 1 + \cos\varphi - 2\psi/\pi$ при $|\psi| \leq \varphi \leq \pi$;
- 2) $y = -1 - \cos\varphi - 2\psi/\pi$ при $\pi \leq \varphi \leq 2\pi - |\psi|$;
- 3) при $\psi > 0$ выражение 1) справедливо также и в области $0 \leq \varphi \leq \psi$;
- 4) $y = 3 - \cos\varphi - 2\psi/\pi$ при $2\pi - \psi \leq \varphi \leq 2\pi$;
- 5) при $\psi < 0$ выражение 2) справедливо также и в области $2\pi - |\psi| \leq \varphi \leq 2\pi$;

6) $y = -3 + \cos\varphi - 2\psi/\pi$ при $0 \leq \varphi \leq |\psi|$. Координаты x и y измеряются в единицах альвеновского радиуса. Угол $0 \leq |\psi| \leq \pi$ есть угол между направлением движения потока и направлением диполя. Для того чтобы рассчитать напряженность магнитного поля в любой точке внутри магнитосферы, нужно воспользоваться формулой (74.IV) конформного отображения. Отображение найденной магнитосферы на внутренность единичного круга в плоскости $\xi = u + iv$ задается интегралом Шварца (см. Лаврентьев

и Шабат, 1973):

$$z = -\frac{1}{2\pi i} \int_0^{2\pi} y(\varphi) \frac{e^{i\varphi} + \xi}{e^{i\varphi} - \xi} d\varphi. \quad (96.IV)$$

Магнитосфера не симметрична и со стороны набегающего потока приложена сила

$$F = F_x + iF_y = F_0 \left(\frac{5\pi}{48} + \frac{\pi}{60} \cos 2\psi - \frac{\pi}{432} \cos 4\psi \right) + iF_0 \left(\frac{\pi}{60} \sin 2\psi - \frac{\pi}{432} \sin 4\psi \right). \quad (97.IV)$$

Момент сил, разворачивающий диполь, равен

$$K_m = \frac{d^2}{R_A^2} \sin 2\psi, \quad (98.IV)$$

где R_A – двумерный аналог альвеновского радиуса:

$$R_A = \left(\frac{d^2}{8\pi P_0} \right)^{1/4}.$$

Обратим внимание на то, что крутящий момент сил зависит от угла ψ точно так же, как в случае задачи о диполе, обжатом идеально проводящим диском. Это можно объяснить следующим образом. Момент сил, приложенных к диполю, помещенному во внешнее магнитное поле, равен (Ландау и Лифшиц, 1982)

$$K = [e_\mu \times B(0)] \mu, \quad (99.IV)$$

где $B(0)$ – напряженность магнитного поля, создаваемого внешними токами в точке диполя. Направление $B(0)$, очевидно, является выделенным направлением в аккреционном потоке. В случае диска этим направлением была ось диска, а в рассматриваемом случае – направление движения потока. Следовательно, из (99.IV) имеем, что $|K| = \mu |B(0)| \sin \psi$. Зависимость от ψ в (98.IV) появляется из-за того, что $B(0) \sim \cos \psi$.

Пространственное решение. Трехмерная задача об обжатии диполя плоскопараллельным потоком плазмы неоднократно решалась численно (см. Акасофу и Чепмен, 1975; Нишида, 1980). Эти результаты применимы и к одиночным нейтронным звездам, и к нейтронным звездам в двойных

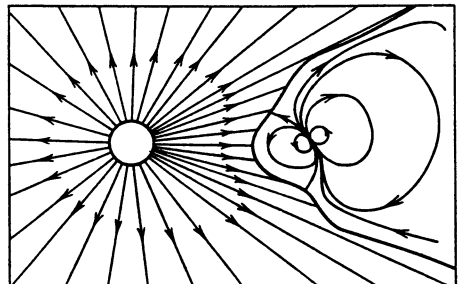


Рис. 57. Геоподобная магнитосфера в двойной системе (качественная картина)

системах, если альвеновский радиус значительно меньше большой полуоси двойной системы: $R_A \ll a$. Для большинства реальных случаев это неравенство выполняется с большим запасом. Однако не исключено, что размер магнитосферы окажется сравнимым с размером большой полуоси*).

Если истечение вещества из нормальной звезды происходит в виде сферически-симметричного ветра, то возникает новая задача о нахождении формы магнитосферы (рис. 57), когда давление плазмы подчиняется закону

$$P = \frac{\dot{M} v_w}{4\pi r^2} \cos^2 \chi,$$

где r — расстояние от центра истекающей звезды до границы магнитосферы, v_w — скорость звездного ветра на расстоянии r , χ — как и прежде, угол между нормалью к поверхности магнитосферы и радиальным направлением к соседней звезде.

§ 8. Двухпоточковая аккреция

Как отмечалось нами в гл. II, реальный режим аккреции нейтронной звезды в тесной двойной системе не сводится ни к чисто дисковому, ни к радиальному. Во многих случаях нерадиальная аккреция может быть сведена к двухпоточковой (Липунов, 1980). В двухпоточковой модели нерадиальной аккреции предполагается наличие двух независимых потоков, аккрецирующих на нейтронную звезду: дискового, характеризующегося темпом аккреции \dot{M}_d , и сферически-симметричного с темпом \dot{M}_s (рис. 22).

Рассмотрим, какова должна быть структура магнитосферы в вакуумном приближении для случая двухпоточковой аккреции (см. Липунов, 1980, 1982 г). Радиус внутренней границы дискового потока R_d должен получаться в ходе решения самосогласованной задачи, решение которой пока не получено. Поэтому для определенности будем считать, что R_d известно, и по-прежнему будем пренебрегать эффектами проникновения плазмы внутрь магнитосферы.

Рассмотрим вначале два предельных случая. Первый, когда магнитная ось нейтронной звезды перпендикулярна плоскости дискового потока ($\psi = 0$), а второй — когда ось диполя лежит в плоскости дискового потока ($\psi = \pi/2$).

1. $\psi = 0$. Анализ решения для диполя, обжатого тонким диамагнитным диском, показывает, что в этом случае структура магнитного поля диска + диполя может быть заменена квадруполем. Например, для двумерного аналога соответствующий квадрупольный момент равен ad (см. (75.IV)). Анализ трехмерного решения показывает, что соответствующий квадрупольный момент равен (Липунов, 1980г)

$$q = \frac{8}{3\pi} \mu R_d. \quad (100.IV)$$

Далее, заменив двумерную систему "диск + диполь" на двумерный квад-

*) В особенности такая ситуация вероятна для белых карликов.