

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

АВГУСТ, 1977

ВЫПУСК 3

ОБ УСТОЙЧИВОМ СОСТОЯНИИ ХОЛОДНОГО ЗАМАГНИЧЕННОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ ПЛОТНОСТЯХ, МЕНЬШЕ ЯДЕРНОЙ

В. С. СЕКЕРЖИЦКИИ, Г. А. ШУЛЬМАН

Поступила 5 января 1976

Пересмотрена 11 июня 1976

Исследуется наиболее устойчивое состояние Ae - и Aep -фаз холодного вещества, находящегося в сверхсильном магнитном поле. Получены выражения плотности числа барионов и плотности энергии в зависимости от напряженности магнитного поля для различных значений массового числа и для наиболее устойчивого состояния вещества. Приведены численные оценки порога появления свободных нейтронов и порога электронно-нуклонной фазы вещества для различных значений напряженности магнитного поля. Показано, что с увеличением напряженности магнитного поля H порог образования Aep -фазы смещается в сторону более высоких плотностей и при $H \gtrsim 2 \cdot 10^{18}$ гс вещество переходит из Ae -фазы в epr -фазу, минуя Aep -фазу.

1. *Введение.* Как известно, при большой плотности вещества массовое число A и заряд атомного ядра Z зависят от граничной энергии электронов. С повышением плотности сначала происходит нейтронизация вещества, затем образуются стабильные свободные нейтроны. Дальнейшее увеличение плотности вещества ведет к образованию сплошной ядерной материи, состоящей из протонов, нейтронов и электронов. Абсолютно устойчивым является при этом такое состояние холодного плотного вещества, в котором запрещены β -процессы и пикноядерные реакции [1].

Настоящая работа посвящена вопросу абсолютно устойчивого состояния вещества с замороженным магнитным полем. Будем исходить из предположения, что ядра атомов образуют кристаллическую решетку, а электроны — вырожденный релятивистский идеальный газ, находящийся в однородном магнитном поле. Как показано в [2], кристаллическая решетка плотного вещества в однородном магнитном поле для плотностей $\gtrsim 10^6$ г/см³ устойчива при $H \gtrsim 10^{25}$ гс. Мы же будем рассматривать

вещество с замороженным магнитным полем, напряженность которого $H \ll 10^{23}$ гс.

В этом случае магнитное поле существенно изменяет плотность числа квантовых состояний релятивистских электронов и ориентирует свободные нейтроны плотного вещества вдоль направления поля.

2. Устойчивое состояние *Ае*-фазы вещества в сверхсильном магнитном поле. *Ае*-фаза вещества состоит из голых атомных ядер и свободных электронов. Устойчивое состояние вещества в *Ае*-фазе мы можем исследовать, исходя из формулы плотности энергии для заданного массового числа *A* [1]:

$$\rho = \frac{n_{\text{я}}}{A} [(A - Z) m_n c^2 + Z m_p c^2 - W(A, Z)] + \rho_e, \quad (1)$$

где первое слагаемое есть плотность энергии атомных ядер, второе — плотность энергии вырожденного релятивистского электронного газа, находящегося в однородном магнитном поле, $n_{\text{я}}$ — число барионов в единице объема, $n_{\text{я}}/A$ — плотность числа атомных ядер с параметрами *A* и *Z*, m_n и m_p — соответственно массы нейтрона и протона, *c* — скорость света, $W(A, Z)$ — энергия связи ядра, определяемая формулой Вайцзеккера [3]:

$$W(A, Z) = c_0 A - c_1 A^{2/3} - c_2 Z^2 A^{-1/3} - c_3 A (1 - 2ZA^{-1})^2, \quad (2)$$

$c_0 = 15.7; \quad c_1 = 17.8; \quad c_2 = 0.71; \quad c_3 = 23.7$

(значения коэффициентов c_0, c_1, c_2, c_3 даны в Мэв и взяты из [1]).

Мы будем рассматривать электронный газ с концентрацией электронов $n_e \approx 10^{31} \text{ см}^{-3}$, поэтому вправе ограничиться ультрарелятивистским приближением. Чтобы получить выражение для плотности энергии электронов ρ_e , воспользуемся формулой средней энергии вырожденного ультрарелятивистского электронного газа в присутствии квантующих магнитных полей [4]:

$$E = \frac{N_{10} [2xR_2(x) - R_1(x)]}{2 |R_2(x)|^{4/3}}, \quad (3)$$

Заметно изменяют энергетические характеристики ультрарелятивистского электронного газа сверхсильные магнитные поля, для которых $0 < x^2 < 2$, что соответствует квантовому уровню Ландау $n=0$. Тогда, согласно [4], имеем

$$R_1(x) = \frac{3}{2} x^2, \quad R_2(x) = \frac{3}{2} x. \quad (4)$$

Подставляя (4) в (3) и учитывая, что плотность энергии электронного газа E_n/N , где *N* — общее число электронов, получим

$$\rho_e = \frac{n_e}{2} \mu_0 \left(\frac{x^2}{1.5} \right)^{1/3}, \quad (5)$$

где μ_0 — химический потенциал ультрарелятивистского электронного газа в отсутствие внешних воздействий [1]:

$$\mu_0 = (3\pi^2)^{1/3} \hbar c n_e^{1/3}, \quad (6)$$

$$x^2 = \frac{\mu^2}{2m_e c^2 \mu_B H}. \quad (7)$$

Здесь μ — химический потенциал ультрарелятивистского электронного газа, $\mu_B = (eh)/(2m_e c)$ — магнетон Бора, m_e и e — соответственно масса и заряд электрона, \hbar — постоянная Планка.

Условие нейтральности дает $n_e = (Z/A)n_B$, и потому выражение (1) с учетом (2) и (5) примет вид

$$\rho = n_B \left[(m_n c^2 + c_3 - c_0) - (m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) \frac{Z}{A} + c_1 A^{-1/3} + (c_2 A^{2/3} + 4c_3) \frac{Z^2}{A^2} \right] + \frac{\pi^2 \hbar^3 c}{2m_e \mu_B H} \frac{Z^2}{A^2} n_B^2. \quad (8)$$

Минимизируя (8) при заданной плотности числа барионов, согласно [1], найдем формулу, определяющую зависимость отношения Z/A от плотности числа барионов n_B и напряженности магнитного поля H при заданном A :

$$n_B = \frac{m_e \mu_B H}{\pi^2 \hbar^3 c} \frac{1}{y} [(m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) - 2y (c_2 A^{2/3} + 4c_3)], \quad (9)$$

где

$$y = Z/A.$$

Используя (9), легко получить выражение для минимального значения плотности энергии среды, состоящей из одного типа атомных ядер с фиксированным массовым числом A :

$$\rho = n_B \left[(m_n c^2 + c_3 - c_0) + c_1 A^{-1/3} - \frac{1}{2} y (m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) \right]. \quad (10)$$

Следуя [1], получаем для самого устойчивого состояния вещества Ae -фазы соотношения, определяющие зависимость A и Z от плотности числа барионов n_B и от напряженности магнитного поля H :

$$y = \frac{Z}{A} = \left(\frac{c_1}{2c_2 A} \right)^{1/2} \approx \frac{3.54}{\sqrt{A}}, \quad (11)$$

$$n_{\text{я}} = \frac{m_e^{1/3} H}{\pi^2 H^3 c} \left[(m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) \left(\frac{2c_2 A}{c_1} \right)^{1/2} - 2(c_2 A^{2/3} + 4c_3) \right], \quad (12)$$

а также формулу, определяющую наименьшее значение плотности энергии вырожденной электронно-ядерной нейтральной плазмы при заданных значениях $n_{\text{я}}$ и H :

$$\begin{aligned} \varphi_{\text{min}} = n_{\text{я}} \left[(m_n c^2 + c_3 - c_0) + c_1 A^{-1/3} - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \left(\frac{c_1}{2c_2 A} \right)^{1/2} (m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Легко видеть, что для заданного $n_{\text{я}}$ увеличение напряженности магнитного поля H влечет за собой увеличение отношения Z/A , что свидетельствует о замедлении процесса нейтронизации вещества Ае-фазы. Зависимость A и Z/A от плотности числа барионов $n_{\text{я}}$ в присутствии магнитного поля заметна лишь при $\varepsilon_e(H) \gg m_e c^2$, где $\varepsilon_e(H)$ — граничная энергия электронов.

С возрастанием напряженности магнитного поля граничная энергия электронов $\varepsilon_e(H)$ уменьшается [2]. Это приводит к снятию вырождения и приближения идеального газа для электронов Ае-фазы вещества [5], поскольку для вырожденного электронного газа

$$\varepsilon_e(H) \gg kT \quad (14)$$

и для идеального газа

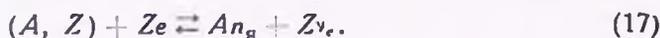
$$\varepsilon_e(H) \gg \varepsilon_{\text{кул}}, \quad (15)$$

где $\varepsilon_{\text{кул}} \sim e^2 r^{-1}$ — энергия кулоновского взаимодействия электрона с электронами и протонами, $r \sim n_e^{-1/3}$ — среднее расстояние между электроном и протоном. Согласно [5], условие идеальности электронного газа является более сильным ограничением, чем условие вырождения, т. е. еще до того, как сверхсильное магнитное поле снимает вырождение ультрарелятивистского электронного газа, он перестает быть идеальным. В нашем случае ультрарелятивистский электронный газ можно считать идеальным и вырожденным, если напряженность магнитного поля $H \lesssim 10^{10}$ эс.

3. Устойчивое состояние Аен-фазы вещества в сверхсильном магнитном поле. Образование свободных нейтронов в вырожденной электронно-ядерной плазме происходит, как известно [1], при граничной энергии ε_e электронов, удовлетворяющей условию

$$Z\varepsilon_e \geq [Am_n - M(A, Z)]c^2, \quad (16)$$

где $M(A, Z)$ — масса ядра. Знак равенства соответствует порогу появления нейтронов в составе вещества в качестве стабильной его компоненты. Термодинамическое равновесие между различными компонентами вещества осуществляется с помощью реакций



Появление свободных нейтронов вызвано требованием минимума энергии. Как и в [1], будем называть Асп-фазой вещества такое его состояние, в котором наряду с атомными ядрами и электронами имеются стабильные свободные нейтроны. В этой фазе протон является нестабильной частицей, поскольку здесь

$$m_p c^2 + \varepsilon_e > m_n c^2 + T_n, \quad (18)$$

где T_n — кинетическая энергия нейтрона.

Условие нейтральности плазмы в Асп-фазе имеет вид:

$$Z(n_{\gamma} - n_n) = An_e, \quad (19)$$

где n_n — плотность числа свободных нейтронов. Тогда выражение для плотности энергии Асп-фазы вещества в сверхсильном магнитном поле можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \rho = & \frac{n_{\gamma} - n_n}{A} [(A - Z) m_n c^2 + Z m_p c^2 - W(A, Z)] + \\ & + m_n n_n c^2 - \mu_n H n_n + \frac{3}{10} \frac{(3\pi^2)^{2/3} h^2}{m_n} n_n^{5/3} + \\ & + \frac{\pi^2 h^3 c}{2 m_e \mu_B H} \frac{Z^2}{A^2} (n_{\gamma} - n_n)^2. \end{aligned} \quad (20)$$

Здесь $\mu_n = -9.66065 \cdot 10^{-24}$ эрг/с — магнитный момент нейтрона. Третье и четвертое слагаемые представляют собой соответственно плотность энергии взаимодействия нейтронов с магнитным полем и плотность фермиевской кинетической энергии нерелятивистских нейтронов, последнее слагаемое — плотность энергии ультрарелятивистского электронного газа в сверхсильном магнитном поле напряженностью H .

Следуя [1], получим

$$\left. \begin{aligned} n_n = & \frac{(2m_n)^{3/2}}{3\pi^2 h^3 c^3} [(c_3 - c_0) + c_1 A^{-1/3} - y^2 (4c_3 + c_2 A^{2/3}) + \mu_n H]^{3/2}, \\ n_{\gamma} = & n_n + \frac{m_e \mu_B H}{\pi^2 h^3 c} \frac{1}{y} [(m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) - 2y (4c_3 + c_2 A^{2/3})]. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Для минимального значения плотности энергии среды, состоящей из одного типа атомных ядер с фиксированным массовым числом A имеем из (20) с учетом (2) и (21):

$$\begin{aligned} \rho = n_{\text{я}} m_{\text{н}} c^2 + n_{\text{я}} \left[(c_3 - c_0) + c_1 A^{-1/3} - \frac{1}{2} y (m_{\text{н}} c^2 - m_{\text{р}} c^2 + 4c_3) \right] + \\ + n_{\text{n}} \left[-\frac{2}{5} (c_3 - c_0) - \frac{2}{5} c_1 A^{-1/3} + \frac{1}{2} y (m_{\text{н}} c^2 - m_{\text{р}} c^2 + 4c_3) - \right. \\ \left. - \frac{3}{5} y^2 (4c_3 + c_2 A^{2/3}) - \frac{2}{5} \mu_{\text{n}} H \right]. \end{aligned} \quad (22)$$

Для самого устойчивого состояния вещества Аеп-фазы после вычислений, аналогичных [1], получим:

$$y^2 = \frac{Z^2}{A^2} = \frac{c_1}{2c_2 A}, \quad (23)$$

$$\begin{aligned} n_{\text{n}} = \frac{(2m_{\text{n}})^{3/2}}{3\pi^2 \hbar^3 c^3} \left[(c_3 - c_0) + \frac{1}{2} c_1 A^{-1/3} - \frac{2c_1 c_3}{c_2 A} + \mu_{\text{n}} H \right]^{3/2}, \\ n_{\text{я}} = n_{\text{n}} + \frac{m_{\text{е}} \mu_{\text{В}} H}{\pi^2 \hbar^3 c} \left[(m_{\text{н}} c^2 - m_{\text{р}} c^2 + 4c_3) \left(\frac{2c_1 A}{c_1} \right)^{1/2} - 2(c_2 A^{2/3} + 4c_3) \right]. \end{aligned} \quad (24)$$

Окончательное выражение для наименьшего значения плотности энергии вещества при заданных $n_{\text{я}}$ и H в Аеп-фазе примет вид:

$$\begin{aligned} \rho_{\text{min}} = m_{\text{n}} n_{\text{я}} c^2 + n_{\text{я}} \left[(c_3 - c_0) + c_1 A^{-1/3} - \frac{1}{2} \left(\frac{c_1}{2c_2 A} \right)^{1/2} \times \right. \\ \times (m_{\text{н}} c^2 - m_{\text{р}} c^2 + 4c_3) \left. \right] + n_{\text{n}} \left[-\frac{2}{5} (c_3 - c_0) - \frac{2}{5} c_1 A^{-1/3} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \left(\frac{c_1}{2c_2 A} \right)^{1/2} (m_{\text{н}} c^2 - m_{\text{р}} c^2 + 4c_3) - \frac{3}{5} \frac{c_1}{2c_2 A} (4c_3 + c_2 A^{2/3}) - \frac{2}{5} \mu_{\text{n}} H \right]. \end{aligned} \quad (25)$$

Из уравнений (24) легко видеть, что увеличение напряженности магнитного поля ведет к изменению порога образования Аеп-фазы. При $H=0$ имеем у порога образования Аеп-фазы для самого устойчивого состояния вещества $A \approx 121$, $y=0.322$, $n_{\text{я}} = 1.87 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-3}$; при $H = 10^{18} \text{ гс}$ имеем $A \approx 371$, $y=0.184$, $n_{\text{я}} = 2.96 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-3}$. Это значит, что при напряженности магнитного поля $H=10^{18} \text{ гс}$ первые свободные нейтроны появляются лишь в области ядерных плотностей вещества, т. е. порог образования Аеп-фазы смещается в сторону более высоких плотностей. Значения y и $n_{\text{я}}$ у порога перехода фаз Ае \rightarrow Аеп для различных A приведены в табл. 1.

Таблица 1

A	H = 0		H = 10 ¹⁸ гс	
	$y = \frac{Z}{A}$	$n_n, \text{см}^{-3}$	$y = \frac{Z}{A}$	$n_n, \text{см}^{-3}$
8	0.416	$3.45 \cdot 10^{31}$	0.334	$1.06 \cdot 10^{37}$
27	0.371	$1.09 \cdot 10^{35}$	0.279	$1.61 \cdot 10^{37}$
64	0.342	$1.63 \cdot 10^{35}$	0.246	$2.04 \cdot 10^{37}$
125	0.320	$1.88 \cdot 10^{35}$	0.222	$2.38 \cdot 10^{37}$
216	0.302	$1.87 \cdot 10^{35}$	0.202	$2.67 \cdot 10^{37}$

Аеп-фаза кончается полным развалом атомных ядер и образованием электронно-нуклонной (енр) фазы. Точное определение порога фазового перехода Аеп→енр не представляется возможным, т. к. неизвестен ядерный потенциал в соответствующей области плотностей. Порог перехода фаз Аеп→енр можно лишь оценить из требования равенства нулю энергии связи нуклона [1]:

$$w(A, Z) = -(c_3 - c_0) - c_1 A^{-1/3} + 4c_3 y - (4c_3 + c_2 A^{2/3}) y^2 = 0 \quad (26)$$

В случае наиболее вероятного ядра $y = \sqrt{c_1/(2c_2 A)}$, тогда получим из (26), что $A \approx 702$. Подставляя это значение A в (24), получаем, что у порога рождения енр-фазы для наиболее устойчивого состояния вещества при $H = 10^{18}$ гс, $n_n \approx 5.1 \cdot 10^{35} \text{ см}^{-3}$, $n_n \approx 4.81 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$. Соответственно, при $H=0$ у порога перехода фаз Аеп→енр $n_n \approx 7 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$, $n_n = 1.25 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$ [1]. Увеличение напряженности магнитного поля ведет к уменьшению отношения числа свободных нейтронов к общему числу барионов, и может наступить момент, когда свободные нейтроны вообще не образуются. В этом случае возможен переход из Ае-фазы вещества в енр-фазу, минуя Аеп-фазу. В случае самого устойчивого состояния вещества при напряженности магнитного поля $H \gtrsim 2 \cdot 10^{18}$ гс у порога образования енр-фазы свободных нейтронов в составе вещества нет.

Сценочные значения n_n и n_n у порогов образования енр-фазы для различных A и H легко получить из уравнений (21) и (26). Так, для $A = 27$ получаем $y = 0.182$, тогда при $H = 10^{18}$ гс $n_n = 3.44 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3}$, $n_n = 4.05 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$; при $H = 2 \cdot 10^{18}$ гс, $n_n = 0$, $n_n = 7.41 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$; при $H = 10^{19}$ гс, $n_n = 0$, $n_n = 3.66 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$. В [1] получено для $H = 0$, $n_n = 1.21 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$, $n_n = 1.75 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$. Значения n_n и n_n для других значений A приведены в табл. 2.

Таблица 2

A	y	H = 0		H = 10 ¹⁸ зс		H = 2 · 10 ¹⁹ зс		H = 10 ²⁰ зс	
		n _n , см ⁻³	n _я , см ⁻³	n _n , см ⁻³	n _я , см ⁻³	n _n , см ⁻³	n _я , см ⁻³	n _n	n _я , см ⁻³
8	0.215	1.55 · 10 ³⁷	1.87 · 10 ³⁷	5.67 · 10 ³⁶	3.43 · 10 ³⁷	6.4 · 10 ³⁴	5.75 · 10 ³⁷	—	2.86 · 10 ³⁹
64	0.160	1.08 · 10 ³⁷	1.73 · 10 ³⁷	2.23 · 10 ³⁶	4.66 · 10 ³⁷	—	8.85 · 10 ³⁷	—	4.42 · 10 ³⁹
125	0.148	9.79 · 10 ³⁶	1.71 · 10 ³⁷	1.90 · 10 ³⁶	5.02 · 10 ³⁷	—	9.86 · 10 ³⁷	—	4.93 · 10 ³⁹
216	0.141	8.94 · 10 ³⁶	1.65 · 10 ³⁷	1.43 · 10 ³⁶	5.17 · 10 ³⁷	—	1.00 · 10 ³⁹	—	5.03 · 10 ³⁹

Как и для Ae-фазы, мы можем рассматривать возрастание напряженности магнитного поля до определенного значения, выше которого электронный газ нельзя считать идеальным. В случае Aep-фазы электронный газ остается идеальным и вырожденным, если напряженность магнитного поля $H \lesssim 10^{20}$ зс.

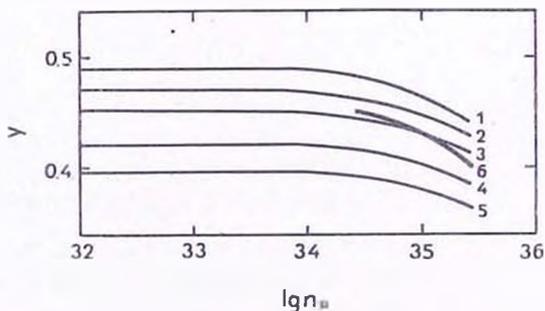


Рис. 1. $H = 10^{17}$ зс. 1 — $A = 8$; 2 — $A = 27$; 3 — $A = 64$; 4 — $A = 125$; 5 — $A = 216$; 6 — для наиболее устойчивого состояния вещества.

На рис. 1 и 2 приведены графики зависимости отношения $y = Z/A$ от логарифма плотности числа барионов n_n для ряда значений массового числа A при напряженности магнитного поля $H = 10^{17}$ зс (рис. 1) и $H = 10^{18}$ зс (рис. 2). Жирная линия соответствует наиболее устойчивому состоянию Ae- и Aep-фаз. Ограничение графика на рис. 1 справа вызвано тем, что в сверхсильных магнитных полях $0 < x^2 < 2$, и мы можем рассчитывать плотность энергии ультрарелятивистского электронного газа лишь до определенных значений при заданных H . Так, например, для $H = 10^{17}$ зс при $A = 27$, $n_e \leq 4.22 \cdot 10^{33}$ см⁻³. На рис. 3 показана зависимость массового числа A наиболее устойчивого ядра от логарифма плотности числа барионов n_n при различных заданных значениях напряженности магнитного поля H .

4. *О равновесии сверхплотных магнитных звезд.* В заключение рассмотрим вопрос о возможности существования сверхсильных магнитных полей в недрах сверхплотной звезды, масса которой $M = M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{33}$ г, а радиус $R \approx 10^6$ см.

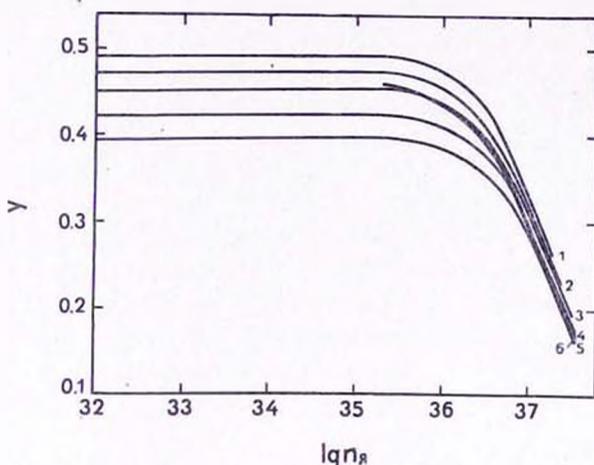


Рис. 2. $H = 10^{18}$ гс. 1 — $A = 8$; 2 — $A = 27$; 3 — $A = 64$; 4 — $A = 125$; 5 — $A = 216$; 6 — для наиболее устойчивого состояния вещества.

Как отмечалось в [6] и [7], если напряженность замороженного магнитного поля на поверхности стандартного пульсара с принятыми выше параметрами лежит в промежутке $2 \cdot 10^{13} < H \leq 10^{14}$ гс, то в силу закона сохранения магнитного потока напряженность магнитного поля в его центре может достигать величины $H_c \sim 10^{18}$ гс. При таком значении напряженности замороженного магнитного поля вблизи центра звезды концентрации протонов (электронов) и нейтронов будут величинами одного порядка и равны $n_p = n_e = n_n \approx 10^{15}$ см $^{-3}$. Фермиевская кинетическая энергия ультрарелятивистских электронов в этом случае достигает величины $\epsilon_e \approx 290$ Мэв. При $H \approx 10^{14}$ гс значение параметра $\chi^2 \sim 10$ и потому при такой концентрации электронов влиянием магнитного поля на их фермиевскую энергию мы можем пренебречь [2]. Фермиевская энергия нерелятивистских протонов и нейтронов почти на два порядка меньше и ею мы можем пренебречь в сравнении с фермиевской энергией ультрарелятивистских электронов.

Если $H_c \approx 10^{18}$ гс, то плотность магнитной энергии $w_M = H_c^2/8\pi = 4 \cdot 10^{34}$ эрг·см $^{-3}$. При этом значении H_c и концентрации электронов, $n_e \approx 10^{15}$ см $^{-3}$, плотность фермиевской кинетической энергии $w_e = \epsilon_e n_e \approx 4.6 \cdot 10^{34}$ эрг·см $^{-3}$. Иными словами, плотности фермиевской энергии ультрарелятивистских электронов и энергии магнитного поля

в центре сверхплотной звезды при плотностях порядка ядерной примерно одинаковы.

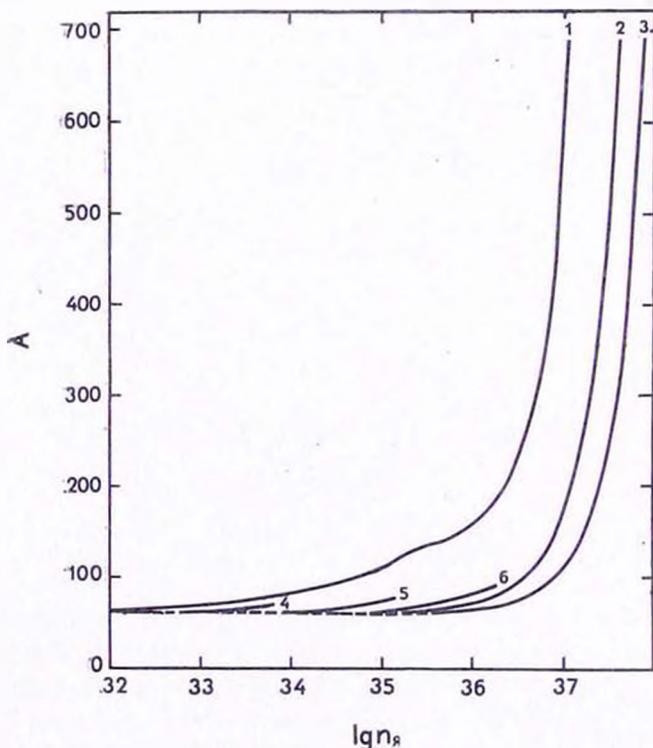


Рис. 3. 1 — $H = 0$; 2 — $H = 10^{19}$ эс; 3 — $H = 2 \cdot 10^{19}$ эс; 4 — $H = 10^{16}$ эс; 5 — $H = 5 \cdot 10^{17}$ эс; 6 — $H = 5 \cdot 10^{17}$ эс.

Сверхплотная звезда с вмороженным магнитным полем будет находиться в равновесном состоянии, если гравитационное давление с одной стороны будет уравновешиваться с другой стороны давлениями, обусловленными фермиевской кинетической энергией ультрарелятивистских электронов и энергией вмороженного магнитного поля.

Плотность гравитационной энергии мы можем легко оценить, и для сверхплотной звезды с параметрами $M \approx 2 \cdot 10^{33}$ г и $R \approx 10^9$ см мы имеем $w_{гр} \sim \gamma (M/R^2)^2 \approx 2.7 \cdot 10^{35}$ эрг·см⁻³.

Легко заметить из нашего грубого оценочного расчета, что $w_{гр}$ превышает сумму w_e и w_m . Это позволяет заключить, что при плотностях порядка ядерных в равновесной сверхплотной звезде с вмороженным сверхсильным магнитным полем напряженность может достигать величины $\sim 10^{18}$ эс или даже несколько превышать это значение.

Таким образом, рассмотрение нами задачи об устойчивом состоянии холодного замагниченного сверхплотного вещества вполне оправдано, поскольку исследуемые нами в этой статье ситуации могут реализоваться в равновесных сверхплотных замагниченных астрофизических объектах.

Что же касается выводов работы, то поскольку в силу отсутствия экспериментальных данных характер изменения поля в недрах звезды определяется лишь на основании закона сохранения магнитного потока при сжатии звезды, они носят оценочный ориентировочный характер.

Необходимо также заметить, что если в центре сверхплотной магнитной звезды $H_c \sim 10^{19}$ гс, то, как следует из результатов работы [8], под действием магнитного поля сфера не является равновесной конфигурацией и будет сплющиваться, сжимаясь по оси симметрии. Это, возможно, и является причиной того, что магнитный момент сверхплотной звезды и ее ось вращения не совпадают [9]. Вопрос этот, равно как и задача о равновесии замагниченных сверхплотных астрофизических объектов, выходит за рамки настоящей статьи и будет рассмотрен отдельно.

Авторы благодарны рецензенту за существенные замечания.

Брестский государственный
педагогический институт

ON THE STABLE STATE OF COLD MATTER WITH INFROSSSED MAGNETIC FIELD BY DENSITIES LESSER NUCLEAR

W. S. SEKERCHITSKI, G. A. SHULMAN

The most stable state Ae- and Aen-phases of cold matter in a superstrong magnetic field has been investigated.

The expressions of barion density and energy density in dependence of magnetic field intensity for the different values of mass number and for most stable state of matter have been received.

The threshold appearance of free neutrons and threshold electron-nucleon phase are estimated related to different intensities of magnetic field.

The threshold Ae-phase is displaced on the side of higher density and is attached to $H \gtrsim 2 \cdot 10^{18}$ gs, the matter turns from Ae-phase into the enp-phase, omitting the Aen-phase.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
2. Г. А. Шульман, *Астрофизика*, 10, 543, 1974.
3. Дж. Блатт, В. Вайскопф, Теоретическая ядерная физика, ИЛ, М., 1954.
4. Г. А. Шульман, *Астрофизика*, 11, 89, 1975.
5. Г. А. Шульман, В. С. Секержицкий, *Астрофизика*, 13, 165, 1977.
6. Г. А. Шульман, *Астрон. ж.*, 52, 1166, 1975.
7. Г. А. Шульман, *Астрон. ж.*, 53, 755, 1976.
8. E. Fermi, S. Chandrasekhar, *Ap. J.*, 118, 116, 1953;
E. Ферми, Научные труды, т. II, Наука, М., 1972, стр. 595.
9. Ф. Дайсон, Д. Тер Хаар, Нейтронные звезды и пульсары, Мир, М., 1973, стр. 130.