

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 2, Ереван, 1960, стр. 215.
2. M. Heydari-Malayeri, C. Kahane, R. Lucas, G. Testor, Regions of Recent Star Formation, eds. R. S. Roger and P. E. Dewdney, 1982, p. 43.
3. F. P. Israel, Astron. Astrophys., 61, 337, 1977.
4. F. P. Israel, Ap. J., 85, 1612, 1980.
5. I. Kazes, C. M. Walmsley, E. Churchwell, Astron. Astrophys., 60, 293, 1977.
6. M. Heydari-Malayeri, G. Testor, Astron. Astrophys., 96, 219, 1981.
7. C. L. Matthews, Ap. J., 245, 560, 1981.
8. V. W. Blanco, J. J. Nassau, J. Stock, W. Wehlau, Ap. J., 121, 637, 1955.
9. R. A. Sarkissian, J. Hron, Report Inst. Astron., Vienna, 1982.
10. D. Crampton, Y. M. Georgelin, Y. P. Georgelin, Astron. Astrophys., 66, 1, 1978.
11. M. Chopinet, L. Deharvong-Baudel, M. C. Lortet-Zuckermann, Astron. Astrophys., 30, 233, 1974.
12. J. A. Hackwell, R. D. Gehrz, Ap. J., 194, 49, 1974.
13. А. Спитуер мл., Физические процессы в межзвездной среде, Мир, М., 1981, стр. 133.
14. P. Pishmish, L. Masse, Rev. Mexicana Astron. Astrof., 5, 39, 1980.
15. D. F. Dickinson, I. A. Frogel, S. E. Person, Ap. J., 192, 347, 1974.
16. L. Blitz, M. Fricch, A. A. Stork, Ap. J. Suppl. ser., 49, 183, 1982.
17. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев, Теоретическая астрофизика, ГИТТЛ, М., 1952, стр. 616.

УДК 524.354.6

О МАГНИТНЫХ СВОЙСТВАХ ПИОННОГО КОНДЕНСАТА В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

Роль нейтронных звезд в общей эволюционной цепи вещества во Вселенной пока в основном остается не выясненной. До 1968 г. они считались лишь уникальными теоретическими построениями. Интерес к ним в значительной степени возрос только после открытия пульсаров и установления их связи с нейтронными звездами. Пульсары являются одним из возможных проявлений нейтронных звезд. Нам кажется, что с последними связан более широкий круг космогонических явлений. Заметим, что в настоящее время эти небесные тела одинаково хорошо укладываются в рамки двух существующих альтернативных космогонических концепций. Но по ряду причин можно ожидать, что особенно важная роль должна отводиться им в концепции академика В. А. Амбарцумяна. Нейтронные звезды являются также уникальными естественными «лабораториями» для исследования ряда фундаментальных проблем физики. Прежде всего это вопрос о наблюдательном подтверждении теории гравитации Эйнштейна для чрезвычайно сильных гравитационных полей. Достаточно точное определение

параметров (масса, радиус, магнитный момент и т. д.) нейтронных звезд из наблюдений за пульсарами, в принципе, позволит получить сведения о ряде специальных вопросов физики элементарных частиц, имеющих прямое отношение к уравнению состояния вырожденного звездного вещества при плотностях порядка ядерной. Сюда следует включить также проблему происхождения магнитных полей звезд.

В этой заметке нас интересуют магнитные поля нейтронных звезд. Заманчивые перспективы для объяснения их происхождения были открыты в работах Д. М. Седракияна и К. М. Шахабасяна [1, 2]. Ими было установлено, что в нейтронных звездах существует естественный механизм генерации мощных магнитных полей, обусловленный явлением сверхтекучести нуклонной компоненты ядерного вещества.

Детальное изучение состояния вырожденного вещества при ядерной плотности открывает новые возможности для объяснения происхождения магнитных полей в пульсарах. В ряде наших работ [3—5], посвященных исследованию свойств вырожденного звездного вещества, развивалась идея о наличии богатого пионного конденсата в плазме при ядерной плотности. В них показано, что в широком диапазоне давлений $6 \cdot 10^{29} \leq P \leq 5 \cdot 10^{33}$ эрг/см³ вырожденная плазма имеет плотность $n_0 \approx 1.7 \cdot 10^{38}$ см⁻³ и находится в связанном состоянии, сходном с состоянием жидкости. При меньших давлениях совершается фазовый переход в состояние $A\pi$ -плазмы (атомные ядра и вырожденный электронный газ), а при $P \geq 5 \cdot 10^{33}$ эрг см⁻³ реализуется адронная фаза вещества со сложным физическим составом. Такое практически несжимаемое ядерное вещество характеризуется следующими основными параметрами:

$$\begin{aligned} y_n &= 0.591, \quad y_p = 0.409, \quad y_\pi = 0.406, \quad y_e = 0.0035, \\ \mu'_n &= -0.63 \text{ МэВ}, \quad \mu'_p = -50.63 \text{ МэВ}, \quad \mu_\pi = 51.29 \text{ МэВ}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $y_k = n_k/n_0$, $\mu'_k = \mu_k - m_k c^2$ — химический потенциал нуклонов, а μ_π — химический потенциал отрицательных пионов.

В соответствии с представлениями, развитыми в упомянутых работах, π^- -мезоны образуют конденсат в одночастотном состоянии с орбитальным квантовым числом $l = 1$. В магнитном отношении такие пионы представляют собой элементарные магнитные диполики с моментом

$$\eta_\pi = \frac{e\hbar}{2m_\pi c} = 3.39 \cdot 10^{-23} \text{ эрг/Гс}. \quad (2)$$

Нуклоны и электроны образуют сильно вырожденный газ и поэтому не дают вклада в магнитное поле звезды, за исключением поля, генерируемого сверхтекучими нуклонными токами по механизму Седракияна. Иначе обстоит дело с пионами. Возможны три магнитных состояния пионного кон-

денсата в ядерном веществе. Можно ожидать, что реализуется характерная для ферромагнетиков доменная структура с параллельно направленными магнитными моментами пионов в каждом из доменов. Мыслима также ситуация антиферромагнетика, когда половина диполиков направлена в одну сторону, а другая половина — в противоположную. Наконец, третья возможность — совершенно хаотическое расположение диполиков (парамагнетизм). Какой из этих вариантов реализуется в действительности, определяется условием минимума энергии системы. Пока этот вопрос не исследован, и поэтому здесь мы ограничимся лишь качественными суждениями.

Допустим, что пионный конденсат обладает свойствами ферромагнетика, тогда магнитный момент единицы объема в домене равен

$$I = n_{\pi} \eta_{\pi} = 2.34 \cdot 10^{15} \text{ эрг/Гс см}^3, \quad (3)$$

где $n_{\pi} = n_0 y_{\pi} = 6.9 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$ — плотность пионов в ядерном веществе. При полностью упорядоченном расположении доменов для магнитного момента нейтронной звезды имели бы

$$M = \frac{4\pi}{3} n_{\pi} \eta_{\pi} (R_2^3 - R_1^3) = 9.78 \cdot 10^{13} (R_2^3 - R_1^3) \text{ эрг/Гс}, \quad (4)$$

где R_1 и R_2 — измеренные в сантиметрах внутренний и наружный радиусы сферического слоя звезды, занимаемого ядерным веществом. Для получения численных данных воспользуемся результатами работы [6]. Устойчивые конфигурации (нейтронные звезды) представлены точками отрезка DE рис. 1 этой работы. В табл. 1 приведены размеры ядерного слоя для ряда моделей нейтронных звезд и соответствующие им магнитные моменты, вычисленные по формуле (4). Как видим, при насыщенном намагничении пионного конденсата их магнитные моменты оказываются порядка $10^{32} \div 10^{33}$ эрг/Гс. Для объяснения предполагаемых магнитных полей пульсаров достаточно небольшой доли (порядка 1%) доменов, моменты которых некомпенсированы. Заметим, что в этом случае магнитное поле нейтронной звезды, вообще говоря, не коррелировано с ее вращением.

В случае, когда пионный конденсат является парамагнитом, для его намагничения необходимо наличие внешнего магнитного поля. Им может служить магнитное поле, генерируемое явлением сверхтекучести нейтронно-протонной компоненты ядерного вещества. Взаимодействие пионных диполиков с магнитным полем приводит к расщеплению основного уровня конденсата (химический потенциал пионов равен 51.3 МэВ) на три сравнительно тесно расположенных подуровня. Средний магнитный момент пиона вдоль магнитного поля равен

Таблица 1

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ НАСЫЩЕНИЯ МОДЕЛЕЙ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Давление в центре $10^{-33} P(0)$ эрг/см ³		373	179	98.4	60.1	39.6	27.7	15.3	12.0	9.58	7.81	6.48	5.45	3.97	2.31	1.82	1.29
Радиусы слоя (км)	R_1	11.62	12.08	11.85	11.13	10.12	9.00	6.76	5.70	4.66	3.60	2.41	—	—	—	—	—
	R_2	12.02	12.59	12.51	11.98	11.19	10.32	8.67	7.95	7.32	6.76	6.27	5.84	5.11	4.05	3.64	3.12
$10^{-33} M$ эрг/Гс		1.64	2.28	2.88	3.33	3.57	3.62	3.35	3.11	2.85	2.57	2.28	1.95	1.31	0.650	0.472	0.297

$$\bar{\gamma}_\pi = \gamma_\pi \frac{\sum m e^{am}}{\sum e^{am}} = \gamma_\pi \frac{2 \operatorname{sh} a}{1 + 2 \operatorname{ch} a}. \quad (5)$$

Здесь $m = 0, \pm 1$ — магнитное квантовое число,

$$a =: \gamma_\pi H / kT = 2.46 \cdot 10^{-3} H_{12} / T_8,$$

где $H_{12} = 10^{-12} H$, а $T_8 = 10^{-8} T$. Ситуация в недрах нейтронных звезд такова, что $a \ll 1$, поэтому $\bar{\gamma}_\pi \approx 2a\gamma_\pi/3$. Следовательно, намагниченность ядерного вещества равна

$$I = n_\pi \bar{\gamma}_\pi = \frac{2}{3} \frac{n_\pi \gamma_\pi^2}{kT} H = 3.83 \cdot 10^{13} \frac{H_{12}}{T_8},$$

а магнитная индукция

$$B = \left(1 + \frac{8\pi n_\pi \gamma_\pi^2}{3kT}\right) H \approx \frac{50}{T_8} H. \quad (6)$$

Таким образом, парамагнетизм пионного конденсата может привести к заметному усилению (примерно в 50 раз) магнитного поля, генерируемого протонными вихревыми нитями.

On Magnetic Properties of Pion Condensate in Neutron stars. The possible role of pion condensate in the problem of powerful magnetic field generation in neutron stars is discussed.

10 марта 1983

Ереванский государственный
университет
Отдел прикладных проблем
физики АН Арм.ССР

Г. С. СААКЯН

Л. Ш. ГРИГОРЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, *Астрофизика*, 16, 727, 1980.
2. Д. М. Седракян, *Астрофизика*, 18, 417, 1982.
3. Г. С. Саакян, Л. Ш. Григорян, *Астрофизика*, 13, 669, 1977.
4. Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, *Физика атомного ядра и элементарных частиц*, 10, 1075, 1979.
5. L. Sh. Grigorian, *Astrophys. Space. Sci.* 89, 221, 1983.
6. Л. Ш. Григорян, Г. Г. Арутюнян, *Астрофизика*, 19, 380, 1983.