

КЛАССИФИКАЦИЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Вещество, окружающее нейтронную звезду, почти всегда представляет собой плазму, обладающую высокой температурой и, следовательно, высокой электрической проводимостью. Будучи захвачено звездой, имеющей массу порядка массы Солнца, вещество падает практически в безызлучательном режиме, так что его температура близка к температуре, определяющейся из равенства гравитационной и тепловой энергии (см. § 1 гл. II):

$$T_{ff} = \frac{GM_x}{R_u R} \approx 1,5 \cdot 10^{10} m_x R_8^{-1} \text{ К}, \quad (1. III)$$

где $R_8 = R/10^8$ см — расстояние до аккрецирующей звезды. Проводимость полностью ионизованной плазмы оценивается выражением (Пикельнер, 1966)

$$\lambda_e \approx 10^7 T_e^{3/2} \text{ с}^{-1}, \quad (2. III)$$

где T_e — электронная температура. При $T_e \approx T_{ff} \approx 10^8 - 10^{10}$ К $\lambda_e \approx 10^{19} - 10^{22}$ см⁻¹, что выше проводимости, например, меди.

Открытие радиопульсаров (Хьюиш и др., 1968) продемонстрировало, что нейтронные звезды обладают мощными магнитными полями, напряженность которых на поверхности достигает значений $10^{12} - 10^{13}$ Э. Значит, намагниченные нейтронные звезды окружены мощными электромагнитными полями (с учетом их вращения).

Хорошо проводящая аккрецируемая плазма должна эффективно взаимодействовать с магнитным полем нейтронной звезды (Амнуэль и Гусейнов, 1968), и, следовательно, взаимодействие нейтронной звезды с окружающим веществом не сводится к чисто гравитационному. Поэтому оно не сводится и к чисто газодинамическому процессу аккреции, описанному в предыдущей главе. В общем случае такое взаимодействие наряду с уравнением гидродинамики должно описываться также и уравнениями Максвелла. Это делает и без того не простую картину взаимодействия нейтронной звезды с окружающей средой еще многообразнее.

В дальнейшем в основу классификации нейтронных звезд будут положены именно особенности взаимодействия окружающей плазмы с электромагнитным полем нейтронной звезды. Основы такого подхода были заложены Шварцманом (1970), который выделил три стадии взаимодействия вращающейся намагниченной нейтронной звезды, придав им эволюционный смысл: эжектирующую стадию, стадию "пропеллера", которая позже была "переоткрыта" и названа так Илларионовым и Сюняевым (1975),

и аккрецирующую стадию. Это позволило Шварцману предсказать феномен аккрецирующего рентгеновского пульсара в двойных системах (Шварцман, 1971). В последние годы были выявлены новые режимы взаимодействия. В результате возникла общая классификация нейтронных звезд (Липунов, 1982а, 1984а; Корнилов и Липунов, 1983а). Более того, оказалось, что проведенная классификация может быть применена к любому объекту, называемому гравимагнитным ротатором, обладающему магнитным полем, гравитационным полем и вращением (Липунов, 1987а). К таким объектам относятся, в частности, белые карлики, магнитные звезды, спинары, и т.д.

Отметим, что поставленная задача о взаимодействии нейтронной звезды с окружающей плазмой далека от своего окончательного решения. Однако уже в первом приближении выявляется многообразие режимов. В этой главе будут сделаны первые шаги. Главное упрощение — мы считаем, что электромагнитная часть взаимодействия не зависит от параметров аккреционного потока, и наоборот.

Далее мы практически везде считаем собственное магнитное поле нейтронной звезды дипольным. Это не просто удобное математическое упрощение. Как мы видим, взаимодействие плазмы и магнитного поля происходит на больших расстояниях от поверхности нейтронной звезды — вдали же от нее главный вклад дает дипольный момент. Кроме того, как мы уже отмечали, при коллапсе обычной звезды в нейтронную ее поле "очищается". Из условия сохранения магнитного потока находим, что отношение, например, квадрупольного магнитного момента q к дипольному μ уменьшится при сжатии звезды пропорционально радиусу:

$$q/\mu \sim R. \quad (3.III)$$

(Подчеркнем, однако, что вклад квадрупольной компоненты в напряженность поля на поверхности сжимающейся звезды не меняется).

Рассмотрим вначале некоторые свойства дипольного магнитного поля, которые понадобятся для дальнейшего изложения.

§ 1. Магнитный диполь

Прежде всего рассмотрим статическое поле невращающейся ($\omega = 0$) звезды. Необязательно считать, что диполь сосредоточен в начале координат ($R = 0$). Дипольное поле будет создано вне сферы, если по ее поверхности "пустить" поверхностный ток, изменяющийся по закону $J \approx \sin \theta$. При этом внутри сферы магнитное поле будет однородно. Вне сферы напряженность магнитного поля имеет компоненты (Ландау и Лифшиц, 1973):

$$B_d = \frac{2\mu \sin \theta}{R^3} e_r - \frac{\mu \cos \theta}{R^3} e_\theta, \quad (4.III)$$

где e_r и e_θ — единичные векторы. Модуль напряженности магнитного поля равен

$$B_d = \frac{\mu}{R^3} (1 + 3 \sin^2 \theta)^{1/2}. \quad (5.III)$$

Из этих формул, в частности, следует, что напряженность магнитного

Рис. 33. Силовые линии магнитного поля

поля B_0 на магнитных полюсах в два раза выше, чем на экваторе. Зная напряженность магнитного поля на полюсах и радиус звезды, можно найти дипольный момент:

$$\mu = \frac{B_0 R_0^3}{2}. \quad (6. III)$$

Далее мы в основном будем пользоваться величиной μ_{30} , выраженной в единицах $10^{30} \text{Э} \cdot \text{см}^3$. Удобство этой величины состоит в том, что магнитный дипольный момент нейтронной звезды с напряженностью магнитного поля на полюсе $B_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{Э}$ и радиусом 10 км равен $2 \cdot 10^{12} \text{Э} \cdot 10^{18} \text{см}^3 = 10^{30} \text{Э} \cdot \text{см}^3$.

Дипольное поле является бессиловым. Сгусток плазмы, "вмороженный" в магнитное поле, не будет деформироваться. Однако если начать "изгибать" силовые линии, возникает напряжение $\sim B^2/4\pi$. Движение плазмы в магнитогидродинамическом приближении вдоль силовых линий происходит свободно. В поле тяжести сгусток плазмы будет сползать на магнитный полюс (предполагается, что сгусток достаточно легкий и не деформирует дипольное поле). Это ясно из уравнения силовой линии магнитного поля.

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{d\theta} = \text{tg } \chi = \left(\frac{B_\theta}{B_r} \right)^{-1} = 2 \text{tg } \theta; \quad (7. III)$$

χ — угол между направлением вектора B и радиус-вектором (рис. 33). Отсюда находим уравнение силовой линии

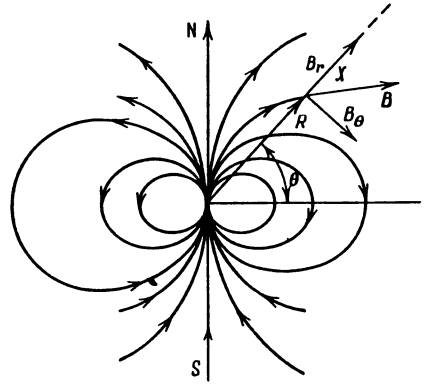
$$R = R_e \cos^2 \theta, \quad (8. III)$$

где R_e — расстояние до данной силовой линии на магнитном экваторе. Силовая линия лежит всегда внутри окружности $R = R_e$, и следовательно, сгусток плазмы будет действительно "скатываться" на один из полюсов.

Если диполь вращается, то появляется электрическая компонента поля. Известно точное решение, описывающее электромагнитное поле диполя, вращающегося в вакууме (Ландау и Лифшиц, 1973). Пока нам будет достаточно описать его на качественном уровне. Если ось вращения не совпадает с магнитной осью звезды, диполь начинает излучать электромагнитные волны на частоте вращения. Возникает характерное расстояние R_l , называемое радиусом светового цилиндра:

$$R_l = \frac{c}{\omega}. \quad (9. III)$$

На расстояниях $R \ll R_l$ электромагнитное поле статично, причем компо-



нента электрического поля E по порядку величины равна

$$E \approx \frac{v}{c} B = \frac{\omega R}{c} B = \frac{R}{R_l} B. \quad (10.III)$$

При приближении к световому цилиндру $R \rightarrow R_l$ электрическая компонента $E \rightarrow B$, как это характерно и для свободной электромагнитной волны. Скорость вращения силовых линий магнитного поля приближается к скорости света. Электромагнитное поле перестает быть статичным и при $R \gg R_l$ представляет собой свободно распространяющуюся электромагнитную волну.

Энергия, уносимая магнитодипольным излучением, равна

$$L_m = \frac{2}{3} \frac{\mu^2 \omega^4}{c^3} \sin^2 \beta, \quad (11.III)$$

где β — угол между осью вращения и магнитной осью диполя. Энергия излучения черпается из энергии вращения (магнитное поле не диссипирует). Вследствие этого возникает тормозящий момент силы:

$$K_m = - \left(\frac{2}{3} \right) \frac{\mu^2 \sin^2 \beta}{c^3} \omega^3 e_\omega; \quad (12.III)$$

e_ω — единичный вектор, направленный вдоль оси вращения. На языке сил появление тормозящего момента обусловлено возникновением φ -й компоненты магнитного поля у поверхности нейтронной звезды.

Хотя условия вблизи реальных нейтронных звезд сильно отличаются от описанной выше идеализированной ситуации (имеются плазма и релятивистские частицы), все существующие ортодоксальные модели дают энергетические потери, близкие к магнитодипольным. Физическая причина этого состоит в том, что во всех моделях энергия вращения уносится релятивистскими частицами, "уходящими" за световой цилиндр (Зельдович и Новиков, 1971).

Структура формулы (11.III) может быть легко получена из следующих соображений. Напряженность электрического и магнитного полей на расстояниях порядка радиуса светового цилиндра можно оценить по дипольной формуле:

$$E \approx B \approx \frac{\mu}{R_l^3}.$$

Полная мощность, уносимая излучением, равна значению вектора Умова—Пойнтинга, умноженному на характерную площадь:

$$L_m \approx \frac{|E \times B|}{4\pi} c \cdot 4\pi R_l^2 \approx \frac{\mu^2}{R_l^4} c \approx \frac{\mu^2 \omega^4}{c^3}, \quad (13.III)$$

что с точностью до безразмерного множителя порядка единицы совпадает с точной магнитодипольной формулой (11.III). Обратите внимание на форму предпоследнего члена в цепочке равенств (13.III). Чаще всего мы будем использовать именно такую форму записи.