

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

НОЯБРЬ, 1977

ВЫПУСК 4

### СВЕРХПЛОТНАЯ ВЫРОЖДЕННАЯ ПЛАЗМА

Г. С. СААКЯН, А. Ш. ГРИГОРЯН

Поступила 11 октября 1977

Показано, что в вырожденном веществе при плотностях  $\rho > 3.4 \cdot 10^{10}$   $\text{г}/\text{см}^3$  явление нейтронизации должно смениться пионизацией. С повышением плотности относительное число отрицательных пионов в ядрах монотонно растет, и то время как концентрации нейтронов и протонов замораживаются на значениях 0.6 и 0.4. При плотности  $6 \cdot 10^{11}$   $\text{г}/\text{см}^3$  и давлении  $6.6 \cdot 10^{29}$   $\text{эрг}/\text{см}^2$  совершается фазовый переход в состояние сплошной ядерной материи. В этой фазе числа нейтронов, протонов и пионов равны  $0.591 N$ ;  $0.409 N$ ;  $0.406 N$ ,  $N$  — число нуклонов, а состояние сходно с жидким: вещество находится в связанном состоянии (химические потенциалы нуклонов отрицательны) и несжимаемо до давлений  $\sim 5 \cdot 10^{33}$   $\text{эрг}/\text{см}^3$ . Проведено качественное рассмотрение адронной плазмы при плотностях выше ядерной. Получено уравнение состояния вырожденной плазмы во всем диапазоне плотностей.

1. *Введение.* За последние два десятилетия теория сверхплотных небесных тел презрпатилась в один из важных разделов астрофизики. Ее актуальность особенно возросла после открытия пульсаров. Впервые идея о сверхплотных небесных телах возникла в работе Ландау [1]. Теория белых карликов в основном была разработана в работах Чандрасекара [2] и других [3—5]. В 30-х годах в работах Бааде, Цвикки [6] и Оппенгеймера и Волкова [7] возникло представление о нейтронных звездах — конфигурациях, преимущественно состоящих из нейтронов. Открытие гиперонов и других адронов после 1950 г., а также появление космогонической концепции В. А. Амбарцумяна в 1958 г. [8] послужили мощным стимулом для интенсивных исследований в области теории сверхплотных небесных тел [9—12]. Новым важным этапом в этой области явилось открытие явления пионизации вещества. Впервые в работах Мингала [13] было обращено внимание на роль  $\pi$ -мезонов в атомных ядрах. Позже в ряде работ [13—18] исследовалось образование  $\pi$ -конденсата в бесконечной ядерной материи. В работе [19] было установлено, что на самом деле пионизация вещества

начинается при плотностях, на  $3 \div 4$  порядка ниже ядерной. Начиная с граничной энергии электронов порядка нескольких мэв, атомные ядра в плазме заполняются  $\pi^-$ -мезонами. Появление  $\pi^-$ -мезонов оказывается выгодным, поскольку замедляет сравнительно быстрый рост граничной энергии электронов, что приводит к уменьшению энергии системы. Примечательно, что с появлением пионов нейтронизация вещества прекращается на значениях концентраций протонов и нейтронов, равных 0.4 и 0.6.

Содержание предлагаемой статьи является развитием нашей работы [19]. Удалось провести ряд уточнений, которые, как нам кажется, могут привести к важным астрофизическим следствиям.

2. Уточненная формула Вайцзеккера. Корректное исследование состояния пионного конденсата в ядерном веществе представляет трудную задачу, поскольку оно требует хорошего знания нуклон-нуклонного, пион-пионного и нуклон-пионного взаимодействий. Но дело осложняется еще и тем, что здесь существенны многочастичные взаимодействия. В работе [20] такое сложное теоретическое исследование вопроса заменено феноменологическим рассмотрением. В силу ряда особенностей, существующих в тяжелых ядрах с  $A \approx 200$ , в них, по-видимому, должны присутствовать отрицательные пионы помимо нейтрального мезонного фона, исследованного в [13]. Введя в известную формулу Вайцзеккера соответствующие слагаемые, учитывающие наличие  $\pi^-$ -мезонов в ядрах, и затем, методом наименьших квадратов, согласуя теоретическую формулу с экспериментальными значениями энергии связи ядер, были определены все коэффициенты, входящие в уточненную формулу масс

$$Mc^2 = N_n m_n c^2 + N_p m_p c^2 - c_0 A + c_1 A^{2/3} + c_2 \frac{(N_p - N_n)^2}{A^{1/3}} + c_3 \frac{[N_n - (N_p - N_n)]^2}{A} + c_4 \frac{[N_n - (N_p - N_n)]^4}{A^2} + c_5 \frac{N_n^2}{A} + c_6 N_n, \quad (1)$$

где  $N_n$ ,  $N_p$ ,  $N_\pi$  соответственно числа нейтронов, протонов и  $\pi^-$ -мезонов,  $A = N_n + N_p$  - массовое число. Кулоновский член пропорционален  $(N_p - N_n)^2$ , поскольку заряд ядра определяется протонами и  $\pi^-$ -мезонами.  $N_\pi$  протонов, которые в соответствии с  $p$ -волновым пион-нуклонным взаимодействием при низких энергиях можно представить окруженными мезонным облаком, очевидно, в некотором смысле не тождественны с оставшимися  $N_p - N_\pi$ -протонами. Поэтому они не учтены в VI и VII слагаемых, представляющих энергию симметрии нуклонов. Их обменная энергия отдельно представлена VIII слагаемым. Последний член в (1) есть ползья энергия пионов.

По нашим представлениям в ядрах с  $A \lesssim 200$  нет отрицательных пионов. В этой области формула (1) без дополнительных членов удовлетворительно описывает зависимость энергии связи нуклона от  $A$  и  $Z$ . Поэтому для коэффициентов  $c_0 \div c_3$  принимались известные в литературе значения.

$$c_0 = 15.75; \quad c_1 = 17.8; \quad c_2 = 0.71; \quad c_3 = 23.7 \text{ Мэв.} \quad (2)$$

Коэффициент  $c_4$  дополнительного члена энергии симметрии сначала был определен по энергиям связи ядер с  $50 \leq A \leq 257$ . Пионные параметры  $c_3$  и  $c_2$  определялись по 200 ядрам с  $220 \leq A \leq 257$ . Вместе с ними уточнялось также и значение  $c_4$ . Было найдено

$$c_4 = -3.5; \quad c_3 = 17.65; \quad c_2 = 11.96 \text{ Мэв.} \quad (2')$$

Среднеквадратичная ошибка энергий связи нуклона, рассчитанная по формуле (1), при этих значениях параметров  $c_4$ ,  $c_3$  и  $c_2$  в рассматриваемой области примерно на порядок больше экспериментальных ошибок. Если предположить, что все слагаемые (1) имеют примерно одинаковый вклад в  $(\Delta b)^2$ , то

$$\begin{aligned} \Delta c_0 &= \pm 0.001; \quad \Delta c_1 = \pm 0.007; \quad \Delta c_2 = \pm 0.0002; \quad \Delta c_3 = \pm 0.02; \\ \Delta c_4 &= \pm 0.67; \quad \Delta c_3' = \pm 2.06; \quad \Delta c_2 = \pm 0.19 \text{ Мэв.} \end{aligned} \quad (3)$$

Принимая за основу (1), можно убедиться, что в ядрах с  $A \lesssim 200$  мезонов нет [20]. В ядрах же с  $A \gtrsim 200$  число  $\pi^-$ -мезонов в изобарах с наибольшими порядковыми номерами  $Z$  сравнительно мало, а с уменьшением  $Z$  число их растет, достигая 5-7 частиц в изобарах с наименьшими  $Z$ . Так, например, для группы ядер с  $A = 230$  и  $Z = 93, 92, 91, 90, 88, N_n = 1, 2, 3, 4, 7$ , а при  $A = 254$  и  $Z = 102, 101, 100, 99, 98, N_n = 2, 4, 4, 5, 6$ .

3. *Явление пионизации в вырожденной плазме.* В нашей предыдущей работе [19] было показано, что в вырожденной  $A_c$ -плазме происходит пионизация ядер. В обычных условиях для стабильности  $\pi^-$ -мезонов необходимо, чтобы их химический потенциал не превышал величины порядка  $m_\pi c^2$ . Это условие удовлетворяется лишь в изобарах тяжелых ядер. В вырожденной плазме условия для устойчивости отрицательных пионов более благоприятны, поскольку число их определяется из равенства химического потенциала этих частиц граничной энергии электронов:  $\mu_\pi = \mu_e$ . В [19] эффект пионизации исследовался путем некоторого видоизменения формулы Вайцеккера, исходя из общих теоретических соображений. Вновь возвращаясь к этому вопросу, будем исходить из полуэмпирической формулы (1). Входящие в нее параметры пионов можно считать более достоверными, чем полученные путем теоретических расчетов, так как они, по сути дела, определены из экспериментальных данных энергий связи ядер.

Рассмотрим основное состояние  $A\epsilon$ -плазмы, состоящей из вырожденного газа электронов и одинаковых атомных ядер с наибольшими значениями энергии связи  $b(A, Z)$  нуклонов. Параметры  $A, Z, b(A, Z)$  этих ядер определяются граничной энергией электронов, т. е. являются определенными функциями плотности. Состояние такой плазмы определяется следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \mu_n &= \mu_p + \mu_e, \quad \mu_x = \mu_p, \\ Mc^2 &= N_n \mu_n + N_p \mu_p + N_x \mu_x = A \mu_n - Z \mu_p, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\mu_x$  — химический потенциал частиц. Разумеется, полученные ниже результаты справедливы и при температурах, отличных от нуля, если они не превышают температур вырождения частиц. К системе (4) следует добавить условие электронейтральности плазмы.

$$n_e = \frac{Z}{A} n, \quad (5)$$

где  $n_e$  — плотность электронов,  $n$  — число нуклонов в расчете на единицу объема,  $n/A$  — плотность ядер, а  $Z = N_p - N_x$ .

Из (1) находим

$$\begin{aligned} \mu_n &= m_n c^2 - c_0 + \frac{2c_1}{3A^{1/3}} - \frac{c_2}{3} y^2 A^{2/3} + 2c_3(1 - 2y - y_x) - \\ &- c_3(1 - 2y - y_x)^2 + 4c_4(1 - 2y - y_x)^3 - 3c_4(1 - 2y - y_x)^4 - c_5 y_n^2, \\ \mu_p &= m_p c^2 - c_0 + \frac{2c_1}{3A^{1/3}} + 2c_2 y A^{2/3} - \\ &- \frac{c_2}{3} y^2 A^{2/3} - 2c_3(1 - 2y - y_x) - c_3(1 - 2y - y_x)^2 - \\ &- 4c_4(1 - 2y - y_x)^3 - 3c_4(1 - 2y - y_x)^4 - c_5 y_n^2, \\ \mu_x &= -2c_2 y A^{2/3} + c_2 + 2c_3(1 - 2y - y_x) + 4c_4(1 - 2y - y_x)^3 + 2c_5 y_n. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь  $y = Z/A$ , а  $y_x = N_x/A$ . Химический потенциал электронов равен

$$\mu_e = a n_e^{1/3} = a (y n)^{1/3}, \quad (7)$$

где  $a = 6.1145 \cdot 10^{-11}$  Мэв·см. Подставляя (6) и (7) в (4), приходим к результату

$$2c_1(1 - 2y - y_e) + 4c_1(1 - 2y - y_e)^3 - 2c_2 y_e - c_e + \Delta mc^2 = 0,$$

$$y_e = \frac{1}{4c} [a(y_n)^{1/3} + 2c_2 y A^{2/3} - 2c_e + \Delta mc^2], \quad (8)$$

$$y^3 = \frac{c_1}{2c_2 A}.$$

где  $\Delta m = m_n - m_p$ .

Параметры основного состояния вырожденной Ac-плазмы, определяемые системой уравнений (8), в зависимости от плотности массы

$$\rho = n \frac{M}{A} + \frac{3n_p y_e}{4c^2} = \frac{n}{c^2} \left( y_n - \frac{1}{4} y_e^3 \right) \quad (9)$$

приведены в табл. 1. Данные последней строки относятся к сплошной ядерной материи.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ СВЕРХПЛОТНОЙ  
ВЫРОЖДЕННОЙ ПЛАЗМЫ

$\rho$ (г·см <sup>-3</sup> )	$P$ (арг·см <sup>-3</sup> )	$A$	$\frac{Z}{A} = \frac{N_p - N_n}{A}$	$\frac{N_n}{A}$	$m_n c^2 - \mu_n$ (Мэв)	$\mu_e$ (Мэв)	$(m_n - \rho/n)c^2$ (Мэв)
6.701 10 <sup>6</sup>	5.444 10 <sup>23</sup>	62	0.450		9.01	0.75	9.09
7.289 10 <sup>7</sup>	1.292 10 <sup>25</sup>	63	0.445		8.61	1.65	8.79
2.723 10 <sup>8</sup>	7.374 10 <sup>25</sup>	65	0.440		8.21	2.55	8.49
1.376 10 <sup>9</sup>	6.199 10 <sup>26</sup>	68	0.430		7.43	4.34	7.90
3.952 10 <sup>9</sup>	2.450 10 <sup>27</sup>	71	0.420		6.67	6.12	7.32
8.669 10 <sup>9</sup>	6.756 10 <sup>27</sup>	75	0.410		5.94	7.88	6.75
1.623 10 <sup>10</sup>	1.507 10 <sup>28</sup>	78	0.400		5.23	9.63	6.20
2.736 10 <sup>10</sup>	2.922 10 <sup>28</sup>	82	0.390		4.55	11.36	5.66
3.388 10 <sup>10</sup>	3.818 20 <sup>28</sup>	85	0.385	0.001	4.24	12.15	5.41
3.574 10 <sup>10</sup>	4.061 10 <sup>28</sup>	86	0.382	0.004	4.17	12.34	5.35
6.742 10 <sup>10</sup>	8.319 10 <sup>28</sup>	104	0.347	0.043	3.29	14.76	4.57
1.138 10 <sup>11</sup>	1.462 10 <sup>29</sup>	127	0.314	0.080	2.55	17.00	3.88
1.778 10 <sup>11</sup>	2.300 10 <sup>29</sup>	157	0.283	0.114	1.94	19.04	3.28
2.621 10 <sup>11</sup>	3.330 10 <sup>29</sup>	195	0.253	0.147	1.44	20.88	2.77
3.697 10 <sup>11</sup>	4.511 10 <sup>29</sup>	246	0.226	0.177	1.05	22.53	2.32
5.032 10 <sup>11</sup>	5.784 10 <sup>29</sup>	314	0.200	0.205	0.74	23.97	1.94
5.806 10 <sup>11</sup>	6.432 10 <sup>29</sup>	356	0.188	0.218	0.62	24.62	1.77
6.052 10 <sup>11</sup>	6.627 10 <sup>29</sup>	370	0.184	0.221	0.58	24.80	1.72
2.841 10 <sup>14</sup>	—	∞	0.00347	0.406	0.58	51.29	0.63

В изолированных ядрах  $\pi$ -мезоны имеются лишь при  $A \geq 200$ . В условиях вырожденной  $Ae$ -плазмы, начиная с  $\rho = 3.4 \cdot 10^{10}$  г/см<sup>3</sup>, пионы появляются и в средних ядрах. При этой пороговой плотности массовое число неустойчивого ядра  $A = 85$ . С повышением плотности концентрация мезонов в ядрах монотонно растет, достигая предельного значения  $y_{\pi} = 0.22$  в конце этой фазы. В этой точке  $\rho = \rho_1 = 6 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup>,  $\mu_{\pi}^* = \mu_{\pi} - mc^2 = -0.58$  Мэв,  $\mu_{\pi} = 24.80$  Мэв, а массовое число наиболее стабильного ядра  $A = 370$ . Затем совершается фазовый переход в состояние сплошной ядерной материи с  $\rho = \rho_0 = 3 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>,  $\mu_{\pi}^* = -0.58$  Мэв. При этом переходе плотность вещества испытывает скачок примерно в 500 раз. В интервале  $6 \cdot 10^{11} \leq \rho \leq 3 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> состояние плазмы нестабильное и, по-видимому, в соответствующих звездных конфигурациях оно не реализуется. Такой скачок можно мотивировать следующим образом. При повышении плотности за значением  $\rho_1$  химический потенциал  $\mu_{\pi}^*$  после небольшого роста до  $\mu_{\pi}^* = -0.1$  Мэв уменьшается до значения  $\mu_{\pi}^* = -0.58$  Мэв при  $\rho = \rho_0$ , а затем с повышением плотности снова монотонно растет. В равновесных конфигурациях, состоящих из вырожденного вещества соответствующих плотностей, такое поведение  $\mu_{\pi}^*$  невозможно. В этом можно убедиться, рассматривая условие термодинамического равновесия вдоль радиуса достаточно плотных конфигураций, в которых имеется свободный нейтронный газ

$$\sqrt{g_{00}(r)} \cdot \mu_{\pi}^*(r) = \text{const}, \quad (10)$$

где  $g_{00}(r)$  — временная компонента метрического тензора, а  $r$  — расстояние от центра звезды. Поскольку  $g_{00}(r)$  с удалением от центра растет,  $\mu_{\pi}^*$  должно монотонно убывать. Соотношение (10) справедливо до поверхности раздела фаз сплошной ядерной материи и  $Ae$ -плазмы. На этой поверхности соприкосновения, очевидно, должно иметь место термодинамическое равновесие между нейтронами в ядерном веществе и нейтронами в атомных ядрах  $Ae$ -плазмы. Среднее расстояние между частицами здесь достаточно мало и упомянутое равновесие за счет туннельного эффекта устанавливается мгновенно. Итак, из требования монотонности и непрерывности  $\mu_{\pi}^*$  следует, что область плотностей  $6 \cdot 10^{11} \leq \rho \leq 3 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> не реализуется в соответствующих звездных конфигурациях. Строго говоря, эти рассуждения справедливы, если несжимаемость ядерного вещества достаточно высокая. В конфигурациях с центральным сверхмассивным ядром (с массой, значительно превышающей солнечную), по-видимому, возникнет необходимость учесть сжимаемость ядерного вещества. В таких случаях переход из  $Ae$ -плазмы в фазу сплошного ядерного вещества произойдет

при чуть большей плотности, соответствующей значениям химического потенциала в интервале  $-0.58 \leq \mu_n \leq -0.1$  Мэв. Заметим, однако, что во всех случаях при переходе из одной фазы в другую скачок плотности примерно в 500 раз неизбежен.

До сих пор мы исходили из полуэмпирической формулы (1), в которой не учтено наличие слагаемых порядка  $c_4 N_p^2 / A^2$ . Для обычных ядер пренебрежение ими вполне оправдано. В сплошной ядерной материи и в ядрах Ас-плазмы, где  $\pi^-$ -мезонов сравнительно много, вклад таких членов может оказаться заметным. Из совершенно общих соображений можно было ожидать, что  $c_3 \approx c_2$ , в чем мы убедились путем численных расчетов при уточнении формулы Вайцзеккера (1). По той же логике естественно ожидать, что  $c_4 N_p^2 / A^2 \approx c_4 [N_p - (N_p - N_n)]^2 / A^2$ , т. е.  $c_4 \approx c_1$ . Для выяснения роли этих членов в наших расчетах сначала в (1) опустим член с  $c_4$ , а затем учтем также слагаемое  $c_4 N_p^2 / A^2$ , принимая  $c_4 \approx c_1$ . В первом случае параметры сплошного ядерного вещества (см. последнюю строку табл. 1) изменяются на  $\Delta \mu_n = 0.38$ ;  $\Delta \mu_p = 2.38$  Мэв,  $\Delta y = 0.0005$ ,  $\Delta y_n = 0.03$ , а во втором случае, когда учитывается также член с  $c_4$ :  $\Delta \mu_n = -0.08$ ;  $\Delta \mu_p = -0.72$  Мэв,  $\Delta y = -0.0001$ ,  $\Delta y_n = 0.01$ . Таким образом, пренебрежение членами порядка  $c_4 N_p^2 / A^2$  не сказывается заметным образом на приведенных выше результатах.

Полученные результаты качественно согласуются с результатами работы [19]. Однако имеются некоторые отличия, связанные с уточнением параметров пионного конденсата. В [19] было установлено заметное подавление эффекта нейтронизации. По результатам настоящей статьи сравнительно небольшой эффект нейтронизации имеется лишь при  $\mu_n < 12$  Мэв, т. е.  $\rho \lesssim 10^{10}$  г/см<sup>3</sup>. С появлением же в ядрах  $\pi^-$ -мезонов он приостанавливается. В самом деле, как видно из табличных данных, концентрация протонов  $N_p/A = y + y_n$  при дальнейшем повышении плотности остается постоянным числом, равным 0.4. В [19] наблюдалось заметное повышение порога появления Ас-фазы вещества (плазма со свободным нейтронным газом), обусловленное явлением пионизации. Теперь из-за усиления эффекта пионизации эта фаза полностью вытесняется, т. е. фазы вырожденной плазмы, содержащей свободный нейтронный газ, не существует.

4. Сплошная ядерная материя. Рассмотрим теперь сплошную ядерную материю, представляющую особый интерес для теории сверхплотных небесных тел. Под сплошной ядерной материей подразумевается плазма с плотностью, равной плотности в обычных атомных ядрах:  $\rho_0 = 1.7 \times 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>. Равновесное состояние такой плазмы определяется уравнениями

$$\begin{aligned} \mu_n &= \mu_p + \mu_s, \\ \mu_z &= \mu_s, \end{aligned} \quad (11)$$

$$n_p + n_n = n_0.$$

Химические потенциалы частиц можно получить из формул (6), (7), если в них опустить кулоновские и поверхностные члены энергии. Подставляя эти выражения в (11), находим

$$\begin{aligned} y_s &= \frac{1}{a^2 n_0} (2c_2 - \Delta mc^2 + 4c_3 y_s)^2, \\ c_2 + 2c_3 y_s - \Delta mc^2 - 2c_3 (1 - 2y_p - y_s) - 4c_4 (1 - 2y_p - y_s)^2 &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Приведенные уравнения справедливы только при температурах, значительно меньше температуры вырождения частиц  $\sim 5 \cdot 10^{11}$ . Решая (12), находим

$$\begin{aligned} \mu_n - m_n c^2 &= -0.58; \quad \mu_p - m_p c^2 = -50.58; \quad \mu_z = \mu_s = 51.29 \text{ Мэв}; \\ y_n &= 0.591; \quad y_p = 0.409; \quad y_s = 0.406; \quad y_z = 0.0035, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $y_k = n_k/n_0$  — концентрации частиц. Если учесть также вклад члена  $c_4 N_2^2/A^2$  в химических потенциалах, предполагая  $c_4 \approx c_4$ , получим

$$\begin{aligned} \mu_n - m_n c^2 &= -0.66; \quad \mu_z = \mu_s = 50.57 \text{ Мэв}; \\ y_n &= 0.580; \quad y_p = 0.420; \quad y_s = 0.417. \end{aligned} \quad (13')$$

Итак, если наши представления о наличии  $\bar{\nu}$ -мезонов в обычных тяжелых атомных ядрах правильны, то полученные на основе формулы (1) результаты (13) дают основания утверждать, что сплошная ядерная материя находится в конденсированном состоянии подобно жидкости, т. е. мы имеем дело с связанным состоянием системы. В самом деле, легко убедиться, что

$$\left( \frac{\rho}{n} - m_n \right) c^2 = (\mu_n - m_n c^2) - \frac{1}{4} y_s \mu_s = -0.63 \text{ Мэв}, \quad (14)$$

где  $\rho c^2$  — плотность полной энергии. При учете члена с  $c_4$  имели бы  $(\rho/n - m_n) c^2 = -0.70 \text{ Мэв}$ . Таким образом, неверно как представление о том, что при плотностях, близких к ядерным, мы имеем дело с газом, так и то, что такой газ преимущественно состоит из нейтронов.

Поскольку ядерное вещество находится в связанном состоянии, оно не имеет собственного давления (формально оно отрицательно). Такое состояние может реализоваться в сверхплотных звездах при достаточно больших центральных плотностях. Ядерное вещество сдерживает гидродинамическое давление масс благодаря своей относительно большой несжимаемости. При незначительном уплотнении частиц возникают большие внутренние напряжения, компенсирующие внешнее давление. Относительное изменение некоторого элемента объема под влиянием давления равно

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{3\Delta r_0}{r_0} = -\frac{P}{K}, \quad (15)$$

где  $r_0 \approx 1.12 \cdot 10^{-13}$  см — среднее расстояние между нуклонами,  $K$  — модуль всестороннего сжатия, а  $1/K$  — коэффициент всестороннего сжатия. В ядерной физике вместо  $K$  используется параметр  $K' = 4\pi r_0^2 K/3$ , который без учета вклада  $\pi^-$ -мезонов равен [21, 22]

$$K' = \frac{1}{9} r_0^2 \frac{d^2}{dr_0^2} \left( \frac{2}{n} - m_0 \right) c^2 \approx 15 \text{ Мэв}. \quad (16)$$

Подставляя (16) в (15), находим

$$\frac{|\Delta r_0|}{r_0} = \frac{P}{P_2}, \quad P_2 = 1.22 \cdot 10^{14} \text{ эрг/см}^3. \quad (17)$$

Таким образом, при давлениях  $P < P_2$  ядерное вещество является несжимаемым, а при  $P > P_2$  оно сжимается, т. е. превращается в реальный газ. В расчетах соответствующих звездных конфигураций следует учитывать это обстоятельство и скачок плотности при переходе в фазу сплошной ядерной материи. Интересно отметить, что еще в 1932 г. [1] для сверхплотных небесных тел Ландау допускал существование «высоко конденсированной центральной области..., окруженной материей в обычном состоянии..., подобно тому, как разделены жидкость и ее пар».

5. *Плазма при плотностях, выше ядерной.* К сожалению, корректное изучение свойств плазмы при плотностях, выше ядерной в настоящее время не представляется возможным из-за отсутствия достаточной информации о структуре и взаимодействиях частиц на расстояниях  $r \lesssim 10^{-13}$  см. Ниже приведем некоторые качественные соображения и оценки свойств такой плазмы.

Впервые обстоятельное исследование свойств плазмы при плотностях, выше ядерной в предположении, что барионы образуют идеальный газ, было проведено в работах [9]. Эти результаты остаются верными и в случае реального газа, если допустить, что энергии взаимодействия барионов раз-

ных видов примерно одинаковые. Так было установлено последовательное появление  $\Sigma^-$ ,  $\Lambda$  и др. гиперонов и резонансов при плотностях, выше ядерной. В этих работах наиболее серьезное отклонение от реальности было допущено при оценке роли  $\pi^-$ -мезонов, для порога рождения которых было найдено значение, примерно в 500 раз превышающее ядерную плотность. Учет ядерных взаимодействий между частицами вносит существенные изменения в эти результаты.

В предыдущем разделе было показано, что в плазме при ядерной плотности примерно с одинаковой концентрацией имеются нейтроны, протоны и  $\pi^-$ -мезоны. Отрицательных мюонов нет, а концентрация электронов  $\sim 0.3\%$ . При повышении плотности концентрации протонов и мезонов должны расти до порога появления следующей новой частицы. Концентрация пионов в этой области не может заметно отличаться от концентрации нуклонов, поскольку сильному росту их числа препятствуют силы отталкивания, действующие между ними.

Оценим пороговые значения плотностей, выше которых приобретают стабильность другие частицы, в нерелятивистской области энергий. Предположим, что все виды барионов взаимодействуют одинаковым образом и, следовательно,

$$\mu_k = \varepsilon_k(p_k) + V_k(p_k) \approx m_k c^2 + V(0) + \frac{p_k^2}{2m_k^*}, \quad (18)$$

где  $\mu_k$  — химический потенциал,  $\varepsilon_k$  — граничная энергия,  $p_k$  — граничный импульс,  $V_k(p)$  — зависящий от импульса потенциал, а  $m_k^*$  — эффективная масса бариона. Для барионов нерелятивистское приближение справедливо при плотностях  $n < 4 \cdot 10^{40} \text{ см}^{-3}$ . Вычислим теперь пороги стабильности  $\Lambda$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Sigma^0$  и  $\Sigma^+$  гиперонов в предположении, что в плазме  $m_k^* \approx 0.5 m_k$ . Учитывая (18), из соотношения  $\mu_\lambda = \mu_n$  находим, что пороговое значение плотности

$$n_\lambda \approx 2n_n \approx 2 \left| \frac{m_n (m_\lambda - m_n) c^4}{a^2} \right|^{3/2} \approx 5.9 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}. \quad (19)$$

При наличии пионного конденсата граничная энергия электронов, по-видимому, не будет сильно расти с увеличением плотности. Допуская, что  $\mu_e$  мало отличается от своего значения  $\approx 51 \text{ Мэв}$  в ядерной материи, для порога появления  $\Sigma^-$ -гиперонов получаем

$$n_{\Sigma^-} \approx 3n_n \approx 3 \left| \frac{m_n (m_\Sigma c^2 - m_n c^2 - \mu_e) c^2}{a^2} \right|^{3/2} \approx 1.1 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}. \quad (20)$$

Аналогично для  $\Sigma^0$  и  $\Sigma^+$  частиц имеем

$$n_{\Sigma} \approx 2.0 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}, \quad n_{\Sigma^+} \approx 3.3 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}. \quad (21)$$

При еще больших плотностях в плазме приобретают стабильность другие гипероны и барионные резонансы. Сопоставляя с результатами [9, 10], замечаем, что изменяются не только пороги стабильности частиц, но и порядок их расположения в шкале плотностей. В рассматриваемом приближении между концентрациями барионов с одинаковыми электрическими зарядами существуют простые аналитические соотношения, приведенные в [9, 10].

Из семейства мезонов кроме пионов в недрах сверхплотных звезд могут приобрести стабильность только отрицательные  $K^-$ -мезоны. По аналогии с пионами можно ожидать, что каон приобретает стабильность в плазме при средних расстояниях между барионами порядка его комптоновской длины волны, т. е.

$$n_{K^-} \approx \frac{1}{4} \left( \frac{m_{K^-} c}{h} \right)^3 \approx 4 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}. \quad (22)$$

Концентрации частиц выше порога рождения  $K^-$ -мезонов будут определяться из соотношений

$$\begin{aligned} \mu_b = \mu_n, \quad \mu_{b^-} = \mu_n + \mu_e, \quad \mu_{b^+} = \mu_n - \mu_e, \\ \mu_K = \mu_\pi = \mu_e, \end{aligned} \quad (23)$$

где  $\mu_b$  — химический потенциал барионов. Эту систему, конечно, следует дополнить условием электронейтральности плазмы. При таких плотностях  $K^-$ -мезон появится, если его потенциальная энергия окажется достаточно большой и, по-видимому, соответствующий конденсат будет находиться в  $s$ -состоянии. Отрицательный мюон также может приобрести стабильность, если только граничная энергия электронов не замораживается из-за наличия пионного и каонного конденсатов.

Чуть выше порога (22) концентрации всех частиц за исключением лептонов, очевидно, будут величинами одинакового порядка:

$$n_n \approx n_p \approx n_\Sigma \approx n_{\Sigma^+} \approx n_{\Sigma^0} \approx n_{\Sigma^-} \approx n_{K^-} \dots \quad (24)$$

Эксперименты по упругому рассеянию электронов на нуклонах показали, что они представляют собой протяженные образования со среднесquareльным электрическим радиусом, равным  $l_e = 0.8$  ферми. Анализ экспериментов по рассеянию нейтрино высоких энергий на нуклонах в свою очередь привел к заключению, что нуклоны состоят из некоторых частиц, называемых партонами. Имеются серьезные основания отождествлять их с кварками. Радиус  $l$  области, в которой заключены партоны, разумеется,

должен быть меньше  $l_e$ . По-видимому,  $l \leq 0.5$  ферми, чему соответствует плотность  $n_3 \sim 10^{40} \text{ см}^{-3}$ . По существующим представлениям не только нуклоны, но и все адроны состоят из партонов (кварков). В соответствии с этим при плотностях  $n > n_3$  физическая картина в плазме должна радикально измениться. В таких условиях представление об отдельных адронах теряет свой смысл. Плазма переходит в фазу, где в роли отдельных частиц выступают составные части адронов — партоны.

6. Уравнение состояния. Целесообразно уравнение состояния плазмы задать в виде  $p = p(P)$ . Для  $Ae$ -плазмы в нерелятивистской области оно имеет вид

$$p = 3.423 \cdot 10^{-8} P^{3/5}, \quad P \leq 2.1 \cdot 10^{23} \text{ эрг/см}^3. \quad (25)$$

В области, где электронный газ является релятивистским, данные табл. 1 можно аппроксимировать формулой

$$p = 1.059 \cdot 10^{-11} (1 + 3.996 \cdot 10^{-8} P^{1.4} - 4.088 \cdot 10^{-15} P^{1.2} + 1.568 \cdot 10^{-22} P^{3.4}) P^{3/4}, \quad (26)$$

$$2.1 \cdot 10^{23} \leq P \leq P_1.$$

При давлениях, больших  $P_1 = 6.6 \cdot 10^{29} \text{ эрг/см}^3$ , совершается переход в ядерную фазу плазмы. Здесь до  $P \sim P_2 \approx 10^{34} \text{ эрг/см}^3$  (см. (17)) плазма практически несжимаема, т. е.

$$p \approx 2.84 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3, \quad P_1 \leq P < P_2. \quad (27)$$

Скорость продольных звуковых волн в ядерном веществе определяется соотношением

$$c_l \approx \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad (28)$$

и равна  $c_l \approx 4 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$ . Скорость упругих поперечных волн меньше скорости продольных.

При давлениях  $P_2 < P \leq P_3$  плазма представляет собой реальный газ адронов, где  $P_3$  — давление, выше которого плазма находится в партонной фазе. В точке перехода  $n_3 \sim 10^{40} \text{ см}^{-3}$ , граничная энергия барионов  $\epsilon_3 \approx m_1 c^2$  и, следовательно,

$$P_2 \sim \frac{2}{3} n_3 \epsilon_3 \approx 5 \cdot 10^{30} \text{ эрг/см}^3. \quad (29)$$

Оценка по релятивистской формуле дает примерно такой же результат.

В этой узкой области давлений (см. рис. 1) можно пользоваться аппроксимацией

$$\rho \approx 5 \cdot 10^{-15} P^{0,85}, \quad P_2 < P \leq P_3. \quad (30)$$

Рассмотрим теперь ситуацию, когда барионы в плазме вплотную соприкасаются друг с другом, образуя сплошную материю из партонов (кварков). По-видимому, это происходит при плотностях адронов чуть выше  $n_2 \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Энергия связи партонов в адронах чрезвычайно большая, и именно поэтому до сих пор их не удалось выделить в ядерных реакциях высоких энергий. По аналогии с ядерной материей естественно ожидать, что здесь в начале образуется несжимаемая партоновая жидкость. Попытаемся оценить область давлений, в пределах которой реализуется несжимаемая партоновая фаза.

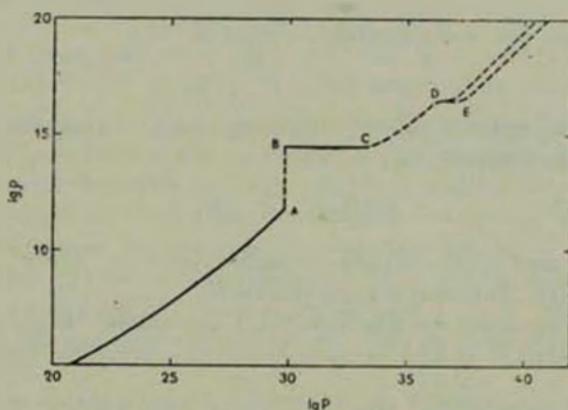


Рис. 1. График уравнения состояния вырожденной плазмы. Давление измерено в единицах эр/см<sup>3</sup>, плотность — в 1/см<sup>3</sup>. Часть кривой до точки A представляет состояние Ас-плазмы. Вертикальный отрезок АВ, отмеченный пунктиром, соответствует скачку плотности при переходе в фазу сплошной ядерной материи. Отрезок ВС описывает состояние несжимаемой ядерной материи, CD — реальный адронный газ, а DE — состояние несжимаемой партоновой жидкости. Верхняя и нижняя линии за точкой E представляют два альтернативных предельных уравнения состояния вещества, соответствующие идеальному и реальному газам партонов. Примерный ход кривой за точкой C отмечен пунктиром.

Согласно вышесказанному, переход в фазу партоновой жидкости, в соответствующих звездных конфигурациях, осуществляется при  $P = P_3$ . В партоновой фазе, где плотности приблизительно в 100 раз больше ядерной, можно ожидать, что скорость звуковых волн будет мало отличаться от скорости света. Предполагая  $c_s = c$ , из (28) находим

$$K^* = \frac{4-l^2}{3} K = \frac{7c^2}{n} = \bar{c}_s^2,$$

где  $n$  — плотность партонов, а  $\bar{\epsilon}$  — их средняя энергия. По всей вероятности,  $\bar{\epsilon} \sim 1000$  Мэв. Для относительной деформации имеем

$$\frac{\Delta l}{l} \approx -\frac{P}{P_1}, \quad P_1 = 3K \approx 10^{30} \text{ эрг/см}^3. \quad (31)$$

Таким образом, для фазы несжимаемой партоновой материи

$$\rho \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3, \quad P_3 \leq P \leq P_1. \quad (32)$$

Когда  $P > P_1$ , плазма вновь становится сжимаемой, а средние расстояния между партонами — меньше их средних расстояний в адронах. В этой области можно ожидать наличия мощных сил отталкивания между партонами. Если эти представления справедливы, то в области  $P > P_1$  вступает в силу предельно жесткое уравнение состояния [10]

$$\rho \approx P/c^2, \quad P > P_1. \quad (33)$$

Из-за релятивистских эффектов (лоренцовское уплощение полей) не исключен и другой предельный случай:

$$\rho \approx 3P/c^2, \quad P > P_1. \quad (34)$$

Впрочем, возможен также промежуточный случай:  $\rho = \alpha P/c^2$ ,  $1 < \alpha < 3$ , в особенности при давлениях в окрестности  $P_1$ .

На рис. 1 приведен график уравнения состояния. Часть кривой  $\rho(P)$  при  $P \leq 10^{34}$  эрг/см<sup>3</sup> можно считать более или менее достоверной.

**7. Сводка результатов.** При плотностях плазмы  $\rho \approx 3.4 \cdot 10^{10}$  г/см<sup>3</sup> нейтронизация вещества сменяется явлением пионизации. В атомных ядрах вырожденной Ае-плазмы появляются отрицательные пионы, концентрация которых с повышением граничной энергии электронов растет, достигая 22% от числа нуклонов в конце этой фазы. С появлением пионов концентрация протонов в ядрах замораживается на значении 0.4, т. е. эффект нейтронизации в вырожденной плазме по сути дела отсутствует.

При давлении  $P \approx 10^{30}$  эрг/см<sup>3</sup> совершается фазовый переход от Ае-состояния в состояние сплошной ядерной материи. При этом плотность испытывает скачок примерно в 500 раз: от  $6 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup> до значения  $3 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>. Этот скачок связан с требованием непрерывности химического потенциала нейтронов. В точке перехода  $\mu_n = m_n c^2 = 0.58$  Мэв, а  $\mu_p$  и  $\mu_\pi$  испытывают скачок. Из-за эффекта пионизации Аеп-фаза вещества, которая согласно прежним представлениям [10] сменяла Ае-фазу, теперь полностью вытесняется.

Фаза сплошной ядерной материи характеризуется параметрами

$$\rho_0 = 2.84 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3; \mu_n - m_n c^2 = -0.58 \text{ Мэв};$$

$$\mu_p - m_p c^2 = -50.58 \text{ Мэв}; \mu_\pi = \mu_\rho = 51.29 \text{ Мэв};$$

$$y_n = 0.59; y_p = 0.41; y_\pi = 0.41; y_\rho = 0.0035.$$

Как видно, представление о ядерном веществе, преимущественно состоящем из нейтронов, не верно. Энергия связи частиц здесь отрицательна (см. (14)), поэтому вещество в этой фазе находится в жидком состоянии и не обладает собственным давлением. Такая плазма в области давлений  $10^{30} \leq P \leq 10^{34} \text{ эрг/см}^3$  несжимаема.

В области плотностей  $3 \cdot 10^{14} < \rho < 3 \cdot 10^{16} \text{ г/см}^3$  плазма представляет собой реальный газ адронов. При плотностях  $\rho \approx 10^{15}; 2 \cdot 10^{15}; 3 \cdot 10^{15}; 6 \cdot 10^{15}; 8 \cdot 10^{15} \text{ г/см}^3$  в плазме последовательно приобретают стабильность  $\Lambda, \Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0$  гипероны и  $K^-$ -мезоны. При  $\rho > 3 \cdot 10^{16} \text{ г/см}^3$  адроны распадаются и мы имеем дело с партонной (кварковой) плазмой, состояние которой вначале сходно с жидкостью, а затем — с газом. До перехода в партонную фазу не исключено также появление некоторых других барионов и резонансных частиц.

Получено уравнение состояния  $\rho = \rho(P)$  вырожденной сверхплотной плазмы, график которой представлен на рис. 1. При выводе уравнения состояния учитывалась несжимаемость плазмы в определенных интервалах давлений.

Авторы признательны академику В. А. Амбарцумяну за проявленный интерес, многочисленные обсуждения и ценные указания. Мы благодарны также участникам семинара кафедры теоретической физики Ереванского государственного университета за обсуждения.

Ереванский государственный  
университет

## SUPERDENSE DEGENERATE PLASMA

G. S. SAHAKIAN, A. SH. GRIGORIAN

It is shown that in the degenerate matter at the densities of  $\rho > 3.4 \cdot 10^{16} \text{ g/cm}^3$  the phenomenon of neutronization is replaced by pionization. With the increase of the density the relative number of negative pions increases monotonously, while the neutron and proton concentrations freeze at the values of 0.6 and 0.4 respectively. At the density of  $6 \cdot 10^{17} \text{ g/cm}^3$  and pressure of  $6.6 \cdot 10^{34} \text{ erg/cm}^3$  phase transition

in the state of continuous nuclear matter takes place. In that phase numbers of neutrons, protons and pions are equal to  $0.591N$ ;  $0.409N$ ;  $0.406N$ ,  $N$ -numbers of nucleons and the state is similar to that of liquid: the matter is in the bound state (chemical potentials of nucleons are negative) and is incompressible up to the pressure of  $\sim 5 \cdot 10^{33}$  *erg/cm<sup>3</sup>*. The qualitative consideration of the hadron plasma at the densities above nuclear is made. For the whole region of densities the equation of the state of degenerate plasma is obtained.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. L. Landau, Phys. Z., Sowjet, 1, 285, 1932; Собрание трудов, т. 1, Наука, М., 1969, стр. 86.
2. С. Чандрасекар. Введение в учение о строении звезд, ИЛ, М., 1950.
3. E. E. Salpeter, T. Hamada, Ap. J., 134, 683, 1961.
4. Г. С. Саакян, Э. В. Чубарян, Сообщ. Бюраканской обс., 34, 99, 1963.
5. Г. С. Саакян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян, Астрофизика, 8, 541, 1972.
6. W. Baade, F. Zwicky, Proc. Nat. Acad. Sci. 20, 259, 1934.
7. J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
8. В. А. Амбарцумян, Изв. АН Арм. ССР (сер. физ.-мат. наук), 11, 9, 1958; Доклады Солвейской конференции, Брюссель, 1958, стр. 241; Rev. Mod Phys., 30, 944, 1958; Сообщ. Бюраканской обс., 15, 1954.
9. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрон. ж., 37, 193, 1960; 38, 785, 1016, 1961.
10. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
11. Г. С. Саакян, Ю. А. Варганян, Сообщ. Бюраканской обс., 33, 55, 1963; Nuovo Simento, 27, 1497, 1963; Астрон. ж., 41, 193, 1964.
12. Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян, Астрофизика, 4, 239, 481, 1968.
13. А. Б. Миздал, ЖЭТФ, 61, 2209, 1971; 63, 1993, 1972; Письма ЖЭТФ, 13, 443, 1973; 19, 539, 1974.
14. О. А. Маркин, И. Н. Мишустин, Письма ЖЭТФ, 20, 497, 1974.
15. Г. А. Сорокин, Письма ЖЭТФ, 21, 312, 1975.
16. R. F. Sawyer, Phys. Rev. Lett., 29, 382, 1972.
17. D. J. Scalapino, Phys. Rev. Lett., 29, 386, 1972.
18. С.-К. Ау, G. Baum, Nucl. Phys., A236, 500, 1974.
19. Г. С. Саакян, А. Ш. Григорян, Астрофизика, 13, 297, 1977.
20. Г. С. Саакян, А. Ш. Григорян, ДАН СССР (сер. физ.-мат. наук) 237, 299, 1977, Астрофизика, 13, 463, 1977.
21. О. Бор, Б. Моттлессон, Структура атомного ядра, Мир, М., 1971.
22. Г. Бете, Теория ядерной материи, Мир, М., 1974.