

# АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

# АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

МАЙ, 1980

ВЫПУСК 2

УДК 523+539.1

## МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ ОБРАЗОВАНИЯ ИЗ ЯДЕРНОГО ВЕЩЕСТВА

Л. Ш. ГРИГОРЯН, Г. С. СААКЯН

Поступила 6 июля 1979

Изучена зависимость энергии связи ядер от массового числа  $A$  в предположении, что в сплошном ядерном веществе существует  $\pi^-$ -конденсат. Показано, что нестабильными являются только ядра с  $A_0 < A \leq 10^6$ , тогда как при  $A \geq 10^6$  они метастабильны (см. формулу (16) и рис. 2),  $A_0$  — массовое число неустойчивого ядра в плазме. Спонтанный развал таких ядер практически исключен. Они могут распасться лишь в ядерных столкновениях или же когда температура плазмы достигает значения  $6 \cdot 10^8$ .

1. *Введение.* В теории сверхплотных небесных тел можно выделить три этапа развития. На первом из них руководящей была идея об эффекте нейтронизации вещества. Это явление и его астрофизические аспекты в основном исследовались в работах [1—5]. В результате возникло представление о нейтронных звездах-конфигурациях, почти целиком состоящих из вырожденного газа нейтронов, при центральных плотностях порядка ядерной [6—9]. На втором этапе работ было установлено, что при плотностях порядка и выше ядерной мы имеем дело с вырожденной плазмой из газа элементарных частиц (преимущественно из различных барионов в количествах приблизительно одного порядка величины [10—13]. Проводились также важные уточнения в наших представлениях о характеристиках плазмы при плотностях порядка и ниже ядерной [14—20]. Наконец, на третьем этапе теория вырожденного вещества уточнялась с учетом роли  $\pi^-$ -мезонов. Возможность наличия  $\pi^-$ -мезонов в виде конденсата в ядерном веществе была установлена в работах [21—26]. Более полный список ссылок на первые два цикла работ можно найти в монографии [20], а на работы, учитывающие роль  $\pi^-$ -мезонов в термодинамике вырожденной плазмы, — в [26] и в обзоре [27].

Почти во всех вышеупомянутых работах исследовалась вырожденная плазма, находящаяся в состоянии термодинамического равновесия, соответствующего абсолютному минимуму энергии системы. Однако во многих актуальных задачах астрофизики представляют интерес также состояния относительного термодинамического равновесия, т. е. метастабильные состояния. В газе из элементарных частиц времена жизни таких возможных состояний ничтожно малы, и поэтому вряд ли они могут представить интерес для космогонии, за исключением, быть может, случаев, когда имеют место быстротекающие процессы взрывного характера. По-видимому, иначе дело обстоит при плотностях ниже ядерной, где мы имеем дело с плазмой из атомных ядер и вырожденного электронного газа ( $Ae$ -плазма). Здесь, как нам кажется, возможно существование метастабильных состояний, имеющих космогоническое значение.

Основное состояние  $Ae$ -плазмы с учетом эффекта нейтронизации в разные годы исследовалось во многих работах [14—20]. Было установлено, что с повышением плотности, начиная с ее значения, когда граничная энергия электронов  $\epsilon_c \approx 1$  МэВ, атомные ядра обогащаются нейтронами, за счет  $\beta$ -превращений протонов:  $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ . Изменяется также массовое число неустойчивого ядра, соответствующее минимуму энергии системы. С повышением плотности оно растет. В шкале плотностей  $Ae$ -фаза кончается в точке  $\rho = 2.7 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup>, где  $\epsilon_c = 23$  МэВ,  $A = 122$ ,  $Z/A = 0.32$  ( $A$ —массовое число,  $Z$ —порядковый номер ядра). Далее начинается электронно-нейтронно-ядерная фаза ( $Aen$ -фаза), в которой наряду с атомными ядрами и электронами имеется свободный вырожденный нейтронный газ [15—17, 19, 20]. В конце этой фазы массовое число неустойчивого ядра достигает значения  $A \approx 700$ . Затем следует фаза сплошной ядерной материи ( $npe$ -фаза), в которой нейтроны обладают значительным численным превосходством над протонами (электронами). При чуть больших плотностях, когда в плазме присутствуют и другие барионы, нейтроны теряют свое численное превосходство.

Однако, как было показано в [28, 29], в термодинамике вырожденной плазмы важная роль принадлежит пионам. Решающим здесь является знание параметров пионного конденсата. С самого начала в этом вопросе сложилась общесогласованная картина, однако в количественных характеристиках до сих пор сохраняются некоторые расхождения. В [21—26] параметры пионного конденсата определялись чисто теоретическим путем, исходя из определенных моделей, разумно учитывающих ядерное взаимодействие между частицами. Основным результатом таков, что конденсат начинает образовываться при плотностях чуть выше ядерной, в состоянии с орбитальным моментом пионов  $l = 1$ . Некоторая объективная неопределенность, существующая в вопросе о значении пороговой плотности, обусловлена специфической ситуацией, характерной для теории ядер-

ного вещества (недостаточно точное знание ядерных сил и трудности в вопросе корректного учета ядерных взаимодействий между частицами в плазме).

В [30, 31] допускалось, что в плазме отрицательный пионный конденсат образуется при ядерной плотности. Параметры конденсата определялись полуэмпирическим способом, из анализа экспериментальных значений энергий связи атомных ядер. Теоретической основой служила формула Вайцзеккера. Было показано, что в ядрах с массовыми числами  $A \geq 220$  должны быть несколько отрицательных пионов. При данном  $A$ , с уменьшением порядкового номера  $Z$  число пионов растет от нуля до порядка 5 в изобарах с наименьшими  $Z$ . На основе этих представлений в работе [29] проводилось исследование вырожденной плазмы в состоянии устойчивого термодинамического равновесия. Основные результаты таковы. Начиная с плотности  $\rho \approx 3.4 \cdot 10^{10}$  г/см<sup>3</sup>, явление нейтронизации заменяется пионизацией: с повышением плотности относительное число отрицательных пионов в ядрах растет, а относительные концентрации нейтронов и протонов замораживаются на значениях 0.6 и 0.4 соответственно. При плотности  $6 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup> (давление  $6.6 \cdot 10^{29}$  эрг/см<sup>3</sup>) совершается фазовый переход в состояние сплошной ядерной материи с  $\rho = \rho_0 = 2.84 \times 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>. Здесь плотности чисел нейтронов, протонов, пионов и электронов соответственно равны  $0.591 n_0$ ,  $0.409 n_0$ ,  $0.406 n_0$  и  $0.0035 n_0$ , где  $n_0$  — плотность ядерного вещества, а химические потенциалы частиц, измеренные в МэВ, равны  $\mu_n - m_n c^2 = -0.58$ ;  $\mu_p - m_p c^2 = -50.58$ ;  $\mu_\pi = \mu_p - 51.29$ . Состояние плазмы сходно с состоянием несжимаемой жидкости до давлений порядка  $5 \cdot 10^{33}$  эрг/см<sup>3</sup>.

В обычных условиях из всех атомных ядер наименее устойчивым является ядро с  $A \approx 60$ . Между тем в природе существуют и много других устойчивых ядер. С точки зрения термодинамики они соответствуют метастабильным состояниям вещества со временем жизни, практически равным бесконечности. Спрашивается, могут ли в недрах звезд и особенно в белых карликах и в оболочках нейтронных звезд существовать также ядра с параметрами, отличными от наименее устойчивых ядер, которые в [15—20] исследовались на основе представления об эффекте нейтронизации, а в [27—29] с учетом эффекта пионизации? Настоящая статья посвящена выяснению именно этого вопроса.

2. *О ядрах с произвольными массовыми числами.* Исследуем возможность существования ядер с произвольными массовыми числами в плазме. Следуя работам [29—31], в основу нашего рассмотрения положим модель несжимаемого ядерного вещества и соответственно будем пользоваться формулой Вайцзеккера. Для термодинамического рассмотрения (особенно при больших массовых числах) такой подход имеет некоторое преимуще-

щество перед теми, в которых энергия системы вычисляется громоздкими теоретическими методами.

Плазма, очевидно, должна быть электронейтральной. Из этого условия следует, что каждое ядро можно представить окруженным соответствующим числом электронов, компенсирующих его заряд. Такой элементарный объем плазмы ниже будем называть ячейкой. Энергия, приходящая на одну ячейку, равна

$$\begin{aligned}
 W = W_N + W_e + W_c = \int_{V_A} \left\{ m_n c^2 n_n + m_p c^2 n_p - c_0 n_0 + \right. \\
 \left. + c_3 \frac{[n_n - (n_p - n_\pi)]^2}{n_0} + c_4 \frac{[n_n - (n_p - n_\pi)]^4}{n_0^3} + c_3 \frac{n_\pi^2}{n_0} + c_\pi n_\pi \right\} dV + \quad (1) \\
 + c_1 A^{2/3} + \frac{e}{2} \int_V (n_p - n_\pi - n_e) \varphi dV + W_e,
 \end{aligned}$$

где  $n_n$ ,  $n_p$ ,  $n_\pi$ ,  $n_e$  — плотности чисел нейтронов, протонов,  $\pi^-$ -мезонов и электронов,  $c_k$  — коэффициенты формулы Вайцзеккера, значения которых в МэВ равны

$$\begin{aligned}
 c_0 = 15.75; \quad c_1 = 17.8; \quad c_3 = 23.7; \\
 c_4 = -3.5; \quad c_3' = 17.65; \quad c_\pi = 11.96; \quad (2)
 \end{aligned}$$

$n_0 = n_n + n_p = 1.7 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$  — плотность ядерного вещества,  $A$  — массовое число ядра, а  $V_A$  — его объем,  $\varphi(r)$  — потенциал электростатического поля зарядов,  $V$  — объем ячейки.  $W_e$  — кинетическая энергия электронного облака. Предпоследнее слагаемое  $W_c$  в (1) есть полная кулоновская энергия ячейки, смысл остальных членов очевиден. Плотности частиц являются функциями расстрояния от центра ядра, разумеется, при неизменной плотности нуклонов. Начиная с некоторого значения  $A$ , электроны будут проникать и внутрь ядра. При написании выражения для  $W_N$  мы исходили из уточненной формулы Вайцзеккера, приведенной в [30, 31]. В (1) не учтены оболочечные эффекты и парный член, вклад которых для больших массовых чисел не существен.

Потенциал электростатического поля определяется уравнением Пуассона

$$\Delta \varphi = -4\pi e (n_p - n_\pi - n_e). \quad (3)$$

Вне ядра  $n_p = n_\pi = 0$ .

Вдоль радиуса ячейки химический потенциал электронов, очевидно, должен иметь постоянное значение. В вырожденной плазме

$$\mu_e = \varepsilon_e(r) - e\varphi(r) = \varepsilon_e(R), \quad (4)$$

где  $\varepsilon_e(r)$  — граничная энергия электронов, а  $R$  — радиус ячейки. Когда  $\varepsilon_e(R) = m_e c^2$ , мы имеем дело с изолированным атомом. В этом случае  $\varepsilon_e(R) = \varepsilon_e(\infty) = m_e c^2$  и  $R = \infty$  (известный недостаток метода Томаса-Ферми). Для невырожденной плазмы

$$\mu_e = m_e c^2 - kT \ln \left[ \frac{2}{n_e} \left( \frac{m_e kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \right],$$

где  $T$  — ее температура, а  $k$  — постоянная Больцмана. Здесь радиус ячейки, очевидно, не совпадает с радиусом иона. В любом случае решение уравнения Пуассона должно удовлетворять граничному условию

$$\varphi(R) = \varphi'(R) = 0. \quad (5)$$

Нам предстоит определить потенциал  $\varphi(r)$  и плотности частиц  $n_n, n_p, n_\pi, n_e$  в зависимости от расстояния до центра ядра. Для этого в нашем распоряжении имеются два уравнения (3), (4) и условие несжимаемости ядерного вещества

$$n_n + n_p = n_0. \quad (6)$$

Остальные два уравнения получаются из условия минимума полной энергии (1) при дополнительных условиях сохранения электрического и барионного зарядов:

$$\begin{aligned} 2c_2 + 4c_3 y_\pi &= (m_n - m_p) c^2 + \varepsilon_e, \\ (m_n - m_p) c^2 + 4c_3 (y_n - y_p + y_\pi) + 8c_4 (y_n - y_p + y_\pi)^3 &= \varepsilon_e, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $y_k = n_k/n_0$ . Разумеется, эти уравнения эквивалентны известным соотношениям между химическими потенциалами частиц

$$\mu_n = \mu_p + \mu_e, \quad \mu_\pi = \mu_e.$$

Заметим, что формально соотношения (7) можно получить из первых двух формул (8) работы [29], производя замену  $a(y_n)^{1/3} \rightarrow \mu_e$  и  $2c_2 y A^{2/3} \rightarrow e\varphi$ .

Преобразуем уравнения (3), (4) и (7) к виду, удобному для численных расчетов. С этой целью введем новые переменные

$$\frac{r}{r_1} = \lambda, \quad \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_1} = \eta, \quad \frac{n_p - n_\pi}{n_0} = y_p - y_\pi = y, \quad (8)$$

где  $r_1 = \hbar c [3\pi\hbar c/4e^2]^{1/2}/\varepsilon_1 = 6.91 \cdot 10^{-12}$  см, а  $\varepsilon_1 = (3\pi^2 y_0^0 n_0)^{1/3} \hbar c \approx 51.3$  МэВ — граничная энергия электронов в сплошном электронейтральном ядерном веществе [29]. В этих единицах радиусы ядра и ячейки равны

$$\lambda_A = \frac{r_0 A^{1/3}}{r_1} = 0.0162 \cdot A^{1/3}, \quad \lambda_R = \frac{R}{r_1}. \quad (9)$$

Уравнения (3), (4) и (7) теперь запишутся в виде

$$\frac{1}{\lambda^2} \frac{d}{d\lambda} \left( \lambda^2 \frac{d\eta}{d\lambda} \right) = \left[ \eta^2 - \left( \frac{m_e c^2}{\varepsilon_1} \right)^2 \right]^{3/2} - 3\pi^2 \left( \frac{\hbar c}{\varepsilon_1} \right)^3 n_0 y, \\ (m_n - m_p) c^2 + 4c_3 (1 - 2y - y_\pi) + 8c_4 (1 - 2y - y_\pi)^3 - \varepsilon_1 \eta = 0, \quad (10) \\ y_\pi = \frac{\varepsilon_1}{4c_3} \left[ \eta - \frac{2c_\pi - (m_n - m_p) c^2}{\varepsilon_1} \right]$$

при  $0 < \lambda \leq \lambda_A$  и

$$\frac{1}{\lambda^2} \frac{d}{d\lambda} \left( \lambda^2 \frac{d\eta}{d\lambda} \right) = \left[ \eta^2 - \left( \frac{m_e c^2}{\varepsilon_1} \right)^2 \right]^{3/2} \quad (11)$$

при  $\lambda_A < \lambda \leq \lambda_R$ .

На поверхности ядра, очевидно, необходимо потребовать непрерывность величин  $\eta$  и  $d\eta/d\lambda$ . Легко заметить, что условие электронейтральности (5) плазмы теперь можно записать в виде

$$\eta(\lambda_R) = \frac{\mu_e}{\varepsilon_1}, \quad \left. \frac{d\eta}{d\lambda} \right|_{\lambda_R} = 0. \quad (12)$$

Для решения системы уравнений (10) и (11) нам остается задать химический потенциал электронов среды и массовое число ядра  $A$ . При фиксированном значении  $\mu_e$  мы будем иметь однопараметрическое семейство решений, определяемое значением  $A$ .

3. Энергия связи ядер. Уравнения (10) и (11) в зависимости от массового числа  $A$  были решены численно для трех значений  $\mu_e \approx m_e c^2$  12 МэВ и 20 МэВ. Этого оказалось достаточно, чтобы составить полное представление о характере решений.

Начнем с рассмотрения электрического поля и распределения электронов в ячейке. Здесь не представляется возможным привести все результаты проведенных нами численных расчетов. Мы ограничимся голько данными для двух типичных значений химического потенциала электронов  $\mu_e \approx m_e c^2$ , 20 МэВ, и в каждом из них лишь двумя значениями массового числа (см. рис. 1). Независимо от величины  $\mu_e$  при  $A \gg 10^6$  параметры ячейки испытывают существенные изменения только вблизи по-

верхности ядра на расстояниях порядка  $r_1 \sim 5l$ , где  $l \approx 1.5 \cdot 10^{-12}$  см — среднее расстояние между электронами в сплошном ядерном веществе ( $\epsilon_e = \epsilon_1 = 51.3$  МэВ). В глубине ядра уже на расстояниях порядка  $r_1$  от его поверхности состояние плазмы весьма близко к состоянию сплошной ядерной материи. Здесь напряженность электрического поля  $\bar{E} = 0$ . У поверхности она скачкообразно растет до величины порядка  $10^{16}$  CGSE, а вне ядра быстро падает до нуля. Таким образом, это поле сходно с электрическим полем двойного слоя зарядов, и поэтому кулоновская энергия ячейки приблизительно равна  $W_e \approx (\bar{E}^2/8\pi) 4\pi R_A^2 \cdot 2r_1 \sim A^{2/3}$ , коэффициент пропорциональности — величина, слабо зависящая от  $\mu_e$ . Из численных расчетов была найдена аппроксимация

$$W_e \approx 3.7 \left(1 - 0.32 \frac{\mu_e}{\epsilon_1}\right) A^{2/3} \text{ МэВ}, \quad A \gg 10^6. \quad (13)$$

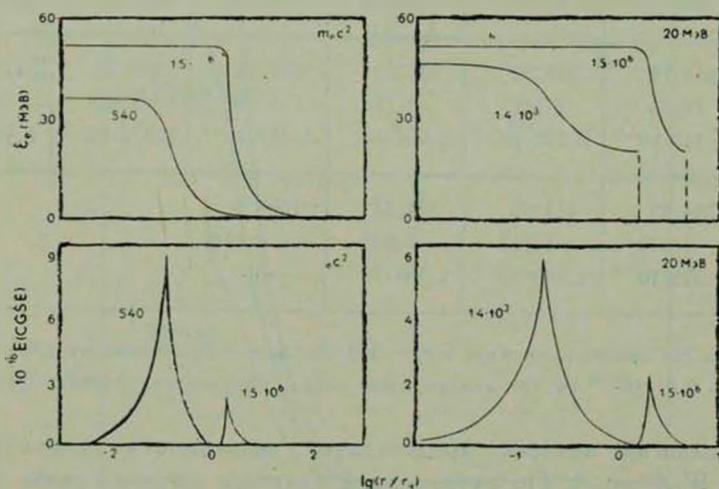


Рис. 1. Зависимость граничной энергии электронов и напряженности электростатического поля от расстояния до центра ячейки (нейтральное образование из ядра, окруженное электронным облаком) для ядер с  $A = 540$ ;  $1.5 \cdot 10^6$  при  $\mu_e \approx m_e c^2$  и для  $A = 1.4 \cdot 10^3$ ;  $1.5 \cdot 10^6$  при  $\mu_e = 20$  МэВ. Пунктирными линиями указаны границы ячеек. В случае  $\mu_e = m_e c^2$  они уходят на бесконечность (известный недостаток метода Томаса—Ферми).  $r_1 = 6.91 \cdot 10^{-12}$  см.

Для составления более полного представления о распределении зарядов в табл. 1 приведены зависимости граничной энергии электронов и накопленного заряда

$$Q(r) = 4\pi e \int_0^r (n_p - n_x - n_e) r^2 dr$$

от расстояния  $r$  для  $A = 10^{13}$  в плазме с  $\mu_e \approx m_e c^2$ .

Таблица 1

ГРАНИЧНАЯ ЭНЕРГИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И НАКОПЛЕННЫЙ ЗАРЯД  
ДЛЯ  $A \approx 10^{13}$  В ПЛАЗМЕ С  $\mu_e \approx m_e c^2$

$r/r_1$	348.00	348.32	348.60	348.78	348.87	348.90
$\epsilon_e$ (МэВ)	51.29	51.29	51.27	51.03	50.41	49.88
$Q/eA$	0	$2.300 \cdot 10^{-9}$	$1.536 \cdot 10^{-7}$	$2.200 \cdot 10^{-6}$	$7.603 \cdot 10^{-6}$	$1.218 \cdot 10^{-5}$
$r/r_1$	348.92	348.93	349.23	350.13	350.53	351.73
$\epsilon_e$ (МэВ)	49.50	49.03	40.74	27.03	23.51	16.90
$Q/eA$	$1.541 \cdot 10^{-5}$	$1.945 \cdot 10^{-5}$	$1.346 \cdot 10^{-5}$	$5.960 \cdot 10^{-6}$	$4.521 \cdot 10^{-6}$	$2.356 \cdot 10^{-6}$
$r/r_1$	353.13	354.73	356.33	361.13	368.33	376.33
$\epsilon_e$ (МэВ)	12.72	9.911	8.118	5.261	3.446	2.500
$Q/eA$	$1.347 \cdot 10^{-6}$	$8.270 \cdot 10^{-7}$	$5.604 \cdot 10^{-7}$	$2.417 \cdot 10^{-7}$	$1.072 \cdot 10^{-7}$	$5.785 \cdot 10^{-8}$
$r/r_1$	394.33	414.33	532.33	1008.3		
$\epsilon_e$ (МэВ)	1.570	1.144	0.608	0.514		
$Q/eA$	$2.325 \cdot 10^{-8}$	$1.193 \cdot 10^{-8}$	$1.589 \cdot 10^{-9}$	0		

Примечание. На поверхности ядра  $r/r_1 = 348.93$ , где  $r$  — расстояние от центра ядра, а  $r_1 = 6.91 \cdot 10^{-12}$  см.  $Q$  — накопленный заряд. Разумеется,  $Q(348) \approx Q(1008) \approx 0$ .

Наибольший интерес представляет зависимость величины  $b = m_e c^2 - W/A$  от  $A$ . По сути дела,  $b$  является энергией связи ячейки, рассчитанной на нуклон. Строго говоря, под энергией связи в расчете на нуклон следует понимать величину  $(m_n c^2 N_n + m_p c^2 N_p + m_e c^2 N_e + \mu_e N_e - W)/A$ , которая больше  $b$ . График зависимости  $b(A)$  для трех значений  $\mu_e \approx m_e c^2$ , 12 МэВ и 20 МэВ приведен на рис. 2. Кроме  $A$  энергия связи зависит также от плотности массы  $\rho$  или, можно сказать, от химического потенциала электронов:  $b = b(A, \mu_e)$ . Для заданного  $\mu_e$  эта величина при определенном значении  $A = A_0$  имеет максимум. В обычных условиях, а именно, когда  $\mu_e \approx m_e c^2$ , мы знаем, что  $A_0 \approx 60$  (ядра вблизи железного пика). С возрастанием  $\mu_e$   $A_0$  монотонно растет, достигая значения, приблизительно равного 370 в

конце  $Ae$ -фазы, где  $\mu_e \approx 25$  МэВ, а  $\rho = 6 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup> [29]. Заметим, что в плазме устойчивыми будут также ядра с массовыми числами, не сильно отличающимися от массового числа наиболее стабильного ядра

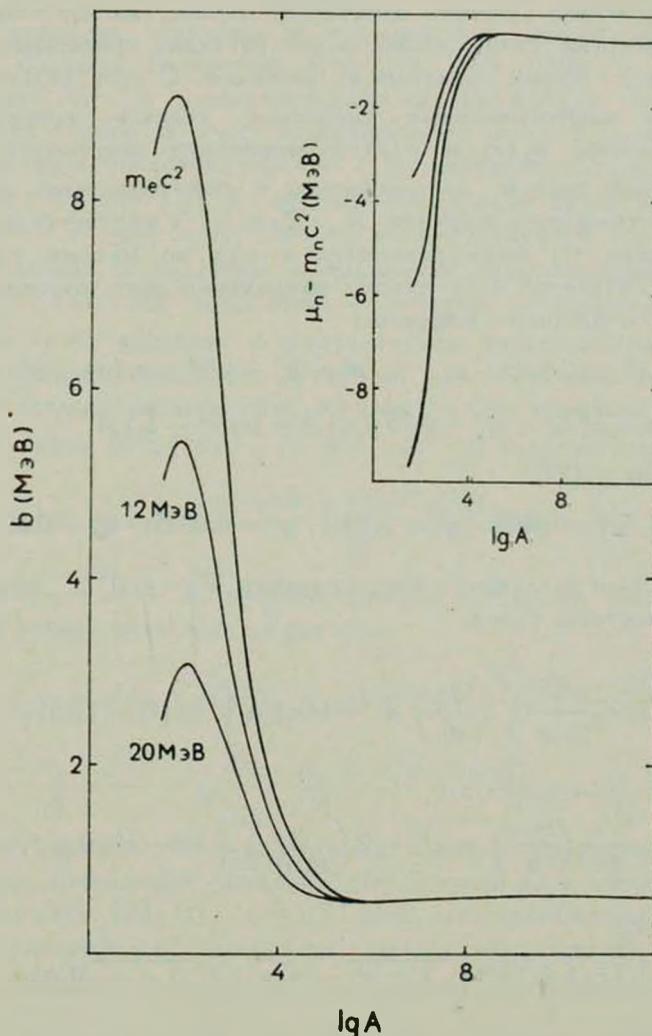


Рис. 2. Зависимость  $b = m_n c^2 - W/A$ , где  $W$  — энергия ячейки, от массового числа для  $\mu_e \approx m_e c^2$ , 12 и 20 МэВ. График химического потенциала нейтронов  $\mu_n$  для тех же значений  $\mu_e$  в зависимости от  $A$  представлен в верхнем правом углу.

с  $A = A_0$ , подобно тому, как это имеет место при  $\mu_e \approx m_e c^2$ . С увеличением  $A$ , независимо от значения  $\mu_e$ , энергия связи убывает, достигая минимума, равного 0.57 МэВ при  $A \sim 10^6$ . За этой точкой

кривые  $b(A, \mu_e)$  для разных  $\mu_e$  практически сливаются, причем  $b(A)$ , медленно возрастая, стремится к предельному значению  $b_0 = 0.62$  МэВ для сплошной ядерной материи. На основании проведенных численных расчетов можно записать достаточно точное аналитическое выражение для энергии связи, позволяющее наглядно представить стремление  $b(A, \mu_e)$  к этому предельному значению. С этой целью мы воспользовались вышеотмеченным свойством, согласно которому при  $A \gg 10^6$  величины  $n_k(r)$  и  $\varphi(r)$  претерпевают заметные изменения только в весьма тонком, по сравнению с радиусом ядра, поверхностном слое толщиной порядка  $R - R_A \sim r_1$ , в соответствии с чем энергия ячейки (1) была разложена в ряд по малому параметру  $(R - R_A)/R_A$ . Нулевой член такого разложения дает, очевидно, энергию сплошного ядерного вещества:

$$W_0 = [y_n^0 m_n c^2 + y_p^0 m_p c^2 - c_0 + c_3 (y_n^0 - y_p^0 + y_\pi^0)^2 + c_4 (y_n^0 - y_p^0 + y_\pi^0) + c_3 y_\pi^0 + c_\pi y_\pi^0 + 0.75 y_{\pi 1}^0] A = (m_n c^2 - b_0) A, \quad (14)$$

где в согласии с [29]

$$y_n^0 = 0.591; \quad y_p^0 = 0.409; \quad y_\pi^0 = 0.406; \quad y_{\pi 1}^0 = 0.0035; \quad b_0 = 0.62 \text{ МэВ.}$$

Следующий член разложения дает поправку  $W_1 = \epsilon_s A^{2/3}$ , обусловленную поверхностным слоем,

$$\begin{aligned} \epsilon_s = & c_1 + \frac{r_0^2 \epsilon_1^2}{2r_1 e^2} \int_0^{\lambda_R} \left( \frac{d\gamma_1}{d\lambda} \right)^2 d\lambda + 4\pi r_1 r_0^2 n_0 \int_0^{\lambda_A} [f(\lambda) - f(0)] d\lambda + \\ & + \frac{r_0^2 r_1}{2\pi} \left( \frac{m_e c}{h} \right)^3 m_e c^2 \left[ -2 \left( \frac{\epsilon_1}{m_e c^2} \right)^4 \int_0^{\lambda_A} (1 - \eta^4) d\lambda + \right. \\ & \left. + \int_{\lambda_A}^{\lambda_R} [x(1 + 2x^2) \sqrt{1 + x^2} - \ln(x + \sqrt{1 + x^2})] d\lambda \right], \quad (15) \end{aligned}$$

где

$$f = -(m_n - m_p) c^2 y_p + c_3 (y_n - y_p + y_\pi)^2 + c_4 (y_n - y_p + y_\pi)^4 + c_3 y_\pi^2 + c_\pi y_\pi$$

а  $x = \sqrt{(\epsilon_1 \gamma_1 / m_e c^2)^2 - 1}$  — граничный импульс электронов в единицах  $m_e c$ . Здесь второе слагаемое — коэффициент пропорциональности при

$A^{2/3}$  в формуле (13) для кулоновской энергии ячейки, которая была записана в виде  $W_c = (1/8\pi) \int_V (d\varphi/dr)^2 dV$ . Учитывая, что во всем

объеме ядра, за исключением упомянутого тонкого поверхностного слоя, с большой точностью  $d\varphi/dr = 0$ ,  $f(r) = f(0)$  и  $\gamma_i = 1$ , можно утверждать, что в выражении (15) сколько-нибудь заметный вклад получается только за счет поверхностного слоя. В рассматриваемом приближении в уравнениях (10) и (11), разумеется, следует опустить слагаемое  $(2/i) d\gamma_i/dr$ , т. е. сферическая задача сводится к плоской, а  $\epsilon_s$  зависит только от  $\mu_s$ . Однако, как мы убедились, эта зависимость весьма слабая. В линейном приближении была найдена аппроксимация  $\epsilon_s = 10.5 (1 + 0.07 \mu_s/\epsilon_1)$  МэВ, в которой коэффициенты были определены путем подгонки с результатами численных расчетов методом наименьших квадратов. Отметим, что аппроксимация (13) также была определена аналогичным образом. Таким образом, при  $A \gg 10^6$  энергия ячейки  $W \approx (m_n c^2 - b_0) A + \epsilon_s A^{2/3}$  и, следовательно,

$$b(A, \mu_s) \approx 0.62 - \frac{10.5 (1 + 0.07 \mu_s/\epsilon_1)}{A^{1/3}} \text{ МэВ, } A \gg 10^6. \quad (16)$$

Для ядер с  $A \sim A_0$ , в объеме которых электронов практически нет, величина  $b$  была вычислена по формуле

$$W = m_n c^2 N_n + m_p c^2 N_p - c_0 A + c_1 A^{2/3} + c_2 \frac{(N_p - N_n)^2}{A^{1/3}} + c_3 \frac{(N_n - N_p + N_\pi)^2}{A} + c_4 \frac{(N_n - N_p + N_\pi)^4}{A^3} + c_5 \frac{N_\pi^2}{A} + c_6 N_\pi + W_c. \quad (17)$$

Напомним, что здесь  $W_c$  — кинетическая энергия электронного газа ячейки, а сумма предыдущих слагаемых дает энергию ядра согласно формуле Вайцзеккера (см. [30, 31]).  $c_1 = 0.71$  МэВ, а значения остальных коэффициентов приведены в (2). Теперь в согласии с соотношениями  $\mu_n = \mu_p + \mu_\pi$  и  $\mu_\pi = \mu_e$  концентрации частиц определяются уравнениями

$$4c_3 (1 - 2y - y_\pi) + 8c_4 (1 - 2y - y_\pi)^3 + (m_n - m_p) c^2 - 2c_2 y A^{2/3} = \mu_e, \quad (18)$$

$$y_\pi = \frac{1}{4c_3} [\mu_e + 2c_2 y A^{2/3} - 2c_\pi + (m_n - m_p) c^2]$$

и условием электронейтральности ячейки  $N_p - N_n = N_\pi$ . В случае малых  $A$ , когда в ядрах  $\pi^-$ -мезоны отсутствуют, в приведенных выражениях следует подставить  $N_\pi = 0$  и опустить второе из уравнений

(18). Для изолированных ядер с  $A < 260$  мы воспользовались экспериментальными данными.

Как можно заключить из вида кривых на рис. 2, ядра с массовыми числами  $A_0 < A \leq 10^6$  заведомо неустойчивы. Ядра же с  $A \geq 10^6$  являются метастабильными. Они устойчивы относительно процессов деления на произвольное число осколков с  $A \geq 10^6$ , но нестабильны по отношению к распаду на ядра с массовыми числами  $A \leq 10^6$ . Напомним, что по отношению к  $\beta$ -процессам рассматриваемые ядра находятся в состоянии равновесия.

В верхнем правом углу рис. 2 приведена зависимость химического потенциала нейтронов  $\mu_n$  от массового числа  $A$  для тех же значений  $\mu_c$ . Поскольку у нас не было явной зависимости  $W$  от  $N_k$ , химический потенциал  $\mu_n$  был вычислен по формуле  $\mu_n = (dW + FdV)/dA$ , которая получается из  $dW = \sum \mu_k dN_k - PdV$  с учетом  $\mu_n = \mu_p + \mu_c$ ,  $\mu_\pi = \mu_\nu$ ,  $N_n = N_+ + N_c$  и  $A = N_n + N_p$ . Для сверхмассивных ядер  $V \approx V_A = A/n_0$ , и поэтому в  $Ae$ -плазме  $PdV/dA \approx P/n_0 \leq 0.002$  МэВ ( $P \leq 6.6 \cdot 10^{29}$  эрг/см<sup>3</sup>), что является малой поправкой к основному члену.

Теперь рассмотрим ядра с чрезвычайно большими массовыми числами, когда в игру вступают силы гравитации. Это имеет место при  $A \geq 10^{52}$  и  $R \geq 100$  м. Параметры несжимаемого гравитирующего ядерного вещества определяются следующими выражениями [20]:

$$R = R_0 \left| 1 - \left( \frac{P_0 + \rho_0 c^2}{3P_0 + \rho_0 c^2} \right)^2 \right|^{1/2}, \quad M = \frac{4\pi}{3} \rho_0 R^3, \quad (19)$$

$$A = 2\pi R_0^3 n_0 \left( \arcsin \frac{R}{R_0} - \frac{R}{R_0} \sqrt{1 - \frac{R^2}{R_0^2}} \right),$$

где  $R_0 = (3c^2/8\pi G\rho_0)^{1/2} = 23.8$  км,  $P_0$  — давление в центре, а  $R$  — координатный радиус. Эти формулы справедливы, когда  $P_0 \leq 5 \cdot 10^{33}$  эрг/см<sup>3</sup>. При больших давлениях возникает необходимость учета сжимаемости и изменения в химическом составе плазмы [29]. Из (19), путем разложения по параметру  $P_0/\rho_0 c^2 \ll 1$ , для энергии связи нуклона находим

$$b = \left( m_n - \frac{M}{A} \right) c^2 \approx b_0 + \frac{1}{5} (36 \pi n_0)^{1/3} G m_n^2 A^{2/3}, \quad (20)$$

где второе слагаемое представляет собой гравитационный дефект массы в расчете на нуклон. Для предельного значения давления  $P_0 \approx 5 \cdot 10^{33}$  эрг/см<sup>3</sup> получается  $A \approx 2 \cdot 10^{56}$ ,  $M \approx 0.18 M_\odot$  и  $R \approx 6.7$  км.

4. *Времена жизни сверхмассивных ядер.* Из рис. 2 видно, что ядра с массовыми числами  $A_0 < A \leq 10^6$  неустойчивы. Ядра же с  $A \geq 10^6$ , оче-

видно, являются метастабильными. Обсудим теперь вопрос об их устойчивости и времени жизни по отношению к различным возможным каналам распадов. Из кривых для  $\mu_n$  рис. 2 можно заключить, что в ядрах с произвольными массовыми числами нейтроны находятся в связанном состоянии ( $\mu_n - m_n c^2 \lesssim -0.6$  МэВ). В плазме при  $\mu_e > 0.7$  МэВ протоны также находятся в потенциальной яме с бесконечно толстыми стенками, поскольку в этом случае  $\mu_p - m_p c^2 = 0.7$  МэВ  $-\mu_e < 0$ . Здесь  $\mu_p = \mu_p^0 + e\phi$ , где  $\mu_p^0 - m_p c^2 = -50.6$  МэВ — химический потенциал протонов в бесконечном ядерном веществе. Возможность испускания протонов возникает лишь при  $\mu_e < 0.7$  МэВ (см. рис. 3). Спонтанное деление на два и более осколков с  $A \geq 10^8$  запрещено законом сохранения энергии. Мыслимыми каналами распадов сверхмассивных ядер являются: испускание легкого ядра с  $A \lesssim 10^8$ , либо одновременно дробление на такие ядра.

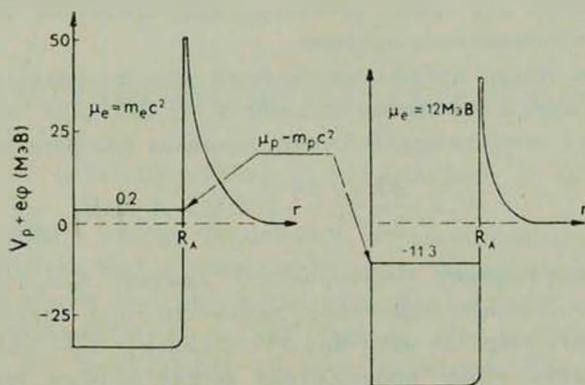


Рис. 3 Полная потенциальная энергия протона в зависимости от расстояния до центра ячейки для  $A \gtrsim 10^8$  и двух значений  $\mu_e$ . Вдоль оси абсцисс масштаб не выдержан.

Реакция испускания легких частиц экзотермическая и сопровождается выделением энергии

$$Q = W - W_1 - W_2 \approx \left( b_2 - b - \frac{\partial b}{\partial \ln A} \right) A_2 \quad (21)$$

Здесь  $W$ ,  $W_1$ ,  $W_2$  — энергии материнского, дочернего и легкого ядер. Время распада определяется кулоновским потенциальным барьером, высота которого заметно больше  $Q$ . Вылетающая из ядра частица с зарядом  $eZ_2$  и массовым числом  $A_2$  движется в поле с потенциальной энергией

$$V(r) = (Z_2 - A_2 n_e / n_0) e\phi(r), \quad r \geq R_1 + R_2, \quad (22)$$

где  $R_1$  и  $R_2$  — радиусы дочернего и испущенного ядер, а  $r$  — расстояние между их центрами. Поскольку  $A_2 \ll A$ , поле  $\varphi(r)$  практически то же самое, что и для ячейки исходного ядра. С приближением осколка к дочернему ядру потенциальная энергия  $V(r)$  на расстояниях порядка  $r_1 \approx 10^{-11}$  см возрастает до значения  $(Z_2 - A_2 n_e / n_0) e \varphi(R_A) \approx e Z_2 \varphi(R_A)$  при соприкосновении ядер, а затем быстро спадает до значения, практически равного нулю, когда они сливаются. Время процесса распада порядка

$$\tau \approx r_0 A^{1/3} \left( \frac{2M_2}{Q} \right)^{1/2} \exp \left\{ \frac{2}{\hbar} \int_{r'}^{r''} \sqrt{2M_2 [V(r) - Q]} dr \right\}, \quad (23)$$

где  $r' \approx r_0 A^{1/3}$  и  $r''$  — корни уравнения  $V(r) = Q$ . Время полураспада существенно зависит от  $A$ ,  $A_2$  и химического потенциала электронов  $\mu_e$ . Однако численные расчеты показали, что в любом случае при  $A \geq 10^6$  времена для таких распадов оказываются на много порядков больше космогонического времени.

Обсудим теперь процесс одноактного полного развала сверхмассивных ядер на ядра с массовыми числами  $A_2 < 10^6$ . Для этого процесса также имеется энергетический барьер, величина которого порядка

$$W \approx \frac{AK}{2n_0} \left( \frac{\Delta n}{n_0} \right)^2 \approx 0.5 \cdot A \text{ МэВ}, \quad (24)$$

где  $1/K$  — коэффициент всестороннего сжатия:  $K/n_0 \approx 15$  МэВ [32],  $\Delta n = n_0 - n \approx 0.26 n_0$  — изменение плотности при однородном расширении ядерного шара на величину  $\Delta V \approx 0.26 V_0$ ,  $V_0$  — объем исходного ядра.  $\Delta V$  — есть объем промежутков между шарами при их плотной упаковке. Соответствующее увеличение радиуса равно  $\Delta R = \Delta r A^{1/3} = r_0 A^{1/3} \Delta n / 3n_0 \approx 10^{-14} A^{1/3}$  см и представляет собой именно толщину этого барьера. После такого расширения, очевидно, начнутся термоядерные реакции и раздробление на обычные ядра. С этого момента дальнейшее расширение будет носить характер взрыва. Вероятность туннельного перехода благодаря радиальным нулевым колебаниям между указанными состояниями массивного ядра чрезвычайно мала. Соответствующие времена значительно больше космогонического.

Таким образом, мы приходим к выводу, что спонтанный развал ядер с  $A \geq 10^6$  не возможен ни путем последовательного испускания нуклонов или легких ядер, ни путем одноактного их развала на ядра с энергией связи  $b > 0.6$  МэВ. Такие ядра, однако, могут распастись в ядерных столкновениях, когда им сообщается энергия  $W \geq (b_0 - b_m) A \approx 0.05 A$  МэВ, где  $b_m \approx 0.57$  МэВ — минимальное значение энергии

связи нуклонов в сверхмассивных ядрах, достигаемое при  $A \approx 10^6$ . Можно представить также их спонтанный развал, если они находятся в среде с температурой порядка  $T \approx (b_0 - b_{\infty})/k \approx 6 \cdot 10^8$ .

Полученный выше результат о существовании метастабильных ядер с массовыми числами  $A \geq 10^6$  верен только в случае, когда в них имеется  $\pi^-$ -конденсат. В рамках традиционного представления о ядерном веществе, состоящем только из нуклонов, образование таких сверхмассивных ядер невозможно. Здесь связанные состояния появляются только благодаря самогравитации, т. е. при  $A \gg 10^{52}$ . Вывод о существовании сверхмассивных ядерных шаров может иметь исключительно важное значение для космогонии.

В заключение выражаем благодарность академику В. А. Амбарцумяну и участникам семинара кафедры теоретической физики Ереванского государственного университета за плодотворные обсуждения.

Институт физики конденсированных сред,  
кафедра теоретической физики ЕрГУ

## METASTABLE FORMATIONS OF NUCLEAR MATTER

L. SH. GRIGORIAN, G. S. SAHAKIAN

Nuclei boundary energy dependence on mass number  $A$  is investigated in supposition that  $\pi^-$ -condensate exists in infinite nuclear matter. It has been shown that only nuclei with  $A_0 < A \leq 10^6$  are unstable, while they are metastable at  $A \geq 10^6$  (see eq. (16) and Fig. 2),  $A_0$  — mass number of the most stable nucleus in plasma. The spontaneous decay of such nuclei is actually expelled. They may be decayed only by nuclei collisions or in the case when temperature of plasma reaches to  $6 \cdot 10^8$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. G. Gamow, Atomic Nuclei and Nuclear Transformations, Oxford, 1936.
2. L. Landau, Nature, 141, 333, 1938.
3. F. Zwicky, Ap. J., 88, 522, 1938.
4. G. B. van Albada, BAN, 10, 161, 1946.
5. G. B. van Albada, Ap. J., 105, 393, 1947.
6. W. Baade, F. Zwicky, Proc. Nat. Acad. Sci. (USA), 20, 259, 1934.
7. W. Baade, F. Zwicky, Phys. Rev., 45, 138, 1934.
8. W. Baade, F. Zwicky, Ap. J., 88, 411, 1938.
9. J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
10. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрон. ж., 37, 193, 1960.

11. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрон. ж., 38, 785, 1961.
12. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрон. ж., 38, 1016, 1961.
13. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Вопросы космогонии, 9, 91, 1963.
14. Т. Hamada, E. E. Salpeter, Ap. J., 134, 683, 1961.
15. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, Сообщ. Бюраканской обс., 33, 55, 1963.
16. G. S. Sahakian, Yu. L. Vartanian, Nuovo Cimento, 30, 82, 1963.
17. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, Астрон. ж., 41, 193, 1964.
18. Г. С. Саакян, Э. В. Чубарян, Сообщ. Бюраканской обс., 34, 99, 1963.
19. Р. М. Авакян, Ю. Л. Вартамян, Г. С. Саакян, Сообщ. Бюраканской обс., 43, 57, 1971.
20. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
21. А. Б. Мицгал, ЖЭТФ, 61, 2209, 1971.
22. А. Б. Мицгал, ЖЭТФ, 63, 1993, 1972.
23. R. F. Sawyer, Phys. Rev. Lett., 29, 382, 1972.
24. D. I. Scalapino, Phys. Rev. Lett., 29, 386, 1972.
25. J. Kogut, J. T. Manassah, Phys. Lett., 41A, 129, 1972.
26. А. Б. Мицгал, Фермионы и бозоны в сильных полях, Наука, М., 1978.
27. Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, Физика элементарных частиц и атомного ядра, 10, 1075, 1979.
28. Г. С. Саакян, Л. Ш. Григорян, Астрофизика, 13, 295, 1977.
29. Г. С. Саакян, Л. Ш. Григорян, Астрофизика, 13, 669, 1977.
30. Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, ДАН СССР, 237, 299, 1977.
31. Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, Астрофизика, 13, 463, 1977.
32. О. Бор, Б. Моттельсон, Структура атомного ядра, Мир, М., 1971.