

УДК 524.354

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПУЛЬСАРОВ

Д. М. СЕДРАКЯН

Поступила 23 декабря 1981

Принята к печати 7 апреля 1982

Рассмотрена задача о генерации магнитного поля в пульсарах. Показано, что «токи увлечения» протонов вращающимися нейтронами создают среднее магнитное поле порядка 10^{13} Гс. Это поле внутри звезды имеет вихревую структуру, плотность которой порядка $3 \cdot 10^{19}$ см $^{-2}$. Почти однородное магнитное поле создает магнитный момент порядка 10^{31} Гс см 3 .

Многолетние теоретические исследования, посвященные поискам реального уравнения состояния сверхплотного вещества, а также применение полученных уравнений для расчета сверхплотных конфигураций привели к двум основным типам моделей барионных звезд. В рамках одной модели барионные звезды, состояние вещества которых описывается «жестким уравнением», в основном состоят из «пре»-фазы, окруженной твердой корой из «Аеп» и «Ае»-фаз. Другая модель, основанная на «мягком уравнении» состояния, приводит к сокращению размеров «Аеп»-фазы, а также, в некоторых вариантах этой модели, появлению π^- -мезонов, как в «Ае»-фазе, так и в «пре»-фазе звезды. Наличие π^- -мезонов в «пре»-фазе меняет относительную концентрацию нейтронов и протонов. Так, если в моделях первого типа, в «пре»-фазе звезды протоны составляют 0.01 часть числа нейтронов, то во втором типе моделей в ядерной фазе звезды, количество нейтронов и протонов одинакового порядка.

К сожалению, до сих пор нет убедительных экспериментальных данных для однозначного выбора между этими моделями, но есть некоторые наблюдательные данные, которые хорошо объясняются в рамках модели «жесткого уравнения» состояния. Имеются в виду внезапные скачки угловой скорости пульсаров и их кинематическое поведение после этих скачков [1]. Эти же наблюдения говорят в пользу предположения о сверхтекучести нейтронов в ядерной фазе звезды [2, 3]. Наличие сверхпроводимости протонов в этих условиях обсуждалось в работах [4, 5].

Выбирая модель «жесткого уравнения» состояния и предполагая, что нейтроны и протоны являются сверхтекучими, покажем, что вращение

звезды должно привести к генерации магнитных полей порядка 10^{13} Гс. Отметим также, что механизм генерации качественно сохраняется и в случае «мягкого уравнения» состояния, и только количественные оценки будут зависеть от модели звезды.

Рассмотрим сферическую нейтронную звезду с центральной плотностью материи порядка 10^{14} г/см³ и с радиусом «пре-фазы» порядка 10 км. Эта сферическая ядерная материя заключена в мантию, состоящую из атомов и электронов, с толщиной порядка нескольких сот метров. Средняя плотность нейтронов порядка 10^{38} см⁻³, а протонов и электронов — 10^{36} см⁻³, причем нейтроны и протоны сверхтекучие, а электроны нормальные. Вещество мантии тоже находится в нормальном состоянии. Вращение мантии приводит к вращению ядерной материи «пре-фазы». Электроны вращаются как нормальное вещество, со скоростью $\vec{v} = [\vec{\Omega}r]$, где Ω — угловая скорость вращения звезды, а нейтроны и протоны — как сверхтекучие.

Рассмотрим движение нейтронов и протонов в системе отсчета, вращающейся с угловой скоростью Ω . Как было показано в работах [6, 7], учет ядерного взаимодействия между сверхтекучими конденсатами нейтронов и протонов приводит к «току увлечения» протонов нейтронами:

$$\vec{j}_{12} = \frac{e}{m_1} \rho_{12} \vec{v}_2, \quad (1)$$

где e и m_1 — заряд и масса протонов, ρ_{12} — плотность «увлеченных протонов», а v_2 — скорость нейтронов во вращающейся системе отсчета. Остальная часть протонов, двигаясь без трения со скоростью $\vec{v}_1$, создает сверхтекучие мейсеровские токи:

$$\vec{j}_{11} = \frac{e}{m_1} \rho_{11} \vec{v}_1. \quad (2)$$

где

$$\rho_{11} \approx \rho_1 - \rho_{12}.$$

Здесь ρ_1 — полная плотность сверхтекучих протонов. Предполагается, что нормальная часть плотности протонов пренебрежимо мала. Отношение ρ_{12}/ρ_{11} исследовано в работе [7], и для модели звезды, рассмотренной нами, можно оценить из формулы $\rho_{12}/\rho_{11} \sim 0.01 T_*/T$, где $T_* = 1.23 \cdot 10^9$ К, T — температура звезды.

«Токи увлечения» $\vec{j}_{12}$ являются заданными токами проводимости, пока не появилось достаточное количество нормальной части протонов, при-

ведущей к уменьшению ρ_{12} . Как видно будет ниже, появление протонных вихрей не приводит к уменьшению ρ_{12} так что заданные токи $\vec{j}_{12}$ создают магнитное поле, определяющееся из уравнения Максвелла [8]:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}_{12}. \quad (3)$$

Наличие сверхтекучих, неувлеченных протонов приводят к отличию напряженности магнитного поля $\vec{H}$ от магнитной индукции $\vec{B}$, которая определяется из уравнения:

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} (\vec{j}_{12} + \vec{j}_{11}). \quad (4)$$

Подставляя (1) и (2) в уравнение (4) и действуя на него оператором ротора, получаем:

$$\frac{m_1 c}{4\pi e} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{B} = \rho_{12} \operatorname{rot} \vec{v}_2 + \rho_{11} \operatorname{rot} \vec{v}_1.$$

Учитывая, что

$$\operatorname{rot} \vec{v}_1 = -\frac{e}{m_1 c} \vec{B} + \vec{e}_1 x_1 \sum_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \text{ и } \operatorname{rot} \vec{v}_2 = \vec{e}_2 x_2 \sum_j \delta(\vec{r} - \vec{r}_j),$$

где $\vec{e}_1$ и $\vec{e}_2$ — единичные векторы по направлению протонных и нейтронных вихрей, h — постоянная Планка, m_1 и m_2 массы протона и нейтрона, окончательно получаем:

$$\vec{B} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{B} + \vec{B} = \Phi_0 \vec{e}_2 \sum_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) + \Phi_1 \vec{e}_1 \sum_j \delta(\vec{r} - \vec{r}_j). \quad (5)$$

Здесь

$$\lambda^2 = \frac{m_1^2 c^2}{4\pi e^2 \rho_{11}}, \quad \Phi_1 = \frac{\rho_{12}}{\rho_{11}} \Phi_0 \text{ и } \Phi_0 = \frac{\pi h c}{e}.$$

Как видно из (5) средняя магнитная индукция фактически зависит от плотности протонных и нейтронных вихрей, так как каждый квантовый вихрь проводит заданный магнитный поток Φ_0 и Φ_1 .

Возникновение нейтронных и протонных вихрей зависит от внешних условий. Нейтронные вихри возбуждаются вращением звезды, а протонные — заданными токами, которые могут обеспечить требуемые напряженности магнитного поля.

Если учесть, что плотность протонов в «пре»-фазе звезды составляет только один процент плотности нейтронов, то условия появления нейтрон-

ного вихря остаются теми же, что и в случае чистого нейтронного газа. Это условие получено в работе [3] и требует, чтобы угловая скорость вращения звезды Ω была больше, чем

$$\Omega_{\text{кр.}} = \frac{\hbar}{2m_n R^2} \ln R/a,$$

где R — радиус звезды и a — размер ствола нейтронного вихря, который порядка межчастичных расстояний. Сценивая, получаем величину порядка 10^{-11} об/с. Угловая скорость пульсаров всегда больше этой величины, но плотность нейтронных вихрей недостаточно велика для создания ощутимых средних магнитных полей. Действительно, даже у самого быстро-вращающегося пульсара $\Omega \sim 200$ об/с, плотность вихрей порядка $n_2 \sim 10^3 \text{ см}^{-2}$, что дает поле порядка $4 \cdot 10^{-3}$ Гс. [7].

Увеличение магнитной индукции возможно при появлении протонных вихрей, но вращение, без учета «токов увлечения», не сможет создать эти вихри. Необходимые для этого критические угловые скорости недостижимы для вращающихся нейтронных звезд. Но учет «токов увлечения» при наличии нейтронных вихрей приводит к появлению больших напряженностей магнитных полей. Действительно, предположим, что имеются нейтронные вихри, параллельные оси вращения звезды. Скорость вращения нейтронов вокруг вихрей имеет следующий вид:

$$v_i = \frac{\gamma_i}{2\pi} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}_i|}, \quad (6)$$

где r_i — координаты центра вихрей. Подставляя (6) в уравнение (3) и решая его, получим:

$$H(r) = \frac{\gamma_{12}}{\rho_{11}} \frac{\Phi_0}{2\pi l^2} \ln \frac{b}{|\vec{r} - \vec{r}_i|}, \quad (7)$$

где b — среднее расстояние между вихрями. Как видно из (7), напряженность магнитного поля «токов увлечения» слабо зависит от координат и в центре вихря равняется

$$H(\xi) = \frac{\gamma_{12}}{\rho_{11}} \frac{\Phi_0}{2\pi l^2} \ln b/l, \quad (8)$$

где l — толщина ствола вихря. Так как расстояние между вихрями ($l \sim 10^{-1} \div 10^{-3}$ см) гораздо меньше размеров звезды, то в нем появляется усредненная однородная напряженность магнитного поля порядка $H(\xi)$. Это поле логарифмически зависит от плотности вихрей

$(b \sim (1/\pi n_2)^{1/2})$ и следовательно слабо зависит от угловой скорости вращения звезды.

Сверхтекучие протоны с плотностью ρ_{11} находясь во внешнем поле H , или создадут мейснеровский ток, который вытолкнет это поле на поверхность звезды, или образуют чисто протонные вихри, которые увеличат магнитную индукцию внутри звезды. Вторая из этих возможностей будет реализоваться, если появление большего количества протонных вихрей энергетически выгодно. Условие появления вихря, при наличии внешнего магнитного поля H , требует [8]:

$$\int_V \epsilon dV - \frac{1}{4\pi} \int_V \vec{H} \vec{B} dV < 0, \quad (9)$$

где ϵ — плотность энергии протонного вихря, $\vec{B}$ — магнитная индукция вблизи нее, а V — объем, зажимаемый вихрем. Энергию единицы длины протонного вихря легко оценить, если пренебречь энергией увлеченных нейтронов, плотность которых ρ_{12} всегда меньше плотности сверхтекучих протонов ρ_{11} . Согласно [8] имеем:

$$\int_V \epsilon dV = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi c} \right)^2 \ln \frac{r}{\xi}, \quad \int_V B dV = \Phi_0. \quad (10)$$

Подставляя (8) и (10) в условие (9), окончательно получим:

$$2 \frac{\rho_{12}}{\rho_{11}} \ln \frac{b}{\xi} > \ln \frac{r}{\xi}. \quad (11)$$

Для моделей нейтронных звезд, рассмотренных нами, условие (11) всегда выполняется, так как $\rho_{12}/\rho_{11} \sim 0.1 \div 1.0$, а отношение логарифмов порядка десяти. Следовательно, напряженности магнитного поля, генерируемые «увлеченными токами» протонов, всегда больше критического поля. Как известно [8], при магнитных полях больше критического, средняя магнитная индукция становится порядка напряженности магнитного поля, если плотность протонных вихрей, найденная из условия $n_1 \sim H/\Phi_0$, обеспечивает средние расстояния между вихрями порядка l . Легко видеть, что в рассмотренном случае это условие удовлетворяется. Действительно,

$$d \sim (1/\pi n_1)^{1/2} \sim l (\rho_{12}/\rho_{11} \ln b/\xi)^{-1/2}.$$

Так как $\rho_{12}/\rho_{11} \ln b/\xi \sim 1$, то $d \sim l$. Это означает $\vec{B} \approx H$. Оценивая H по формуле (8), получаем, что магнитная индукция внутри звезды в среднем однородная и имеет порядок $6 \cdot 10^{12}$ Гс. Полный магнитный момент звезды будет порядка $3 \cdot 10^{30}$ Гс см³.

Важно отметить, что появление густой сети протонных вихрей с плотностью $n_1 \sim 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ не уменьшает заданные «токи увлечения», так как при этом только один процент протонов переходит в нормальное состояние, т. е. β_{11} и β_{12} остаются неизменными.

Таким образом, во вращающихся нейтронных звездах, в «пре»-фазе, «токи увлечения» протонов могут генерировать почти однородное магнитное поле порядка 10^{13} Гс, с полным магнитным моментом звезды порядка 10^{31} Гс. Эти оценки сделаны для значения параметра β_{12}/β_{11} порядка единицы. Значения этих полей слабо зависят от угловой скорости вращения звезды, что качественно совпадает с оценками, сделанными из наблюдений за пульсарами [1]. Отметим также, что наличие таких полей или магнитных моментов звезды предполагается в любых теориях, претендующих на объяснение радиоизлучения пульсаров.

Автор благодарит В. А. Амбарцумяна и Г. С. Саакяна за оказанное внимание к работе и полезные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

THE MAGNETIC FIELD OF PULSARS

D. M. SEDRAKIAN

The problem of generation of the magnetic field in the pulsars has been considered. It has been shown that the currents of the protons connected with the rotating neutrons produce a mean magnetic field of 10^{13} Gs. This field inside the star has a vortical structure, the density of which is about $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. The magnetic moment of about 10^{31} Gs cm³ is produced by an almost homogeneous magnetic field.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Пайнс, УФН, 131, 479, 1980.
2. А. Б. Мицкевич, ЖЭТФ, 37, 249, 1959.
3. В. А. Гинабург, Д. А. Киржиц, ЖЭТФ, 47, 2006, 1964.
4. В. А. Гинабург, УФН, 97, 601, 1969.
5. Д. М. Седракийн, К. М. Шахабасян, Астрофизика, 8, 557, 1972.
6. Д. М. Седракийн, К. М. Шахабасян, Уч. Зап. ЕГУ, № 1, 46, 1980.
7. Д. М. Седракийн, К. М. Шахабасян, Астрофизика, 16, 727, 1980.
8. П. Де Жен, Сверхпроводимость металлов и сплавов, Мир, М., 1968.