

УДК: 524.354.6—337

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД
С РАЗНЫМИ УРАВНЕНИЯМИ СОСТОЯНИЯ

Д. М. СЕДРАКЯН, А. Г. МОВСИСЯН

Поступила 1 июля 1985

Принята к печати 10 декабря 1985

Обусловленный эффектом увлечения сверхтекучих протонов вращающихся сверхтекучими нейтронами магнитный момент вычислен для разных звезд с использованием разных уравнений состояния. Полученные результаты порядка 10^{29} — 10^{31} Гс см³.

1. В общепринятых моделях нейтронных звезд в «pre»-фазе плотность нуклонов порядка ядерной плотности, поэтому протоны и нейтроны участвуют в сильном ядерном взаимодействии, приводящем к образованию протонных и нейтронных куперовских пар и к появлению сверхпроводящего протонного и сверхтекучего нейтронного конденсатов [1]. Электроны же образуют нормальный вырожденный ферми-газ, обеспечивающий локальную нейтральность системы. В работе [2] было показано, что взаимодействие между протонным и нейтронным конденсатами приводит к увлечению протонов нейтронами и нейтронов протонами. Это увлечение приводит к тому, что возникшие вследствие вращения звезды нейтронные вихри несут электрический ток, создающий сильное магнитное поле. Последнее, в свою очередь, вокруг каждого нейтронного вихря генерирует плотную решетку протонных вихрей с убывающей от центра нейтронного вихря плотностью (средняя плотность порядка 10^{18} — 10^{19} см⁻²) [3, 4]. Среднее значение магнитного поля системы протонных вихрей порядка 10^{12} Гс. Как показывают расчеты, значение магнитного момента звезды лежит в пределах 10^{27} — 10^{30} Гс см³ и меняется в зависимости от центральной плотности звезды [5]. Однако в работе [5] были рассчитаны магнитные моменты лишь части возможных устойчивых сверхплотных конфигураций с центральной плотностью $\rho_c \leq 6.01 \cdot 10^{14}$ г/см³ и для уравнения состояния из [6]. Уже эти результаты (см. рис. 2, кривая а) показывают, что с ростом ρ_c магнитный момент растет, достигая величины 10^{30} Гс см³. Интересно, продолжается ли этот рост при увеличении ρ_c , и насколько по-

лученные результаты зависят от уравнения состояния вещества внутри нейтронной звезды? В настоящей работе приводятся результаты расчетов, полученные для трех уравнений состояния [6—8]. В первых двух моделях [6, 7] плотность нуклонов в «*пре*»-фазе лежит в пределах $1.26 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$ — $2.08 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ и оба уравнения состояния в этих пределах не сильно различаются, только для данного значения плотности вещества в первой модели плотность нуклонов несколько выше, чем во второй. Для больших же плотностей второе уравнение более жесткое. Поскольку в [7] приведено уравнение состояния только в пределах $8.45 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3 \leq \rho \leq 6.12 \cdot 10^{16} \text{ г/см}^3$, то для низких плотностей («*Ас*» и «*Аеп*» фазы) было использовано уравнение состояния из работы [6]. В третьей модели [8] «*пре*»-фаза соответствует плотностям выше $2.39 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$. На рис. 1 для сравнения представлены графики уравнения состояния для этой модели (сплошная линия) и первого уравнения состояния (пунктирная линия). Так как вне показанных на рисунке пределов уравнение состояния в работе [8] не вычислено, оно также было нами дополнено с использованием данных работ [6, 7].

2. Ранее нами была выведена формула для магнитной индукции системы протонных вихрей, усредненной по поперечному сечению одного нейтронного вихря [5]:

$$\bar{B} = k \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \left(\frac{\xi}{\lambda} \right)^{2/3|k|}, \quad (1)$$

где $\Phi_0 = \pi\hbar c/e$, λ — лондоновская длина проникновения для сверхпроводящих протонов

$$\lambda^2 = \frac{mc^2}{4\pi e^2 n_p^*}, \quad (2)$$

ξ — длина когерентности протонного конденсата

$$\xi = \frac{\hbar p_F}{\pi \Delta m^*}, \quad (3)$$

m и m^* — инертная и эффективная массы протона, p_F — ферми-импульс протонной жидкости, k — коэффициент увлечения протонов нейтронами

$$k = \frac{m^*}{m} - 1, \quad (4)$$

n_p^* — концентрация неувлеченных сверхтекучих протонов $n_p^* = n_p / (1 + |k|)$.

Для энергетической щели протонного конденсата Δ и эффективной массы протона m^* мы воспользовались результатами работы [9]. Приведенная в этой работе кривая аппроксимирована полиномом третьей степени

$$\Delta = a_0 + a_1 n + a_2 n^2 + a_3 n^3 \quad (5)$$

с коэффициентами $a_0 = -0.0974$, $a_1 = 10.88$, $a_2 = -41.87$, $a_3 = 47.91$. Здесь Δ выражена в МэВ, а нуклонная концентрация n — в фм^{-3} .

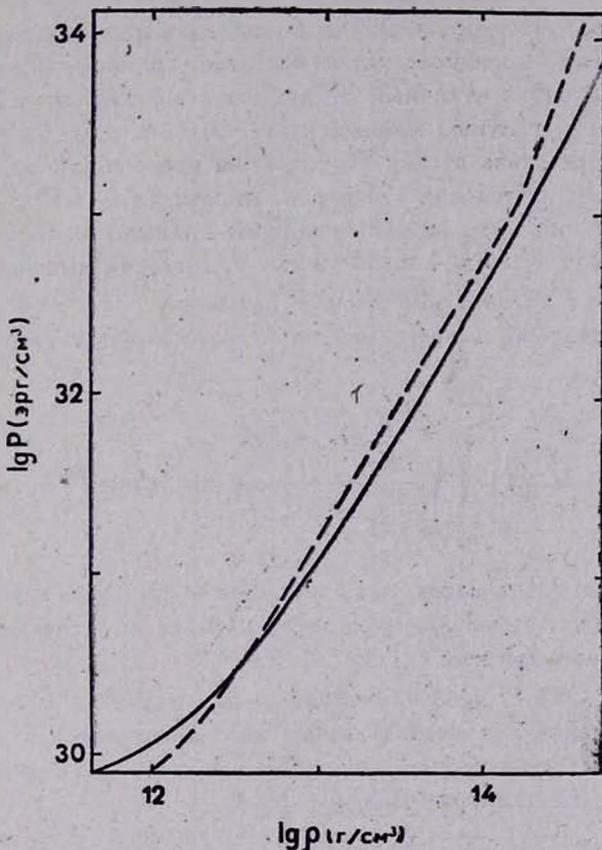


Рис. 1. Уравнения состояния работы [8] (сплошная линия) и работы [6] (пунктирная линия).

Формула (1) была получена в предположении, что сверхпроводящая протонная жидкость является сверхпроводником II рода и находится в смешанном состоянии, т. е.

$$-\lambda/\xi \gg 1, \quad (6)$$

$$H_{c1} < H_{\max} < H_{c2}, \quad (7)$$

где $H_{c1} = \Phi_0/6\pi\lambda^2$ — нижнее критическое поле для сверхпроводящих протонов [5], $H_{c2} = \Phi_0/2\pi\zeta^2$ — верхнее критическое поле [10], H_{\max} — максимальное значение магнитного поля, созданного увлеченными токами. При $H_{\max} \geq H_{c2}$ сверхпроводимость разрушается, а при $H_{\max} \leq H_{c1}$ протонные вихри не могут возникнуть. В обоих случаях формула (1) неприменима. Расчеты показывают, что для моделей, предложенных в [6, 7], условия (6) и (7) хорошо выполняются по всей «*пре*»-фазе звезды, где генерируются протонные вихри. Во внутренних же слоях, т. е. в гиперонном ядре, протонная жидкость нормальная, поэтому магнитное поле беспрепятственно проникает через вещество. По поверхности гиперонного ядра звезды течет отличный от нуля полный сверхпроводящий ток, создающий такой магнитный момент, какой был бы, если бы индукция B всюду была в ядре равна своему значению на поверхности ядра. Для модели из [8] второе из условий (7) при плотности выше $4.56 \cdot 10^{14}$ г/см³ нарушается. Таким образом, сверхпроводящим является слой с плотностями между $2.39 \cdot 10^{14}$ г/см³ и $4.56 \cdot 10^{14}$ г/см³ и, согласно вышеизложенному, для части звезды с $\rho > 4.56 \cdot 10^{14}$ г/см³ B постоянно.

Полный магнитный момент звезды M определяется следующим выражением:

$$M = \int_0^R \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{3}{8\pi} \bar{B}(r) r^2 dr \frac{\sin \theta d\theta d\varphi}{\left(1 - \frac{2u(r)}{r}\right)^{1/2}} \quad (8)$$

Здесь u — накопленная масса (см. ниже), r — текущее значение координаты, R — координата внешней границы «*пре*»-фазы. Коэффициент в знаменателе учитывает эффекты ОТО.

Чтобы найти $B(r)$, необходимо иметь, как видно из (1)–(5), радиальное распределение нуклонов в звезде, которое меняется в зависимости от центральной плотности. Это распределение можно получить из системы уравнений Оппенгеймера—Волкова [6]:

$$\begin{aligned} \frac{du(r)}{dr} &= 4\pi r^2 \rho(r), \\ \frac{dP(r)}{dr} &= -\frac{P(r) + \rho(r)}{r(r - 2u(r))} (u(r) + 4\pi r^2 P(r)), \\ \rho &= \rho(P), \quad \frac{dr_0}{dr} = \left(1 - \frac{2u}{r}\right)^{-1/2} \end{aligned} \quad (9)$$

с граничными условиями

$$u(0) = 0, \quad P(0) = P_0, \quad P(R_0) = 0,$$

где R_0 — координатный радиус звезды, r_0 — истинный радиус, P — давление, ρ — плотность массы. Все величины выражены в единицах Оппенгеймера—Волкова.

Таблица 1

Центральная плотность (10^{14} г/см ³)	Масса звезды (M/M_{\odot})	Радиус звезды (км)	Магнитный момент (10^{30} Гс см ²)
15	1.24	11.75	1.30
12.9	1.099	11.82	1.22
11.5	0.991	11.88	1.14
10.4	0.892	11.95	1.06
9.39	0.792	12.05	0.963
8.81	0.734	12.13	0.901
8.24	0.676	12.24	0.833
7.56	0.605	12.42	0.741
7.00	0.547	12.62	0.661
6.41	0.486	12.93	0.566
6.01	0.446	13.22	0.499
5.55	0.401	13.65	0.418
5.04	0.356	14.28	0.329
4.31	0.297	15.62	0.202
4.12	0.283	16.10	0.169
3.91	0.268	16.73	0.134
3.64	0.250	17.66	0.0919
3.29	0.228	19.23	0.0468
3.09	0.217	20.38	0.0295
2.86	0.204	21.97	0.0167
2.66	0.195	23.49	0.0105
2.38	0.183	26.02	0.00529

Система уравнений (1)—(5), (8) и (9) решалась численно методом Рунге—Кутты—Фельберга на ЭВМ ЕС-1022. Результаты приведены в таблицах: для модели из [7] в табл. 1, для [8] — в табл. 2, а также представлены в графическом виде на рис. 2 (соответственно кривые β и γ), где для сравнения вычерчена также кривая α , соответствующая модели из [6]. Вычисления проделаны для всей ветви устойчивых конфигураций, за

исключением имеющих очень высокую центральную плотность, т. е. большие гиперонные ядра, толщина «пре»-фазы которых меньше 1 км. Как видно из таблиц, полученные результаты являются удовлетворительными с точки зрения соответствия теоретическим оценкам, сделанным на основе наблюдательных данных о пульсарах [11, 12]. Напомним, что последние для магнитных моментов дают значения порядка 10^{30} Гс см³. Резуль-

Таблица 2

Центральная плотность (10^{14} г/см ³)	Масса звезды (M/M_{\odot})	Радиус звезды (км)	Магнитный момент (10^{30} Гс см ³)
12.7	1.142	11.248	12.9
11.5	1.065	11.182	12.2
10.4	0.963	11.075	11.2
9.9	0.912	11.017	10.6
9.39	0.854	10.947	9.97
8.81	0.786	10.861	9.17
8.24	0.705	10.765	8.17
8.01	0.612	10.686	7.00
7.67	0.515	10.674	5.76
7.27	0.412	10.820	4.39
6.98	0.359	11.029	3.66
6.64	0.305	11.441	2.87
6.18	0.250	12.290	2.02
5.84	0.217	13.255	1.48
5.55	0.196	14.293	1.10
5.24	0.176	16.721	0.577
4.64	0.157	18.436	0.359
3.89	0.138	23.059	0.132
3.43	0.128	27.759	0.0668

гаты же наших расчетов показывают, что для разных моделей нейтронных звезд их магнитные моменты лежат в довольно широком диапазоне от 10^{27} до 10^{31} Гс см³. Заметим, что большинство нейтронных звезд (конфигурации с $\rho_c > 4 \cdot 10^{14}$ г/см³) имеют магнитные моменты в интервале 10^{29} — 10^{31} Гс см³. Примечательно, что для всех трех случаев с ростом центральной плотности магнитные моменты растут и при больших плотностях стремятся к насыщению.

Таким образом, предложенный механизм генерации магнитных полей обеспечивает для общепринятых физических моделей вращающихся ней-

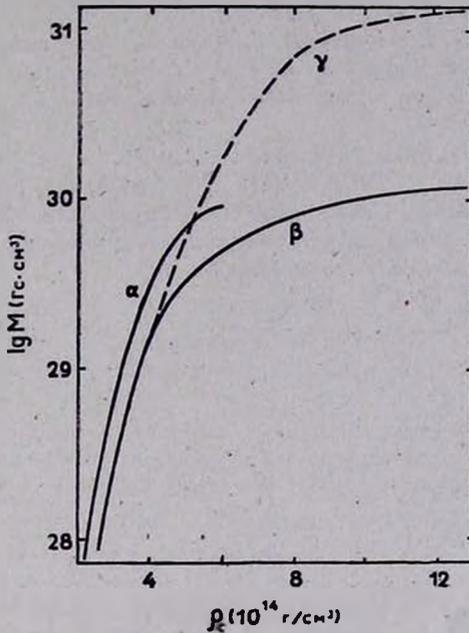


Рис. 2. Зависимость магнитного момента звезды от центральной плотности для разных уравнений состояния.

тронных звезд магнитные моменты порядка 10^{29} — 10^{31} Гс см 3 . Эти моменты параллельны оси вращения звезд и должны быть учтены при построении теории магнитосферы и излучения пульсаров.

Ереванский государственный университет

THE MAGNETIC MOMENTS OF NEUTRON STARS WITH VARIOUS EQUATIONS OF STATE

D. M. SEDRAKIAN, A. H. MOVSISSIAN

The magnetic moment generated by superfluid protons dragged by superfluid neutrons is calculated for various stars and various equations of state. The results are at the order of 10^{29} — 10^{31} Gs cm 3 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Пайнс, Успехи физ. наук, 131, 479, 1980.
2. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, Астрофизика, 16, 727, 1980.
3. Д. М. Седракян, Астрофизика, 18, 417, 1982.
4. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян, Астрофизика, 19, 303, 1983.
5. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян, Астрофизика, 21, 547, 1984.
6. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
7. V. R. Pandharipande, Nucl. Phys., A178, 123, 1971.
8. G. Baun, H. A. Bethe, P. Pethick, Nucl. Phys., A175, 225, 1971.
9. N.-C. Chao, J. W. Clark, C.-N. Yang, Nucl. Phys., A179, 320, 1972.
10. П. Де Жен, Сверхпроводимость металлов и сплавов, Мир, М., 1968.
11. Р. Манчестер, Дж. Тейлор, Пульсары, Мир, М., 1980.
12. Ф. Г. Смит, Пульсары, Мир, М., 1979.