

## ЭФФЕКТ ПИОНИЗАЦИИ И ЕГО АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ

*Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян*

Ереванский Государственный университет, Ереван

Дан обзор эффекта  $\pi$ -конденсации в вырожденном веществе конечных и бесконечных размеров и его приложение к теории сверхплотных небесных тел.

The review of the effect of  $\pi$ -condensation in the degenerate matter of finite and infinite sizes and its application to the theory of superdense celestial bodies is given.

### ВВЕДЕНИЕ

В среде, состоящей только из нуклонов, с повышением плотности глубина потенциальной ямы  $\pi$ -мезона увеличивается, и при некотором критическом значении  $n_c$  уровни энергий мезонных состояний опускаются настолько, что становится возможным рождение этих частиц. Появление  $\pi$ -мезонов в ядерном веществе можно ожидать уже при плотностях  $n \approx 10^{38} \text{ см}^{-3}$ , поскольку при этом среднее расстояние между нуклонами порядка комптоновской длины волны пионов. В образованном бозе конденсате бесконечному росту плотности пионов препятствуют силы отталкивания, действующие между ними.

Последовательное теоретическое исследование вопроса об образовании  $\pi$ -конденсата в вырожденной плазме начинается с работ А. Б. Мигдала [4]. Последующее развитие теории [5—46, 54, 59, 75] шло тремя разными путями. В первом из них задача сводилась к нахождению путем многочастичного подхода поляризационного оператора возбуждений среды с пионными квантовыми числами (пионные квазичастицы). Удалось оценить пороговую плотность фазового перехода II рода (плотность конденсата растет от нулевого значения). При втором подходе исходили из эффективного лагранжиана, описывающего систему взаимодействующих нуклонов и  $\pi$ -мезонов:

$$L = L_N + L_{NN} + L_{\pi N} + L_\pi + L_{\pi\pi}, \quad (1)$$

где  $L_N$  и  $L_\pi$  — представляют свободные поля нуклонов и пионов, а  $L_{NN}$ ,  $L_{\pi N}$ ,  $L_{\pi\pi}$  — соответственно  $NN$ -,  $\pi N$ -,  $\pi\pi$ -взаимодействия.

Такой способ позволил определить величину, координатную зависимость и изотопический характер развитого конденсатного поля. Зная энергию системы в зависимости от плотности, можно определить также возможность фазового перехода I рода, при котором образующийся в среде конденсат имеет конечную плотность. Проводились модельные расчеты, позволяющие с помощью разумных допущений относительно простым путем получить, по крайней мере, качественное описание пионной конденсации. В третьем направлении в основу был положен феноменологический подход. Здесь параметры состояния конденсата определялись путем анализа соответствующих экспериментальных данных об атомных ядрах.

Исследование сравнительно легче проводить для бесконечного ядерного вещества. Затем полученные результаты можно перенести на конечные ядра. Отметим, что для астрофизических применений представляет особый интерес именно случай сплошной ядерной материи.

### 1. ПИОННЫЙ КОНДЕНСАТ В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ

Спектр энергии квазичастиц можно определить из уравнения ( $\hbar = c = 1$ )

$$\omega^2 - m_\pi^2 - k^2 - \Pi(\omega, k) = 0, \quad (2)$$

где  $\omega$ ,  $k$ ,  $m_\pi$  — энергия, импульс и масса  $\pi$ -мезона, а  $\Pi(\omega, k)$  — поляризационный оператор в импульсном представлении. Для слабого конденсатного поля такой подход к решению вопроса является наиболее разумным, однако он связан со значительными трудностями из-за отсутствия достаточно точных данных о взаимодействиях частиц в среде и необходимости учета многочастичных эффектов. Тем не менее в [5; 11] удалось разработать метод вычисления  $\Pi(\omega, k)$  путем выделения существенных при 4-импульсах  $\sim m_\pi$  графиков и замены остальных константами, определяемыми либо из эксперимента, либо путем разумных модельных вычислений. В [5, 11, 19] детально исследовались два предельных случая:  $N_p = N_n$  (атомное ядро) и  $N_p \ll N_n$  (нейтронная среда), где  $N_n$  и  $N_p$  — числа нейтронов и протонов. В нерелятивистском для нуклонов приближении можно пренебречь отдачей нуклонов. Тогда состояние пионов в основном будет описываться  $p$ -волной:  $k \sim m_\pi$ , и поляризационный оператор мезонных возбуждений в нуклонной среде можно представить в виде

$$\Pi = \Pi_p + \Pi_s. \quad (3)$$

Основной вклад в (3) дает первое слагаемое ( $p$ -волна), тогда как  $\Pi_s$  — всего лишь поправка, учитывающая вклад  $s$ -волны в  $\pi N$ -

взаимодействие. Эти слагаемые определяются диаграммами

$$\Pi_p = \Pi_N^+ \Pi_N^* = \text{[Diagram 1]} + \text{[Diagram 2]} \quad (4)$$

где первый график соответствует превращению мезона в частицу и дырку в нуклонном ферми-заполнении, а второй — поглощению мезона с превращением нуклона среды в  $N^*$  (1236)-резонанс, и

$$\Pi_s = \text{[Diagram 3]} \quad (5)$$

Следует иметь в виду, что в барионном веществе вплоть до очень больших плотностей  $\sim 100n_0$  ( $n_0 = 1,7 \cdot 10^{38}$  см<sup>-3</sup> — обычная ядерная плотность) как мезон-нуклонную вершину, так и вершину перехода в  $N^*$  (1236)-резонанс можно считать не изменяющимися. Заштрихованные вершины определяются константами взаимодействий нуклона с нуклоном и нуклона с  $N^*$  (1236)-резонансом. Для заряженных  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ -мезонов, например, первый из графиков (4) следует понимать как

$$\Pi_N^+ = \text{[Diagram 4]} \quad \Pi_N^- = \text{[Diagram 5]} \quad (6)$$

Аналогичным образом видоизменяется и диаграмма с  $N^*$  (1236)-резонансом.

В упомянутых работах [5, 11, 19] было установлено существование нескольких ветвей в спектре пионных квазичастиц. Поскольку из-за взаимодействия происходит сильное перемешивание пионных состояний с состояниями типа нуклон — дырка и резонанс — дырка, природа возбуждений определялась по поведению соответствующих ветвей при асимптотическом выключении взаимодействия. Оказалось, например, что наряду с пионной имеются также  $N^*$  (1236)-резонансная ветвь и спин-изоспин звуковая:  $\omega \rightarrow 0$  при  $k \rightarrow 0$ . Классификация решений уравнения (2) определяется также знаком величины

$$2\omega - \partial \Pi(\omega, k) / \partial \omega. \quad (7)$$

Ветви, на которых эта величина положительна, соответствуют  $\pi^-$ -мезонам, тогда как в обратном случае (после замены  $\omega$  на  $-\omega$ ) мы имеем дело с  $\pi^+$ -мезонами.

В [11, 19] было показано, что в изотопически-симметричной ядерной материи ( $N_p = N_n$ ) при разумном выборе констант  $NN$ -взаимодействий уже при  $n > 0,6n_0 = n_c$  и  $k \sim m_\pi$  развивается неустойчивость в спин-изоспин звуковых ветвях пионов всех трех типов одновременно ( $\omega_{\pi^+}^2, \pi^-, \pi^0 < 0$ ), что ведет к образованию электронейтрального конденсата  $\pi^+, \pi^-, \pi^0$ -мезонов.

Своеобразная ситуация возникает при  $N_p \ll N_n$  [11, 19]. Спектр  $\pi^0$ -мезонов, очевидно, не меняет своего характера, а порог  $n_c^0 \approx 0,8n_0$ , тогда как спектр заряженных пионов существенно изменяется. Начиная с плотностей  $n_c^+ \approx 0,4n_0$  в спектре  $\pi^+$ -мезонов появляются возбуждения с энергией  $\omega_{\pi^+} + \epsilon_n < 0$  ( $\epsilon_n$  — граничная энергия нейтронов) и симметрией  $\sigma_+$ , которые при выключении  $\pi N$ -взаимодействия переходят в нулевой спин-изоспиновый звук:  $\omega \rightarrow 0$  при  $k \rightarrow 0$ . Их можно назвать изоспиновыми волнами (см. [38]), так как они соответствуют связанному состоянию ( $p\bar{n}$ ) в том же смысле, в каком нулевой звук есть связанное состояние частицы — дырка. В [19] эта ветвь возбуждений обозначена  $\pi_s^+$ . Появление при  $n > n_c^+$  в спектре мезонов изоспиновых возбуждений сопровождается образованием  $\pi_s^+$ -конденсата в нейтронной среде. Аналогичной ветви для  $\pi^-$ -мезонов не существует. Но с повышением плотности, когда  $n \approx 0,9n_0 = n_c^\pm$  и  $k \approx 1,6m_\pi$ , величина  $\omega_{\pi_s^+} + \omega_{\pi^-}$  обращается в нуль. Возникает неустойчивость, приводящая к образованию электронейтрального  $\pi_s^+\pi^-$ -конденсата, состоящего из отрицательных пионных квазичастиц и  $\pi_s^+$ -изоспиновых (частица — дырка) волн. Неустойчивость нейтронного вещества относительно возникновения пионного конденсата можно описать также и в терминах коллективных частично-дырочных возбуждений системы [37, 43].

Решение задачи о конденсатном поле конечной амплитуды связано с дополнительными трудностями и даже в упрощенных модельных вариантах требует привлечения численных методов [24, 25]. В работах [24, 32, 33] впервые конденсация заряженных мезонов исследовалась с позиций приближенной киральной симметрии сильных взаимодействий. Авторам удалось наряду с  $p$ -волновым  $\pi N$ -взаимодействием в достаточно полной мере учесть также  $s$ -волновую часть  $\pi N$ -взаимодействия,  $\pi\pi$ -взаимодействие, вклады нуклонных корреляций и нуклонного резонанса  $N^*$  (1236), рассматриваемого как дополнительная «элементарная» частица [32, 33]. В  $\sigma$ -модельном варианте [47, 48] теории состояние системы задается полем  $\psi$  нуклонов и вектором  $(\sigma, \pi)$  в пространстве полей некой скалярной частицы  $\sigma$  и пионов всех трех типов:  $\pi = (\pi_1, \pi_2, \pi_3)$ , связь которых с нуклонами в кирально-инвариант-

ной форме задается комбинацией  $\bar{\psi}(\sigma + i\tau \cdot \pi \gamma_5)\psi$ . Здесь  $\tau$  — изоспиновый вектор, а  $\gamma_5$  — известная матрица. Масса  $m$  нуклона генерируется отличным от нуля вакуумным средним  $\langle \sigma \rangle_0 \sim m$ . Нормальному состоянию системы отвечает вектор  $(\sigma, 0)$ , параллельный оси  $\sigma$ , тогда как при конденсации заряженных пионов он поворачивается на некоторый угол  $\Theta$ . Лагранжиан системы [24]

$$\begin{aligned} L_\sigma = & -(1/2) [(\partial_\mu \sigma)^2 + (\partial_\mu \pi)^2] + \\ & + (1/4) m_\sigma^2 (\sigma^2 + \pi^2) - (m_\sigma^2/2F_\pi^2) (\sigma^2 + \pi^2)^2 + \\ & + i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi - g\bar{\psi}(\sigma + i\tau \cdot \pi \gamma_5)\psi + (1/2) m_\pi^2 F_\pi \sigma, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $g$  — константа взаимодействия;  $F_\pi = 189$  МэВ — константа пионного распада;  $\partial_\mu$  — оператор 4-мерного дифференцирования, а  $\gamma_\mu$  — матрицы Дирака. Приближенный характер киральной симметрии лагранжиана связан с нарушающим симметрию последним слагаемым в (8). Для достаточно большой массы  $\sigma$ -частицы область изменения вектора  $(\sigma, \pi)$  определяется 4-сферой  $\sigma^2 + \pi^2 = (0,5F_\pi)^2$ :

$$\sigma = F_\pi \cos \Theta/2; \quad \pi = F_\pi \hat{\pi} \sin \Theta/2, \quad (9)$$

где  $\hat{\pi}$  — единичный вектор вдоль поля  $\pi$ , а  $\Theta$  — упомянутый выше угол. При описании основного состояния удобно провести усреднение по всем степеням свободы, оставив лишь классическую часть заряженного мезонного поля. В  $\sigma$ -модели в основном исследовалась конденсация заряженного пионного поля, описываемого бегущей волной:

$$\left. \begin{aligned} \langle \sigma(\mathbf{r}, t) \rangle &= F_\pi \cos \Theta/2; \\ \langle \pi_1(\mathbf{r}, t) + i\pi_2(\mathbf{r}, t) \rangle &= (1/2) F_\pi \sin \Theta \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \mu_\pi t)]; \\ \langle \pi_3(\mathbf{r}, t) \rangle &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где  $\mu_\pi$  — химический потенциал  $\pi$ -мезонов.

Существует и другой метод [49] (нелинейная реализация), вскрывающий смысл киральной симметрии с иных позиций. В построенном таким образом лагранжиане с самого начала через ковариантные производные учитываются нелинейные связи, в то время как в (8) в явном виде они отсутствуют. Это хорошо видно на примере модельного лагранжиана

$$\begin{aligned} L = & \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - (f/m_\pi)\bar{\psi}\gamma_5\gamma^\mu\tau\psi \cdot D_\mu\phi - \\ & - (1/2) D_\mu\phi \cdot D^\mu\phi - (1/2) m_\pi^2 (1 + \phi^2/F_\pi^2)^{-1} \phi^2 \end{aligned} \quad (11)$$

с ковариантными производными

$$D_\mu\phi = (1 + \phi^2/F_\pi^2)^{-1} \partial_\mu\phi; \quad (12)$$

$$D_\mu\psi = [\partial_\mu + i(F_\pi^2 + \phi^2)^{-1/2}\tau(\phi \times \partial_\mu\phi)]\psi, \quad (12')$$

где  $\phi$  — пионное поле;  $f$  — константа  $p$ -волнового  $\pi N$ -взаимодействия ( $f^2/4\pi \approx 0,081$ ).  $\sigma$ -Модельный лагранжиан (8) в пределе [см. (9)]  $m_\sigma \rightarrow \infty$  путем преобразований [24]

$$\phi = F_\pi \hat{\pi} \operatorname{tg}(\Theta/2); \quad \exp(i\pi\gamma_5 \Theta/2) \psi \rightarrow \psi \quad (13)$$

с точностью до константы сводится к виду (11). Как и в первом случае, состояние  $\pi$ -конденсата описывалось бегущей волной в терминах усредненного пионного поля:

$$\left. \begin{aligned} \langle \phi_1 + i\phi_2 \rangle / \sqrt{2} &= \varphi \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \mu_\pi t)]; \\ \langle \phi_3 \rangle &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

где  $\varphi$  — отличное от нуля реальное число. При усреднении

$$\left. \begin{aligned} \phi^2 &\rightarrow 2\varphi^2; \\ D_\mu \psi &\rightarrow [\partial_\mu + 2ik_\mu \tau_3 \varphi^2 / (F_\pi^2 + 2\varphi^2)] \psi, \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

где  $k^\mu = (\mu_\pi, \mathbf{k})$ .

В области импульсов мезонов  $k \sim m_\pi$  можно пренебречь отдачей нуклонов. Далее, учитывая условие электронейтральности системы и диагонализировав среднее значение оператора плотности свободной энергии

$$H' = H - \mu_n n_n - \mu_p n_p - \mu_\pi n_\pi, \quad (16)$$

можно найти параметры основного состояния конденсированной фазы. Здесь  $H$  — гамильтониан системы;  $n_n$ ,  $n_p$  и  $\mu_n$ ,  $\mu_p$  — плотности и химические потенциалы соответственно нейтронов и протонов, а  $n_\pi$  — плотность числа  $\pi$ -мезонов.

В лагранжиане (11) кроме  $p$ -волнового  $\pi N$ -взаимодействия учтены также  $s$ -волновая часть  $\pi N$ -взаимодействия [нелинейная часть в (12')] и  $\pi\pi$ -взаимодействие [слагаемые, пропорциональные  $(1 + \phi^2/F_\pi^2)^{-1}$ , в (11)]. В работах [24, 32, 33] дополнительно учитывались  $NN$ -корреляции, вклады электронов и  $N^*$  (1236)-резонанса. В сильном конденсатном поле барионы перестраиваются: вместо двух ферми-сфер протонов и нейтронов заполняется только одна ферми-сфера барионных квазичастиц, являющихся суперпозицией  $N^{*++}$ ,  $N^{*+}$ ,  $p$ ,  $n$ ,  $N^{*0}$ ,  $N^{*-}$ . В предположении одинаковости локальных  $NN$ -,  $NN^*$ - и  $N^*N^*$ -взаимодействий в нуклонной среде, в [33] сравнительно простым путем найдены критическая плотность  $\pi$ -конденсации ( $n_c = 1,2n_0$ ) и энергия [см. (34)] реализуемого при больших плотностях предельного конденсатного поля. Учет  $N^*$  (1236)-резонанса делает критическую плотность менее чувствительной к значениям входящих в теорию параметров. В [32, 33] отмечается также, что полученные результаты, являясь главным образом следствием киральной симметрии  $\pi N$ -взаимодействия, носят более общий характер, чем положенная в их основу  $\sigma$ -модель.

В конденсированной фазе пионные квазичастицы макроскопически заполняют одно энергетически наиболее выгодное состояние, описываемое когерентным классическим полем  $\phi(\mathbf{r}, t)$  (среднее значение оператора  $\hat{\phi}$  пионного поля). Величина  $\phi(\mathbf{r}, t)$  играет роль комплексного параметра порядка, характеризующего новую фазу. В ряде работ (см., например, [19, 22, 30]) А. Б. Мигдала и сотрудников изучались конденсатные поля достаточно сложных пространственно-изотопических конфигураций. Отказавшись от довольно трудной задачи нахождения точной координатной зависимости таких полей

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \phi(\mathbf{r}) \exp(-i\mu_\pi t), \quad (17)$$

авторы воспользовались вариационным методом, выбирая из пробных функций те, которым соответствует наименьшая энергия. Последние должны быть периодическими по  $\mathbf{r}$  функциями, так как неустойчивость в среде возникает для отличного от нуля импульса пионов  $k \sim m_\pi$ . Например, в простейшем случае:

$$\left. \begin{aligned} \phi &= a \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \text{ (бегущая волна); } \\ \phi &= a \sin(\mathbf{k}\mathbf{r}) \text{ (стоячая волна). } \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Независимые переменные  $a$ ,  $\mu_\pi$ ,  $\mathbf{k}$  определяются из уравнений:

$$\partial L / \partial a = 0; \quad \partial L / \partial k^\mu = 0, \quad (19)$$

первое из которых является аналогом уравнения движения, а второе следует из требования равенства нулю 4-тока в основном состоянии. Для качественного решения задачи можно ограничиться приближением Томаса — Ферми [19]. В нейтронной среде наиболее вероятной структурой  $\pi^0$ -конденсата, не взаимодействующего с полем заряженных мезонов, оказалась 3-мерная решетка, тогда как в симметричной ядерной материи ( $N_p = N_n$ ) возникающий нейтральный конденсат  $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^-$ -мезонов, вероятнее всего, изотопически асимметричен. В отличие от бегущей в поле стоячей волны возникают модуляции плотности частиц и спина.

Следует отметить также работы [6—8, 14, 27, 34]. Простота лежащих в их основе моделей не позволяет им претендовать на количественное описание пионного конденсата. Тем не менее часть полученных в них результатов удивительно точно согласуется с приведенными выше результатами значительно более корректных, но сложных расчетов. Самым существенным упрощением в них была идея, позволившая из всех видов мыслимых в нейтронной среде взаимодействий выделить и сохранить одну только главную  $p$ -волновую часть  $\pi N$ -взаимодействия. Ограничившись для нуклонов нерелятивистским приближением (передаваемые импульсы  $k \sim m_\pi$ ), удалось получить не только аналитическое выражение для энергии поля конденсированных пионов, но и значение критической плотности [14, 27, 34, 19]  $n_c = 1,3n_0$ , практи-

чески совпадающее с величиной  $n_c = 1,2n_0$ , полученной в вышеупомянутой работе [33]. Простота модели не позволяет явным образом учесть наличие в нейтронной среде изоспиновых  $\pi_s^+$ -волн (см. [19, 38]), однако взамен этого она была усовершенствована на случай пионов двух типов:  $\pi^+$  и  $\pi^-$  [14].

## 2. ЭФФЕКТЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ПИОННЫМ КОНДЕНСАТОМ

Параметры квазичастиц в ядрах известны с недостаточной точностью, чтобы можно было ответить на вопрос, существует  $\pi$ -конденсат в обычных атомных ядрах или нет. Однако вышеизложенное позволяет заключить, что ситуация в ядрах, во всяком случае, близка к критической, т. е. если даже  $\pi$ -конденсат в них отсутствует, достаточно небольшого увеличения плотности, чтобы он появился. Таким образом, возможность существования  $\pi$ -конденсата в обычных атомных ядрах не исключена. В соответствии с этим в работах [20, 41] изучалась пионная конденсация в конечных системах вблизи точки фазового перехода. В расчетах использовалась модель нейтрального статического конденсатного поля  $\phi_0$ , энергия которого

$$E_\pi = \sum_k \frac{\tilde{\omega}^2(k)}{2} \phi_{0,k} \phi_{0,-k} + \frac{\lambda}{4V} \int \phi_0^4 dV, \quad (20)$$

где  $\lambda$  — константа, описывающая рассеяние  $\pi$ -мезона на конденсатном поле, а  $V$  — объем ядра. При плотностях, чуть больших критической,  $n \gtrsim n_c$ :

$$\tilde{\omega}^2(k) = m_\pi^2 + k^2 + \Pi(0, k) \approx \omega_0^2 + \gamma(k^2 - k_0^2)^2; \quad \omega_0^2 < 0, \gamma > 0, \quad (21)$$

где  $k_0$  — волновой вектор мезонов в бесконечной системе. Параметром близости к точке фазового перехода служит величина

$$\varepsilon = |\omega_0^2|/\gamma k_0^4 \sim n - n_c. \quad (22)$$

Из (20) следует (см. также [11]), что в координатном представлении безразмерная амплитуда  $f = (3\lambda/4 |\omega_0^2|)^{1/2} \phi_0$  удовлетворяет уравнению

$$(\Delta + k_0^2)^2 f = \varepsilon (f - 4f^3/3), \quad (23)$$

решение которого в виде

$$f = af_0(\chi_0 + \chi) \quad (23')$$

можно искать методами теории нелинейных колебаний. Здесь  $f_0(\chi_0)$  — решение линейного уравнения  $\varepsilon = 0$ , тогда как  $a$  и  $\chi$  — амплитуда и фаза, заметно меняющиеся на расстояниях порядка  $\delta = 2^{3/2}/k_0 \varepsilon^{1/2}$ , значительно больших длины волны конденсатного поля. В основном по  $\varepsilon$ -приближению энергию  $E_\pi$  системы можно



определить с помощью граничного условия

$$a_{\text{поверхн}} = 0,$$

отбросив при этом фазу  $\chi$ .

Для тяжелых ядер (радиус  $R \gg \delta$ ) были найдены сферически-симметричное решение

$$f = \text{th} [(R - r) \delta^{-1}] \cos k_0 r; \quad E_\pi = E_0 V + E_s S \quad (24)$$

и решение, переходящее в глубине ядра в плоские слои,

$$f = \text{th} [(V \sqrt{R^2 - x^2 - y^2} - |z|) \delta^{-1}] \cos k_0 z; \quad E_\pi = E_0 V + 2E_s S_e. \quad (25)$$

Здесь  $E_0 = -\omega_0^4/6\lambda$  — объемная плотность энергии конденсата,  $E_s = 4\delta |E_0|/3$ ;  $S_e$  — площадь экваториального сечения ядра, а  $S$  — площадь его поверхности. Для сферических и эллипсоидальных ядер  $2S_e < S$ , поэтому в достаточно тяжелых ядрах существование плоской структуры является энергетически более выгодным.

Авторы [20] рассмотрели также деформированные состояния тяжелых ядер. Энергия деформации

$$E(\beta) = \alpha(\beta) \beta^2/2 - 4\pi R^2 E_s \beta/3 \quad (26)$$

таких ядер содержит член, линейный по параметру квадрупольной деформации  $\beta$ , из-за появления в поверхностной энергии ядра дополнительного слагаемого, пропорционального  $S_e$ . Жесткость  $\alpha(\beta)$  по отношению к малым ( $\beta \ll A^{-1/3}$ ) деформациям определяется расстройством оболочечной структуры и по порядку величины равна  $\alpha(0) \sim \varepsilon_n A$ , где  $A$  — массовое число ядра. При больших деформациях  $\alpha(\beta)$  определяется исключительно поверхностной энергией системы:  $\alpha(\beta) \sim \varepsilon_n A^{2/3}$ , и поэтому с увеличением  $\beta$   $\alpha(\beta)$  заметно уменьшается. Минимуму  $E(\beta)$  отвечает состояние с малой деформацией  $\beta_0 = 4\pi R^2 E_s/3\alpha(0)$ . При

$$\frac{8\pi R^2 E_s}{3} > \left. \frac{d(\alpha(\beta) \beta^2)}{d\beta} \right|_{\text{мин}}$$

на кривой  $E(\beta)$  образуется соответствующий так называемым изомерам формы второй минимум. Таким образом, наличие  $\pi$ -конденсата с плоской слоистой структурой [линейное в (26) слагаемое] приводит к малой равновесной деформации ядер тяжелых элементов и способствует образованию изомеров формы. В деформированном ядре конденсат ориентируется вдоль оси удлинения.

Существование в ядрах периодической структуры должно сопровождаться появлением в их спектре ротационных полос. В [41] рассматривались низколежащие возбужденные состояния конденсата, соответствующие отклонению вектора  $\mathbf{k}_0$  от направления равновесной ориентации в деформированном ядре. Для ядра с  $R = 6/m_\pi$  и  $\beta = 0,2$  при определенных предположениях отно-

сительно значений параметров конденсата энергия наимизших возбуждений получилась приблизительно равной 2 МэВ, а амплитуда соответствующих осцилляций  $\sim 20^\circ$ . Другие типы возбуждений оказались высоколежащими и, по-видимому, ненаблюдаемы.

Имеющиеся экспериментальные данные [28, 29, 31] не противоречат предположению о существовании пионного конденсата в атомных ядрах. Более того, это предположение дает возможность согласовать с опытом некоторые предсказания теории. Например, корректный учет одномезонного графика и  $\pi$ -конденсата в расчетах [29] вероятности  $l$ -запрещенных М1-переходов для ряда ядер позволил значительно улучшить согласие с экспериментом. Сказанное относится также к вероятностям  $\beta$ -переходов. Допущение о наличии  $\pi$ -конденсата в ядрах приводит к не противоречащему эксперименту дополнительному отталкивательному вкладу в  $p$ -волновые члены оптического потенциала  $\pi$ -мезона в  $\pi$ -мезоатомах [28]. Итак, экспериментальные данные также указывают на то, что условий в ядрах очень близки к точке фазового перехода с образованием пионного конденсата.

Выше отмечалось, что периодическое конденсатное поле [(24) или (25)] приводит к модуляции плотности  $n$  нуклонов. В глубине ядра, вдали от поверхности ( $R - r \gg \delta$ ), очевидно,

$$n = n_0 + n_1 \cos(2k_0 r) \quad (27)$$

для сферических слоев, и

$$n = n_0 + n_1 \cos(2k_0 z) \quad (27')$$

для плоских слоев. Такая модуляция плотности может привести к заметному вкладу в сечение рассеяния электронов на ядрах при передаваемых импульсах  $q \sim 2k_0$ . Если пионный конденсат в ядрах действительно существует, то его проявление можно искать в экспериментах по рассеянию. Например, в [18, 20] наличием в ядрах модуляции плотности заряда вида (27') объяснялась аномалия в дифференциальном сечении рассеяния электронов в области передаваемых импульсов  $q \approx 600$  МэВ/с. В этом вопросе критическим должно быть неупругое рассеяние поляризованных электронов и протонов на ориентированных ядрах. При этом, очевидно, соответствующая аномалия должна проявиться при вдвое меньшем переданном импульсе  $q \approx 300$  МэВ/с.

До сих пор в ядрах тяжелых элементов предполагалось наличие  $\pi$ -конденсата, т. е.  $n_c \leq n_0$ , хотя и отмечалось, что имеющиеся экспериментальные данные и теория  $\pi$ -конденсации не исключают также возможности  $n_c \geq n_0$ . Со второй из этих возможностей связано сформулированное еще в оригинальной работе [4] одно из самых интересных предсказаний [21, 40] теории, согласно которому при пионной конденсации выигрыш энергии может

оказаться достаточным для возникновения аномального сверхплотного связанного состояния конечной системы нуклонов. Перейдем к рассмотрению этого вопроса, следуя работам [40, 75].

Энергию связи  $B$  системы из  $A$  барионов можно записать в виде

$$B(A, Z) = -M + Am = -\varepsilon(n, y)A - c_1(n, y)A^{2/3} - c_2(n)Z^2/A^{1/3}, \quad (28)$$

где  $Z$  — полный заряд системы барионов и пионов,  $y = Z/A$ ;  $m$  — масса нуклона, а  $M$  — масса ядра. Второе и третье слагаемые представляют поверхностную и кулоновскую энергии. Рассчитанную на одну частицу объемную энергию  $\varepsilon$  приближенно можно представить в виде суммы двух слагаемых: энергии барионной подсистемы  $\varepsilon_b$  и  $\pi$ -конденсата  $\varepsilon_\pi$ :

$$\varepsilon(n, y) \approx \varepsilon_b(n, y) + \varepsilon_\pi(n, y). \quad (29)$$

При больших плотностях энергия связи  $B(A, Z)$  определяется двумя по абсолютной величине большими слагаемыми  $A\varepsilon_b$  и  $A\varepsilon_\pi$ . В (28) опущены члены, обусловленные спариванием нуклонов, деформацией и оболочечными эффектами, так как эти слагаемые порядка ошибок, имеющих в членах  $A\varepsilon_\pi$  и  $A\varepsilon_b$ . По той же причине приводимые ниже результаты расчетов имеют лишь иллюстративный характер.

В предположении равномерного распределения заряда коэффициент  $c_2$  в кулоновском члене энергии равен

$$c_2(n) = 0,71 (n/n_0)^{1/3} \text{ МэВ}. \quad (30)$$

Из-за отсутствия при  $n > n_0$  надежных расчетов коэффициента  $c_1(n, y)$  можно ограничиться оценкой, согласно которой толщина поверхностного слоя есть константа порядка  $m_\pi^{-1}$ , не зависящая от плотности ядра:

$$c_1(n, y) = 17,8 (n/n_0)^{1/3} \varepsilon(n, y) / \varepsilon(n_0, 0,5) \text{ МэВ}. \quad (31)$$

В [40] для произвольной плотности получены сравнительно простые интерполяционные формулы  $\varepsilon(n, y)$ , переходящие при  $n \gtrsim n_0$  и  $n \gg n_0$  в известные результаты [50, 19, 32, 33]. Ранее нами отмечалось, что при больших плотностях барионные квазичастицы заполняют одну ферми-сферу. Соответствующая такому распределению энергия  $\varepsilon_b$  кроме кинетической

$$3(3\pi^2n)^{2/3}/10m$$

содержит еще и энергию взаимодействия квазичастиц  $U(n)$ , которая при  $n \gg n_0$  определяется отталкиванием барионов на малых расстояниях. Если для всех барионов, имеющих в системе, это отталкивание предположить одинаковым,  $U(n)$  при  $n \gg n_0$

будет совпадать с потенциальной энергией нейтронного вещества без учета конденсации. Ниже мы убедимся, что наибольший интерес представляют две области: сверхплотные ядра с  $y \approx 0,5$  и нейтронные ядра с  $y \ll 1$ . В первом случае объемную часть барионной энергии можно интерполировать выражением

$$\varepsilon_b(x = (n - n_0)/n_0) = -15,7 + 20x^2/(1 + 0,37x) \text{ МэВ} \quad (32)$$

таким образом, чтобы при  $x \ll 1$  оно переходило в формулу

$$\varepsilon_b(n, 0,5) = -15,7 + (K'/2) [(n - n_0)/n_0]^2 \quad (32')$$

со значением сжимаемости ядерного вещества, равным  $K' = 40$  МэВ, а при  $n = 7,35n_0$  значения  $\varepsilon_b$  и  $\partial\varepsilon_b/\partial n$  совпадали с расчетами [50] для нейтронного вещества. При  $y \ll 1$  во всем интервале плотностей можно пользоваться результатами расчетов [50] для чисто нейтронного вещества. Обратимся, наконец, к энергии  $\varepsilon_\pi(n, y)$ . Для построения в нашем случае единой во всем интервале плотностей интерполяционной формулы достаточно, отказавшись предварительно от условия электронейтральности, воспользоваться выражениями энергий слабого [19]

$$\varepsilon_\pi(n, y) = -\beta(y) \frac{[n - n_c(y)]^2}{2n}, \quad \frac{n - n_c}{n_c} \ll 1 \quad (33)$$

и развитого [33, 40]

$$\varepsilon_\pi(n, y) = -\left[ \frac{81}{50} f'^2 (1 - \gamma) n - \frac{\Delta}{3} \right] + \frac{n}{2F^2\pi} (1 - 2y)^2 \quad (34)$$

конденсатных полей. Здесь использованы единицы  $\hbar = c = m_\pi = 1$ , а  $\Delta = m_{N^*} - m = 294$  МэВ = 2,1. В табл. 1 приведены

Таблица 1

Параметры, определяющие энергию конденсата (33), и значения функций  $A$ ,  $B$ ,  $C$ , входящих в (35') [40]

$y = Z/A$	$f'/f$	$\gamma$	$n_c(y)$	$\beta(y)$	$A$	$B$	$C$
0,5	0,9	0,45	0,54	0,69	1,44	0,28	-1,03
0,5	0,9	0,5	0,65	0,81	1,31	0,46	-0,96
0,5	0,9	0,55	0,79	0,89	1,18	0,58	-0,87
0	0,9	0,45	0,69	0,80	0,90	-0,23	0,13
0	0,9	0,5	0,79	0,63	0,77	-0,23	0,09
0	1	0,4	0,48	1,19	1,40	-0,11	-0,10
0	1	0,45	0,54	1,11	1,24	-0,11	-0,02

значения  $n_c(y)$ ,  $\beta(y)$  в зависимости от изотопического состава среды, константы  $\gamma$ , учитывающей нуклонные корреляции, и слабо перенормируемой в ядрах константы  $\mu N$ -взаимодействия  $f' =$

$= (0,9 \div 1,0) f$ . В [40] получена следующая интерполяционная формула:

$$\varepsilon_{\pi}(n, y) = -\beta(n, y) [n - n_c(y)]^2 / 2n, \quad (35)$$

где

$$\beta(n, y) = A(y) + B(y) n_c/n + C(y) (n_c/n)^2. \quad (35')$$

Приведенные в табл. 1 значения функций  $A$ ,  $B$ ,  $C$  подобраны таким образом, чтобы  $\beta(n, y)$  совпало с  $\beta(y)$  при  $n = n_c$ , а  $\varepsilon_{\pi}(n, y)$  и  $\partial \varepsilon_{\pi} / \partial n$  — с выражением (34) и ее производной при  $n/n_c \rightarrow \infty$ .

Сверхплотные ядра должны удовлетворять следующим условиям равновесия (внешнее давление равно нулю):

$$B(A, Z) > 0 \quad (36)$$

(нуклоны в системе находятся в связанном состоянии);

$$(\partial B / \partial Z)_A = \mu_n - \mu_p \approx 0; \quad (36')$$

( $\beta$ -стабильность) и

$$Z^2/A < 2c_1(n, y)/c_2(n) \approx 50\varepsilon(n, y)/\varepsilon(n_0, 0,5) \quad (36'')$$

(аналог известного критерия устойчивости ядер относительно деления).

Проиллюстрируем теперь возможность существования сверхплотных ядер. Прежде всего из (28), (36') и (36'') определим области допустимых значений  $A$  и  $Z$ . В (36) можно не учитывать вклады поверхностной энергии и членов, содержащих  $\partial \varepsilon_b(n, y) / \partial y$ . Первое из этих приближений упрощает вычисления, не влияя существенным образом на результат, а второе — может внести изменения только в области  $(n - n_c)/n_c \approx 1$ , не столь важной в вопросе о сверхплотных  $[(n - n_c)/n_c > 1]$  ядрах. При больших плотностях, когда справедлива формула (34), существуют две области устойчивости:

$$\left. \begin{aligned} A < 200\varepsilon(n, 0,5)/\varepsilon(n_0, 0,5); \quad y \approx 0,5; \\ A > 2 \cdot 10^5 \left( \frac{n}{n_0} \right)^4 \left[ \frac{\varepsilon(n_0, 0,5)}{\varepsilon(n, 0)} \right]^3; \quad y \approx 50 \left( \frac{n}{An_0} \right)^{2/3} \ll 1, \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

второе из которых соответствует так называемым нейтронным ядрам. Устойчивость таких ядер по отношению к делению обеспечивается малостью параметра  $Z^2/A$ . В то же время заряд нейтронных ядер достаточно большой, чтобы кулоновская энергия предотвращала их  $\beta$ -распад. Проведенный в [40] анализ условия связанности (36), основанный на формуле (35), показал, что параметры сверхплотных ядер существенно зависят от констант  $\pi N$ - и  $N N$ -взаимодействий. В зависимости от приведенных в табл. 1 значений констант  $\gamma$  и  $f'$  выигрыш энергии, вызванный образованием  $\pi$ -конденсата, может оказаться как достаточным для существования

сверхплотных ядер даже с большей, чем у обычных ядер, энергией связи, так и не достаточным для их существования вообще. Таким образом, точность расчетов не позволяет сделать однозначных выводов, хотя и в принципе возможность существования сверхплотных ядер двух типов с  $Z/A \approx 0,5$  и  $Z/A \ll 1$  не исключена.

Представляют интерес поиски стабильных или  $\beta$ -активных аномальных ядер небольшого размера в продуктах деления обычных ядер. Сверхплотные ядра могут образоваться при столкновениях высокоэнергетических тяжелых ионов. Наконец, можно надеяться обнаружить аномальные ядра не только земного, но и космического происхождения: в космических лучах, метеоритах и в накопившихся за космические времена поверхностных слоях лунного грунта. Поиски сверхплотных ядер пока не привели к положительным результатам [51 — 53].

В следующем разделе излагается феноменологический подход к вопросу о наличии пионов в тяжелых ядрах, а затем рассматривается роль пионного конденсата в теории сверхплотных небесных тел.

### 3. ОТРИЦАТЕЛЬНЫЕ ПИОНЫ В ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

Имеются основания, позволяющие утверждать, что в тяжелых ядрах, по-видимому, должны существовать отрицательные пионы дополнительно к фону нейтрального пионного конденсата, предполагаемого А. Б. Мигдалом. К этому выводу мы пришли в работе [54] после анализа экспериментальных значений энергий связи ядер. Допущение о наличии отрицательных пионов приводит к некоторому уменьшению кулоновской энергии и энергии симметрии. В результате некоторых разумных уточнений в формуле Вайцзеккера для масс ядер феноменологическим путем были определены параметры состояния  $\pi$ -мезонов. Если отрицательные пионы действительно имеются в тяжелых ядрах, такой полумпирический способ определения параметров пионного конденсата в ядерном веществе имеет определенное преимущество над чисто теоретическим подходом.

Если отвлечься от эффектов оболочечных и связанных со спариванием нуклонов, модель жидкой капли хорошо описывает ряд важных свойств средних и тяжелых ядер, как, например, зависимость от массового числа радиуса и энергии связи ядер, заряда наименее устойчивых изобар, механизм деления и др.

Было замечено, что для ядер с  $A \geq 200$  имеющиеся разновидности традиционного вида формулы Вайцзеккера дают завышенные значения для энергии связи на величину порядка 0,01 МэВ в расчете на нуклон, причем при заданном  $A$  с уменьшением  $Z$  это расхождение увеличивается. Его нельзя устранить путем

дальнейшего уточнения коэффициентов формулы Вайцеккера, сохраняя согласие формулы с экспериментальными данными во всей области значений массового числа, начиная от средних до самых тяжелых ядер. Вышесказанное, разумеется, не относится к тем формулам, в которых путем введения относительно большого числа дополнительных параметров добиваются лучшей подгонки с экспериментальными данными [55—58]. Ниже будем исходить из формулы Вайцеккера

$$\left. \begin{aligned} Mc^2 &= (A - Z) m_n c^2 + Z m_p c^2 - c_0 A + c_1 A^{2/3} + \\ &+ c_2 Z^2 / A^{1/3} + c_3 (A - 2Z)^2 / A; \\ c_0 &= 15,75; c_1 = 17,8; c_2 = 0,71; c_3 = 23,7 \text{ МэВ.} \end{aligned} \right\} (38)$$

Говоря об уточнениях, прежде всего следует учитывать следующий член в разложении энергии симметрии  $c_4 (A - 2Z)^4 / A^3$  для тяжелых изобар с аномально малыми  $Z$ . Аналогично остальным коэффициентам формулы Вайцеккера значение  $c_4$  было найдено путем подгонки теоретических значений энергий связи к экспериментальным для 339 ядер с  $50 \leq A \leq 257$  методом наименьших квадратов. В результате оказалось, что  $-5 \leq c_4 \leq -2$  МэВ. В некоторых вариантах формулы Вайцеккера в кулоновском члене вводится поправка, учитывающая обменный эффект. В приведенной формуле вклад обмена фактически учитывается соответствующей подгонкой коэффициента  $c_2$ . Заметим, однако, что формула (38) по точности не уступает тем, в которых содержится такая поправка. Поэтому для простоты будем исходить из (38). В ней мы опустили также осциллирующий парный член, который существен при  $A < 200$ . Численные расчеты показали, что учет следующего члена в разложении энергии симметрии, несущественной поверхностной поправки к ней, обменной поправки к кулоновскому члену и парного члена не устраняют отмеченной выше систематической ошибки, имеющейся в формуле Вайцеккера.

Итак, следуя [54], будем считать, что вышеупомянутая систематическая ошибка формулы (38) для ядер с  $A > 200$  обусловлена наличием в них отрицательных пионов. Как уже было упомянуто, при достаточно больших  $A$  появление отрицательных пионов оказывается выгодным, так как приводит к уменьшению кулоновской энергии и энергии симметрии. Дело в том, что в этих условиях химический потенциал  $\pi^-$ -мезонов порядка  $m_\pi c^2$ , и поэтому они приобретают устойчивость. Поскольку в  $s$ -состоянии пион-нуклонное взаимодействие носит характер отталкивания, разумно считать, что в ядрах для пионов должно реализоваться состояние с орбитальным моментом  $l = 1$ , при котором имеет место притяжение. В соответствии с этим будем считать, что мезонное состояние в ядре описывается не плоской, а  $p$ -волной. Пион с орбитальным моментом  $l = 1$  можно интерпретировать как соответствующее

облако вокруг отдельного нуклона, именно: протона, что энергетически предпочтительнее. Ниже мы исходим из этого модельного представления. Учитывая, что среднее расстояние пиона от ближайшего нуклона в ядре порядка  $r_0 \sim \hbar/m_\pi c$ , из соотношения  $p_\pi r_0 \approx \hbar(l + 0,5) = 1,5\hbar$  для импульса пиона находим  $p_\pi \approx \approx 1,5m_\pi c$ .

Массу ядра, содержащего  $\pi^-$ -мезоны, можно записать в виде

$$\begin{aligned}
 Mc^2 = & N_n m_n c^2 + N_p m_p c^2 - c_0 A + c_1 A^{2/3} + \\
 & + c_2 (N_p - N_\pi)^2 / A^{1/3} + c_3 [N_n - (N_p - N_\pi)]^2 / A + \\
 & + c_4 [N_n - (N_p - N_\pi)]^4 / A^3 + c'_3 N_\pi^2 / A + c_\pi N_\pi, \quad (39)
 \end{aligned}$$

где  $N_n$ ,  $N_p$ ,  $N_\pi$  — числа нейтронов, протонов и отрицательных пионов,  $A = N_n + N_p$ . В кулоновском члене  $N_p$  заменено на  $N_p - N_\pi$ , поскольку заряд ядра определяется протонами и пионами;  $N_\pi$  протонов, которые в согласии с принятой моделью окружены мезонным облаком, очевидно, в некотором смысле не тождественны с оставшимися  $N_p - N_\pi$  протонами, поэтому они не учтены в шестом и седьмом слагаемых, представляющих энергию симметрии нуклонов, т. е. в них должны входить не  $N_n - N_p$  как в (38), а  $N_n - (N_p - N_\pi)$ . Обменная энергия этих  $N_\pi$  протонов, окруженных пионным облаком, представлена восьмым слагаемым. Последнее слагаемое в (39) есть полная энергия пионов.

Имея в виду вышеприведенное замечание о протоне, окруженном мезонным облаком, формально можно ввести понятие квазинуклона (возбужденное состояние нуклона) и в соответствии с этим формулу массы ядер записать в несколько ином виде:

$$\begin{aligned}
 Mc^2 = & N_n m_n c^2 + N_p m_p c^2 + N_* m_* c^2 - c_0 A + c_1 A^{2/3} + \\
 & + c_2 N_p^2 / A^{1/3} + c_3 (N_n - N_p)^2 / A + \\
 & + c_4 (N_n - N_p)^4 / A^3 + c'_3 N_*^2 / A, \quad (40)
 \end{aligned}$$

где  $m_*$ ,  $N_*$  — масса и число квазинуклонов,  $A = N_n + N_p + N_*$ . Итак, формально можно говорить о трех нуклонных состояниях в ядрах. В таком представлении  $\pi^-$ -мезонов нет, объем ядра пропорционален  $N_n + N_p + N_*$ , кулоновская энергия пропорциональна  $N_p^2$ , а энергия симметрии зависит от  $N_n - N_p$ . Последний член в (40) представляет собой обменное взаимодействие квази-частиц. Несмотря на внешнее различие формул (39) и (40), тем не менее они оказываются эквивалентными, если принять

$$m_* c^2 = m_p c^2 + c_\pi. \quad (41)$$

В самом деле, для энергии связи ядер, химических потенциалов частиц и числа  $\pi^-$ -мезонов получаются совершенно одинаковые результаты. Ниже будем исходить из (39).



Заметим, что возможное наличие нейтрального конденсата ( $\pi^0$ - и пары  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ -мезонов) приводят лишь к перенормировке коэффициентов в формулах (38) — (40), т. е. оно фактически учитывается при вычислении этих коэффициентов по экспериментальным значениям энергий связи ядер.

Концентрация  $\pi^-$ -мезонов определяется уравнением

$$\mu_n = \mu_p + \mu_\pi, \quad (42)$$

где  $\mu_n$ ,  $\mu_p$ ,  $\mu_\pi$  — химические потенциалы соответствующих частиц. Они вычисляются известным способом:

$$\left. \begin{aligned} \mu_n &= m_n c^2 - c_0 + 2c_1/3A^{1/3} - (c_2/3)y^2 A^{2/3} + \\ &+ c_3[1 - (2y + y_\pi)^2] + c_4[1 + 3(2y + y_\pi)] \times \\ &\times (1 - 2y - y_\pi)^3 - c'_3 y_\pi^2; \\ \mu_p &= m_p c^2 - c_0 + 2c_1/3A^{1/3} + c_2 \left(2 - \frac{1}{3}y\right) y A^{2/3} - \\ &- c_3(3 - 2y - y_\pi)(1 - 2y - y_\pi) - c_4[7 - 3(2y + y_\pi)] \times \\ &\times (1 - 2y - y_\pi)^3 - c'_3 y_\pi^2; \\ \mu_\pi &= -2c_2 y A^{2/3} + c_\pi + 2c'_3 y_\pi + 2c_3(1 - 2y - y_\pi) + \\ &+ 4c_4(1 - 2y - y_\pi)^3, \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

где  $y = Z/A$ ;  $y_\pi = N_\pi/A$ ;  $Z = N_p - N_\pi$ .

Необходимо, однако, учесть, что атомные ядра — системы со сравнительно малым числом степеней свободы, и поэтому не являются идеальными термодинамическими системами. В частности, это обстоятельство проявляется в том, что химический потенциал частиц здесь понятие приближенное. При термодинамическом описании ядер не следует забывать об этом. В качестве иллюстрации вычислили химические потенциалы нуклонов двух ядер, сначала добавляя, а затем удаляя нуклон из них:  $\mu_n - m_n c^2 = -6,23$ ;  $-9,22$  МэВ;  $\mu_p - m_p c^2 = -6,21$ ;  $-10,06$  МэВ для  $A = 102$ ,  $Z = 44$  и  $\mu_n - m_n c^2 = -5,38$ ;  $-7,18$  МэВ;  $\mu_p - m_p c^2 = -3,04$ ;  $-5,62$  МэВ для  $A = 220$ ,  $Z = 88$ . По-видимому, с пионами дело обстоит еще хуже. Как видим, в химических потенциалах частиц и, следовательно, в соотношении (42) ошибки в пределах нескольких мегаэлектронвольт неизбежны. Определяя число пионов из соотношения (42), необходимо учитывать влияние этих ошибок:

$$N_\pi = (1 + \alpha) \frac{c_3}{c_3 + c'_3} (A - 2Z) - (1 + \beta) \frac{c'_\pi}{2(c_3 + c'_3)} A, \quad (44)$$

где  $c'_\pi = c_\pi - m_\pi c^2 + m_p c^2$ , а параметры  $\alpha$  и  $\beta$  введены для учета имеющихся неопределенностей в химических потенциалах частиц

(очевидно, таких независимых параметров должно быть два). При  $\alpha = \beta = 0$  выражение (44) есть решение (42) без учета седьмого слагаемого формулы (39) в виду его достаточной малости. Параметры  $\alpha$  и  $\beta$  зависят от  $A$  и  $Z$  не поддающимся учету образом. Обходя эту трудность, введем два их средних значения  $\alpha_1, \beta_1$  для изобар с  $Z \leq Z_0$  и  $\alpha_2, \beta_2$  для изобар с  $Z > Z_0$ , где  $Z_0$  — порядковый номер ядра с наименьшей массой при заданном  $A$ . Из (44)

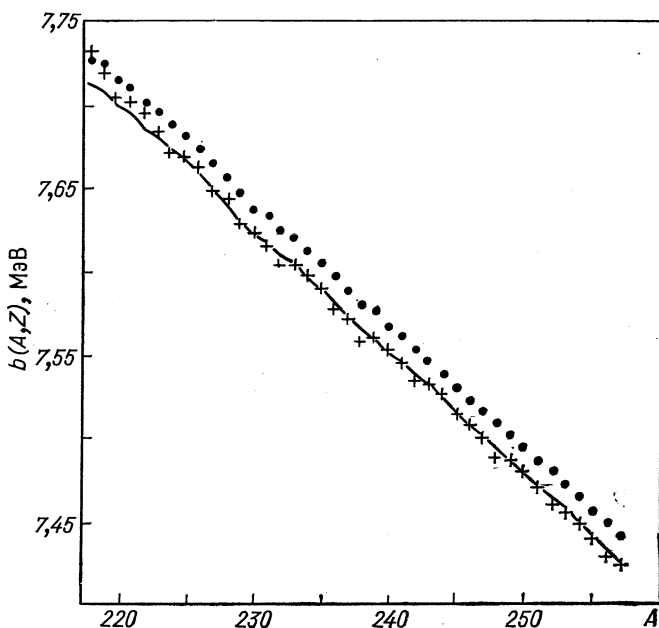


Рис. 1. Зависимость энергии связи нуклона от массового числа  $A$  для изобар с наименьшими порядковыми номерами  $Z$ :

+ — экспериментальные данные [56]; — — расчет по формуле (39); • — по формуле (38)

видно, что в изобарах с большими  $Z$  число пионов сравнительно мало, поэтому, очевидно,  $|\alpha_2|$  и  $|\beta_2|$  должны быть чуть больше  $|\alpha_1|$  и  $|\beta_1|$ .

Подставляя выражение (44) для числа пионов в (39), можно получить формулу для энергии связи нуклонов  $b(A, Z)$ , в которую войдут параметры  $c_0 - c_4, c'_3, c_\pi, \alpha, \beta$ . Для коэффициентов  $c_0 - c_3$  были постулированы значения, приведенные в (38), поскольку в области  $A \leq 200$ , где, по нашим представлениям, в ядрах нет пионов, формула Вайцзеккера дает сравнительно хорошие результаты для энергии связи. Оставшиеся параметры определялись путем подгонки  $Ab(A, Z)$  к экспериментальным зна-

чениям [56] энергий связи 200 ядер с  $220 \leq A \leq 257^1$  методом наименьших квадратов. Мы сочли нужным заново включить в число искомых параметров также и  $c_4$ . Разумеется, более достоверными следует считать значения параметров  $c'_3$  и  $c_\pi$ , найденные для изобар с  $Z \leq Z_0$ , в которых мезонов сравнительно много. Подгонка параметров  $c_4$ ,  $c_3$ ,  $c_\pi$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  для этих ядер была осуществлена с точностью:

$$\left. \begin{aligned} \overline{(\Delta b)^2}^{1/2} &= 0,0032 \pm 0,0001; & c_4 &= -3,5 \pm 0,2; \\ c'_3 &= 17,65 \pm 0,80; & c_\pi &= 11,96 \pm 0,07 \text{ МэВ}; \\ \alpha_1 &= -\beta_1 = 0,088 \pm 0,001. \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

Приведенная среднеквадратическая ошибка более чем в четыре раза меньше ошибки, которая получается из формулы Вайцзекера (38) в этой области.

На рис. 1 представлены экспериментальные и теоретические значения (без учета и с учетом наличия пионов) энергии связи нуклона в зависимости от  $A$ . Все точки, вычисленные по формуле (38), расположены выше соответствующих экспериментальных. Систематическое расхождение точек формулы (38) и экспериментальных с возрастанием  $Z$  (при заданном  $A$ ) уменьшается и для изобар с наибольшими  $Z$  практически исчезает. Модифицированная формула (39) во всех случаях дает хорошее согласие.

Можно поставить вопрос о нахождении среднеквадратических ошибок коэффициентов формулы (39). Эти ошибки можно оценить, исходя из уравнения

$$\overline{\varphi_\alpha^2} (\Delta\alpha)^2 + \overline{\varphi_\beta^2} (\Delta\beta)^2 + \sum_k \overline{\varphi_k^2} (\Delta c_k)^2 = \overline{(\Delta b)^2}. \quad (46)$$

Здесь  $(\Delta c_k)^2 = \overline{(\varphi_k \Delta c_k)^2} / \overline{\varphi_k^2}$ , а  $\varphi_\alpha$ ,  $\varphi_\beta$ ,  $\varphi_k$  — известные функции  $A$ ,  $y$ ,  $y_\pi$ , определяемые формулой Вайцзекера (39):

$$\left. \begin{aligned} \varphi_0 &= 1; & \varphi_1 &= -A^{-1/3}; & \varphi_2 &= -y^2 A^{2/3}; \\ \varphi_3 &= \frac{\gamma}{(c_3 + c'_3)^2} \left[ c'_3 (1 + \alpha) (1 - 2y) + \frac{1}{2} c'_\pi (1 + \beta) \right] - \\ & & & & & - (1 - 2y - y_\pi)^2; \\ \varphi_4 &= -(1 - 2y - y_\pi)^4; & \varphi_\pi &= -y_\pi - \frac{\gamma (1 + \beta)}{2(c_3 + c'_3)}; \\ \varphi'_3 &= -y_\pi^2 + \frac{\gamma}{(c_3 + c'_3)^2} \left[ \frac{1}{2} c'_\pi (1 + \beta) - c_3 (1 + \alpha) (1 - 2y) \right]; \\ \varphi_\alpha &= \frac{c_3 \gamma}{c_3 + c'_3} (1 - 2y); & \varphi_\beta &= -\frac{c'_\pi \gamma}{2(c_3 + c'_3)}, \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

где

$$\gamma = 2c_3 (1 - 2y - y_\pi) + 4c_4 (1 - 2y - y_\pi)^3 - c'_\pi - 2c'_3 y_\pi.$$

В рассматриваемой области эти функции приблизительно постоянны, а средние значения их квадратов равны соответственно: 1;

$2,605 \cdot 10^{-2}$ ;  $34,49$ ;  $2,534 \cdot 10^{-3}$ ;  $2,556 \cdot 10^{-6}$ ;  $3,237 \cdot 10^{-5}$ ;  $2,687 \cdot 10^{-7}$ ;  $6,043 \cdot 10^{-2}$ ;  $6,403 \cdot 10^{-2}$ . В (46) не учтены экспериментальные ошибки ввиду их достаточной малости. Предполагая, что в формуле (46) все слагаемые имеют примерно одинаковый вклад в  $(\Delta\bar{b})^2$ , получаем:

$$\left. \begin{aligned} c_0 &= 15,75 \pm 0,001; & c_1 &= 17,8 \pm 0,007; \\ c_2 &= 0,71 \pm 0,0002; & c_3 &= 23,7 \pm 0,02; \\ c_4 &= -3,5 \pm 0,67; & c'_3 &= 17,65 \pm 2,06; \\ c_{\pi} &= 11,96 \pm 0,19 \text{ МэВ}; & \alpha_1 &= -\beta_1 = 0,088 \pm 0,004. \end{aligned} \right\} (48)$$

Указанные здесь ошибки относятся только к области  $200 < A < 260$ .

Округленно до целого число отрицательных пионов в ядрах с  $A \gtrsim 200$  приведено в табл. 2. С уменьшением порядкового

160

Таблица 2

Число предполагаемых  $\pi^-$ -мезонов в ядрах с  $A > 217$ 

A	Z	$N_{\pi}$	A	Z	$N_{\pi}$	A	Z	$N_{\pi}$
257	103	3	245	94	7	230	92	2
	102	4					91	3
	101	4	90	4				
	100	5	88	7				
254	102	2	242	98	1	227	92	1
	101	4		97	3		91	2
	100	4		96	3		90	3
	99	5	95	4	89		4	
251	98	6	239	97	1	224	88	5
	97	6		96	2		91	1
	96	6		94	4		90	2
	95	6	93	5	89		3	
	94	6	92	6	88		4	
248	97	6	236	96	1	221	87	5
	96	6		95	2		90	1
	95	6		94	2		89	2
	94	6		93	3		88	2
	93	6	91	6	87		3	
245	92	6	233	94	2	218	86	5
	91	6		93	3		90	1
	90	6		92	3		89	2
	89	6	91	4	88		3	
	88	6	90	6	87		3	
240	87	6	230	93	1	218	86	3
	86	6					85	4
235	85	6	225	88	1	218	84	6
	84	6					83	4
230	83	6	220	86	1	218	82	4
	82	6					81	4
225	81	6	215	84	1	218	80	4
	80	6					79	4
220	79	6	210	82	1	218	78	4
	78	6					77	4
215	77	6	205	80	1	218	76	4
	76	6					75	4
210	75	6	200	78	1	218	74	4
	74	6					73	4
205	73	6	195	76	1	218	72	4
	72	6					71	4
200	71	6	190	74	1	218	70	4
	70	6					69	4
195	69	6	185	72	1	218	68	4
	68	6					67	4
190	67	6	180	70	1	218	66	4
	66	6					65	4
185	65	6	175	68	1	218	64	4
	64	6					63	4
180	63	6	170	66	1	218	62	4
	62	6					61	4
175	61	6	165	64	1	218	60	4
	60	6					59	4
170	59	6	160	62	1	218	58	4
	58	6					57	4
165	57	6	155	60	1	218	56	4
	56	6					55	4
160	55	6	150	58	1	218	54	4
	54	6					53	4
155	53	6	145	56	1	218	52	4
	52	6					51	4
150	51	6	140	54	1	218	50	4
	50	6					49	4
145	49	6	135	52	1	218	48	4
	48	6					47	4
140	47	6	130	50	1	218	46	4
	46	6					45	4
135	45	6	125	48	1	218	44	4
	44	6					43	4
130	43	6	120	46	1	218	42	4
	42	6					41	4
125	41	6	115	44	1	218	40	4
	40	6					39	4
120	39	6	110	42	1	218	38	4
	38	6					37	4
115	37	6	105	40	1	218	36	4
	36	6					35	4
110	35	6	100	38	1	218	34	4
	34	6					33	4
105	33	6	95	36	1	218	32	4
	32	6					31	4
100	31	6	90	34	1	218	30	4
	30	6					29	4
95	29	6	85	32	1	218	28	4
	28	6					27	4
90	27	6	80	30	1	218	26	4
	26	6					25	4
85	25	6	75	28	1	218	24	4
	24	6					23	4
80	23	6	70	26	1	218	22	4
	22	6					21	4
75	21	6	65	24	1	218	20	4
	20	6					19	4
70	19	6	60	22	1	218	18	4
	18	6					17	4
65	17	6	55	20	1	218	16	4
	16	6					15	4
60	15	6	50	18	1	218	14	4
	14	6					13	4
55	13	6	45	16	1	218	12	4
	12	6					11	4
50	11	6	40	14	1	218	10	4
	10	6					9	4
45	9	6	35	12	1	218	8	4
	8	6					7	4
40	7	6	30	10	1	218	6	4
	6	6					5	4
35	5	6	25	8	1	218	4	4
	4	6					3	4
30	3	6	20	6	1	218	2	4
	2	6					1	4
25	1	6	15	4	1	218	0	4
	0	6					0	4
20	0	6	10	2	1	218	-2	4
	0	6					0	4
15	0	6	5	0	1	218	-4	4
	0	6					0	4
10	0	6	0	0	1	218	-6	4
	0	6					0	4

номера изобар число пионов растет, достигая 5—7 частиц в изобарах с наименьшими  $Z$ . Согласно (44) в ядрах с  $A \lesssim 200$  при  $y > 0,4$  мезонов нет. Не исключено наличие мезонов и в некоторых ядрах ниже  $A \approx 200$ , если, конечно, при этом  $y < 0,4$ . Знание параметров  $\alpha$ ,  $\beta$  в этой области позволило бы выяснить, в каких ядрах именно имеются мезоны. Однако это уже не реальная задача, поскольку ошибки химических потенциалов здесь особенно велики.

Если для энергии связи сохранить прежнее определение  $B = (A - Z) m_n c^2 + Z m_p c^2 - M c^2$ , то при наличии мезонов она уменьшится на величину порядка 0,01А МэВ. Однако в таком определении не учитывается возможное наличие  $\pi^-$ -мезонов. Если же исходить из определения

$$B = (N_n m_n + N_p m_p + N_\pi m_\pi - M) c^2, \quad (49)$$

то, как и следовало ожидать, энергия связи увеличивается.

Наличие  $\pi$ -конденсата в бесконечном ядерном веществе можно считать несомненным. Расхождения имеются лишь в вопросе о пороге и энергии конденсата, что обусловлено различием в способах учета и аппроксимаций ядерных взаимодействий частиц. Мы же считаем возможным также существование нескольких  $\pi^-$ -мезонов в тяжелых ядрах. Как будет показано ниже, это заключение приводит к важным следствиям.

Перейдем теперь к изложению эффекта пионизации  $Ae$ -плазмы и его приложениям к теории сверхплотных небесных тел. При этом в качестве сравнительно простой модели будем исходить из представлений, развитых в настоящем разделе.

#### 4. ЭФФЕКТ ПИОНИЗАЦИИ

В атомных ядрах атомарного вещества для стабильности  $\pi^-$ -мезонов необходимо, чтобы их химический потенциал не превышал величины порядка  $m_\pi c^2$ . Как было показано в предыдущем разделе, это условие удовлетворяется лишь в изобарах тяжелых ядер с относительно малыми  $Z$ . В вырожденной электронно-ядерной плазме ( $Ae$ -плазма) условия для образования пионного конденсата в ядрах более благоприятны, поскольку здесь число пионов определяется из равенства химического потенциала этих частиц граничной энергии электрона:  $\mu_\pi = \mu_e$ . В самом деле, как будет показано ниже, в вырожденной  $Ae$ -плазме, начиная с  $\mu_e \gtrsim 10$  МэВ, не только самые тяжелые, но и средние ядра заполняются пионами. В вырожденной плазме массовое число  $A$  ядра с наибольшей энергией связи нуклонов является монотонно растущей функцией плотности. В таких ядрах пионы появляются, начиная с плотности  $\rho \approx 3 \cdot 10^{10}$  г·см<sup>-3</sup>. Таким образом, пионный конденсат появляется не при плотностях порядка ядерной, как утверждалось во всех

работах, посвященных этому вопросу, а при плотностях на несколько порядков ниже. Этот эффект пионизации ядер в вырожденной  $Ae$ -плазме был исследован в работах [42, 46, 59].

Исследуем основное состояние  $Ae$ -плазмы, состоящей из вырожденного газа электронов и одинаковых 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 системой уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \mu_n &= \mu_p + \mu_e; & \mu_\pi &= \mu_e; \\ Mc^2 &= N_n \mu_n + N_p \mu_p + N_\pi \mu_\pi = A \mu_n - Z \mu_e, \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

где  $\mu_k$  — химический потенциал  $k$ -й частицы. Температура здесь предполагается равной нулю. Разумеется, однако, что полученные ниже результаты останутся в силе и при  $T \neq 0$ , если только  $T$  не превышает температур вырождения частиц. К системе (50) необходимо добавить условие электронейтральности плазмы

$$n_e = Zn/A. \quad (51)$$

Здесь  $n_e$  — плотность электронов;  $n$  — число нуклонов в расчете на единицу объема плазмы;  $n/A$  — плотность ядер,  $Z = N_p - N_n$ .

Химические потенциалы нуклонов и пиона определяются выражениями (43), приведенными в предыдущем разделе. Химический же потенциал электронов равен

$$\mu_e = a n_e^{1/3} = a (yn)^{1/3}, \quad (52)$$

где  $a = (3\pi^2)^{1/3} \hbar c = 6,1145 \cdot 10^{-11}$  МэВ·см. Подставляя (43) и (52) в (50), приходим к результату

$$\left. \begin{aligned} 2c_3(1 - 2y - y_\pi) + 4c_4(1 - 2y - y_\pi)^3 - 2c'_3 y_\pi - c_\pi + \Delta mc^2 &= 0; \\ y_\pi &= (1/4c'_3) [a(yn)^{1/3} + 2c_2 y A^{2/3} - 2c_\pi + \Delta mc^2], \\ y^2 &= c_1 / (2c_2 A), \end{aligned} \right\} \quad (53)$$

где  $\Delta m = m_n - m_p$ . Параметры основного состояния вырожденной  $Ae$ -плазмы, определяемые системой уравнений (53) в зависимости от плотности массы

$$\rho = nM/A + 3n_e \mu_e / 4c^2 = (n/c^2) (\mu_n - y \mu_e / 4), \quad (54)$$

приведены в табл. 3. Данные последней строки относятся к сплошной ядерной материи, о которой речь пойдет ниже.

Как видно из табличных данных, в  $Ae$ -плазме, начиная с  $\rho = 3,4 \cdot 10^{10}$  г/см<sup>3</sup>, отрицательные пионы появляются и в средних ядрах. При этой пороговой плотности массовое число неустойчивого ядра  $A = 85$ . С повышением плотности концентрация мезонов в ядрах растет, достигая предельного значения  $y_\pi = 0,22$

Таблица 3

## Параметры основного состояния сверхплотной вырожденной плазмы

$\rho,$ г·см <sup>-3</sup>	$P,$ эрг·см <sup>-3</sup>	$A$	$\frac{Z}{A} =$ $\frac{N_p - N_\pi}{A}$	$\frac{N_\pi}{A}$	$m_n c^2 - \mu_n,$ МэВ	$\mu_e,$ МэВ	$(m_n - \frac{\rho}{n}) c^2,$ 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>	3,818·10 <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 конце указанной фазы. В этой точке  $\rho = \rho_1 = 6 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup>;  $\mu'_n = \mu_n - m_n c^2 = -0,58$  МэВ;  $\mu_e = 24,80$  МэВ, а массовое число наиболее устойчивого ядра  $A = 370$ . Затем совершается фазовый переход в состояние ядерной материи с  $\rho = \rho_0 = 3 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>;  $\mu'_n = -0,58$  МэВ. При этом переходе плотности 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> плазма находится в нестабильном состоянии, которое в соответствующих стационарных звездных конфигурациях не реализуется. Причина такого скачкообразного фазового перехода состоит в следующем. При повышении плотности за значением  $\rho_1$  химический потенциал  $\mu'_n$  после небольшого роста до  $\mu'_n = -0,1$  МэВ начинает уменьшаться до значения  $\mu'_n = -0,58$  МэВ при  $\rho = \rho_0$ , а затем с повышением плотности снова продолжает монотонно расти. В равновесных конфигурациях, состоящих из вырожденного вещества соответствующих плотностей, такое поведение  $\mu'_n$  невозможно. В этом можно убедиться, рассматривая условие термодинамического равновесия вдоль радиуса достаточно плотных конфигураций, в которых имеется свободный нейтронный газ:

$$\sqrt{g_{00}(r)} \cdot \mu_n(r) = \text{const}, \quad (55)$$

где  $g_{00}(r)$  — временная компонента метрического тензора;  $r$  — расстояние от центра звезды. Поскольку  $g_{00}(r)$  с удалением от центра растет,  $\mu'_n$  должно монотонно убывать. Соотношение (55) справедливо до поверхности раздела фаз сплошной ядерной материи и  $Ae$ -плазмы. На этой поверхности соприкосновения фаз, 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 устанавливается практически мгновенно за счет туннельных переходов нейтронов. Итак, из требования монотонного и непрерывного изменения  $\mu'_n$  следует, что область плотностей  $6 \cdot 10^{11} \leq \rho \leq 3 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> не должна реализоваться в соответствующих звездных конфигурациях. Строго говоря, эти рассуждения справедливы в предположении, что ядерное вещество несжимаемое. В нестационарных конфигурациях с центральным сверхмассивным ядром с массой, заметно превышающей солнечную, по-видимому, возникнет необходимость учесть сжимаемость ядерного вещества. В таких случаях переход из  $Ae$ -фазы в фазу сплошного ядерного вещества может произойти при чуть большей плотности, соответствующей значениям химического потенциала в интервале  $-0,58 < \mu'_n < -0,1$  МэВ. Заметим, однако, что во всех случаях при переходе из одной фазы в другую скачок плотности примерно в 500 раз неизбежен.

## 5. СПЛОШНОЕ АДРОННОЕ ВЕЩЕСТВО

Для теории сверхплотных небесных тел особый интерес представляет сплошное ядерное вещество. Под этим подразумевается плазма с плотностью, равной плотности в обычных атомных ядрах, именно,  $n_0 = 1,7 \cdot 10^{38}$  см<sup>-3</sup>. Основное состояние такой плазмы определяется системой уравнений

$$\left. \begin{aligned} \mu_n &= \mu_p + \mu_e; & \mu_\pi &= \mu_e; \\ n_e + n_\pi &= n_p. \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

Химические потенциалы частиц можно получить из выражений (43), если в них опустить члены, соответствующие кулоновской и поверхностной энергиям. Подставляя их выражения в (56), приходим к следующему результату:

$$\left. \begin{aligned} y_e &= (1/a^3 n_0) (2c_\pi - \Delta mc^2 + 4c'_3 y_\pi)^3; \\ c_\pi + 2c'_3 y_\pi - \Delta mc^2 - 2c_3 (1 - 2y_e - y_\pi) - 4c_4 (1 - 2y_e - y_\pi)^3 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

Эти соотношения справедливы при температурах значительно меньших температур вырождения частиц порядка  $5 \cdot 10^{11}$ . Решая



(57), находим [59]:

$$\left. \begin{aligned} \mu_n - m_n c^2 &= -0,58; & \mu_p - m_p c^2 &= -50,58; \\ \mu_\pi &= \mu_e = 51,29 \text{ МэВ}; & y_n &= 0,591; \\ y_p &= 0,409; & y_\pi &= 0,406; & y_e &= 0,0035, \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

где  $y_k = n_k/n_0$  — концентрации частиц.

До сих пор мы исходили из модифицированной полуэмпирической формулы (39) с параметрами (48), в которой не учтены слагаемые порядка  $c'_4 N_\pi^4/A^3$ . Для обычных ядер пренебрежение ими вполне оправдано. В ядрах  $Ae$ -плазмы и в особенности в ядерном веществе, где, согласно развиваемым представлениям,  $\pi^-$ -мезонов сравнительно много, вклад таких членов может оказаться заметным. Из общих соображений можно было ожидать, что  $c'_3 \approx c_3$ , в чем мы убедились путем численных расчетов. По той же логике можно утверждать, что  $c'_4 N_\pi^4 \approx c_4 [N_n - (N_p - N_\pi)]^4$ , т. е.  $c'_4 \approx c_4$ . Предполагая  $c'_4/c_4 \approx c'_3/c_3$  и добавляя в (39) слагаемое  $c'_4 N_\pi^4/A^3$ , получаем следующий результат для параметров ядерного вещества:

$$\left. \begin{aligned} \mu_n - m_n c^2 &= -0,66; & \mu_\pi &= \mu_e = 50,57 \text{ МэВ}, \\ y_n &= 0,580; & y_p &= 0,420; & y_\pi &= 0,417. \end{aligned} \right\} \quad (58')$$

Сравнивая (58) и (58') можно заключить, что учет членов порядка  $c'_4 N_\pi^4/A^3$  не сказывается существенным образом на результаты (58).

Итак, если представления о наличии  $\pi^-$ -мезонов в тяжелых ядрах правильны, то полученные на основе формулы (39) результаты (58) дают основания утверждать.

1. Ядерное вещество кроме нуклонов состоит из отрицательных пионов и электронов, причем концентрации нейтронов, протонов и пионов одинакового порядка, концентрация же электронов на два порядка меньше. В согласии с этим представление о ядерном веществе, преимущественно состоящем из нейтронов, неверно.

2. Ядерное вещество находится в связанном состоянии, подобно жидкости. В самом деле, легко убедиться, что

$$(\rho/n - m_n) c^2 = \mu_n - m_n c^2 - y_e \mu_e/4 = -0,63 \text{ МэВ}, \quad (59)$$

где  $\rho c^2$  — плотность полной энергии (при учете члена с  $c'_4$  имели бы  $(\rho/n - m_n) c^2 = -0,70 \text{ МэВ}$ ).

Поскольку ядерное вещество находится в связанном состоянии, оно не имеет собственного давления (формально это давление отрицательно). Такое состояние может реализоваться в сверхплотных звездах при достаточно больших центральных плотностях. В них ядерное вещество сдерживает гидродинамическое давление масс благодаря своей относительно большой несжимаемости. При незначительном уплотнении частиц возникают боль-

шие внутренние упругие напряжения, компенсирующие внешнее давление. Относительное изменение некоторого элемента объема под влиянием давления равно

$$\Delta V/V = 3\Delta r_0/r_0 = -P/K, \quad (60)$$

где  $r_0 \approx 1,12 \cdot 10^{-13}$  см — среднее расстояние между нуклонами;  $K$  — модель всестороннего сжатия. В ядерной физике вместо  $K$  используется параметр  $K' = 4\pi r_0^3 K/3$ , который без учета возможного вклада пионов равен [60, 61]

$$K' = \frac{4}{9} r_0^2 \frac{d^2 \epsilon}{dr_0^2} \left( \frac{\rho}{n} - m_n \right) c^2 \approx 15 \text{ МэВ}. \quad (61)$$

Подставляя (61) в (60), получаем

$$|\Delta r_0|/r_0 = P/P_2, \quad P_2 = 1,22 \cdot 10^{34} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}. \quad (62)$$

Таким образом, при давлениях  $P \ll P_2$  ядерное вещество является несжимаемым, а при  $P \gg P_2$  — сжимаемым. При уплотнении ядерного вещества примерно вдвое вступают в игру силы отталкивания, и оно превращается в реальный газ частиц. В расчетах соответствующих звездных конфигураций следует учитывать как несжимаемость ядерного вещества, так и скачок плотности при переходе к  $Ae$ -фазе плазмы. Интересно отметить, что еще в 1932 г. для сверхплотных небесных тел Л. Д. Ландау допускал существование «высоко конденсированной центральной области..., окруженной материей в обычном состоянии..., подобно тому как разделены жидкость и ее пар» [62].

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

Впервые исследование свойств плазмы в надъядерной области плотностей в предположении, что адроны образуют идеальный газ, было проведено в работах [1, 63]. Полученные при этом результаты в определенном смысле остаются верными и в случае реального газа, если в плазме энергии взаимодействий барионов разных видов не сильно отличаются друг от друга. Так, была установлена последовательная стабилизация  $\Sigma^-$ -,  $\Lambda$ - и других гиперонов и резонансов при плотностях выше ядерной. В этих работах наиболее серьезное отклонение от реальной картины было допущено в оценке роли  $\pi^-$ -мезонов, для порога рождения которых было найдено значение, примерно в 300 раз превышающее ядерную плотность. Учет ядерных взаимодействий между частицами вносит существенные изменения в эти результаты.

Итак, если предположение о наличии нескольких отрицательных пионов в тяжелых ядрах верно, то в плазме при ядерной плотности нейтроны, протоны и  $\pi^-$ -мезоны должны быть примерно в одинаковом количестве, отрицательных мюонов нет, а концентрация электронов порядка 0,3% от числа нуклонов. При повышении плотности примерно пропорционально должны расти и плотности нейтронов, протонов и пионов 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 становятся стабильными другие частицы, в нерелятивистской области энергии. Предположим, что все виды барионов в плазме взаимодействуют одинаковым образом и в соответствии с этим напишем

$$\mu_k = \varepsilon_k(p_k) + V_k(p_k) \approx m_k c^2 + V(0) + p_k^2/2m_k^*, \quad (63)$$

где  $\varepsilon_k$ ,  $p_k$  — граничная энергия и импульс;  $V_k(p)$  — зависящий от импульса потенциал, а  $m_k^*$  — эффективная масса бариона. Нерелятивистское приближение для барионов справедливо при плотностях  $n < 4 \cdot 10^{40} \text{ см}^{-3}$ . Исходя из (63), оценим пороги стабильности  $\Lambda^-$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Sigma^0$ - и  $\Sigma^+$ -гиперонов, принимая  $m_k^* \approx 0,5 m_k$ . Учитывая (63), из соотношения  $\mu_\Lambda = \mu_n$  находим, что порог стабильности  $\Lambda$ -гиперона порядка

$$n_\Lambda \approx 2n_n \approx 2 [m_n (m_\Lambda - m_n) c^4/a^2]^{3/2} \approx 5,9 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}. \quad (64)$$

В присутствии пионного конденсата в плазме, по-видимому, граничная энергия электронов не может сильно расти при увеличении плотности. Допуская, что  $\mu_e$  мало отличается от своего значения 51 МэВ при ядерной плотности, для порога стабильности  $\Sigma^-$ -гиперонов получаем

$$n_{\Sigma^-} \approx 3n_n \approx 3 \left[ \frac{m_n (m_{\Sigma^-} c^2 - m_n c^2 - \mu_e) c^2}{a^2} \right]^{3/2} \approx 1,1 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}. \quad (65)$$

Аналогично для  $\Sigma^0$ - и  $\Sigma^+$ -частиц:

$$n_{\Sigma^0} \approx 2 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}; \quad n_{\Sigma^+} \approx 3,3 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}. \quad (66)$$

При еще больших плотностях в плазме приобретают стабильность другие гипероны и барионные резонансы. Сопоставляя с результатами [1—3, 64], замечаем, что учет наличия пионного конденсата вносит существенные изменения, а именно изменяются не только пороги стабильности частиц, но и порядок расположения этих порогов в шкале плотностей. В рассматриваемом приближении между концентрациями барионов с одинаковыми электрическими зарядами существуют простые аналитические соотношения, приведенные в [1—3].

Из семейства мезонов, кроме отрицательных пионов, в вырожденной плазме при плотностях выше определенного значения могут приобрести стабильность только  $K^-$ -мезоны. По аналогии с пионами разумно полагать, что отрицательный каон приобретает стабильность при средних расстояниях между частицами порядка его комптоновской длины волны, т. е.

$$n_K \approx (1/4) (m_K c / \hbar)^3 \approx 4 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}. \quad (67)$$

Выше этого порога концентрации частиц определяются из соотношений

$$\left. \begin{aligned} \mu_{b^0} &= \mu_n; & \mu_{b^-} &= \mu_n + \mu_e; \\ \mu_{b^+} &= \mu_n - \mu_e; & \mu_K &= \mu_\pi = \mu_e, \end{aligned} \right\} \quad (68)$$

где  $\mu_b$  — химический потенциал барионов. Систему уравнений (68), конечно, следует дополнить условием электронейтральности плазмы. Из лептонов в плазме может приобрести стабильность  $\mu^-$ -мезон, если только граничная энергия электронов не заморозится на значении  $\mu_e < m_\mu c^2$  из-за наличия пионного и каонного конденсатов.

Чуть выше порога (67) в адронной плазме концентрации всех частиц, за исключением лептонов, будут величинами одинакового порядка [3]:

$$n_n \approx n_p \approx n_\Lambda \approx n_{\Sigma^0} \approx n_{\Sigma^\pm} \approx n_\pi \approx n_K \dots$$

В настоящее время почти не вызывает сомнения представление о том, что адроны имеют структуру и состоят из «субэлементарных» частиц, называемых партонами. Последние, по-видимому, можно отождествить с кварками. Радиус  $l$  области, внутри которой заключены кварки, разумеется, должен быть меньше электромагнитного радиуса  $l_e \approx 0,9$  ферми партонов. Итак,  $l \lesssim 0,5$  ферми, чему соответствует плотность адронов  $n_3 \approx 10^{40} \text{ см}^{-3}$ . В соответствии с этим при  $n \gtrsim n_3$  физическая картина в адронной плазме должна испытывать радикальное изменение: плазма должна перейти в состояние, в котором в роли отдельных частиц выступают кварки.

## 6. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ И ЗВЕЗДНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ ВЫРОЖДЕННОЙ ПЛАЗМЫ

Уравнение состояния вырожденной плазмы рассматривалось в работах [1, 3, 24—26, 36, 42, 44—46, 50, 64] и в др. Ранние работы этой серии отличаются друг от друга способами учета ядерных взаимодействий барионов при соответствующих плотностях. В них по понятным причинам важная роль отводилась эффекту нейтронизации. В поздних работах, выполненных после 1971 г., уже

предполагается наличие  $\lambda$ -конденсата в вырожденной плазме при плотностях порядка и выше ядерной. Тем не менее в них необходимо большая роль продолжалась отводиться эффекту нейтронизации и не учитывался (за исключением [42, 46]) эффект пионизации атомных ядер  $Ae$ -плазмы, который имеет принципиальное значение для понимания характера зависимости  $\rho(P)$ . По этой причине ни в одной из этих работ не исследовался переход из  $Ae$ -плазмы в фазу ядерной материи, сопровождаемый скачком плотности примерно в 500 раз, и несжимаемость ядерного вещества в широком интервале давлений. Два последних обстоятельства существенно сказываются на параметрах соответствующих сверхплотных небесных тел.

Ниже при выводе уравнения состояния будем следовать работе [59], в которой вместе с сжимаемостью ядерного вещества последовательно учтена также роль  $\lambda$ -конденсата.

Целесообразно уравнение состояния плазмы задать в виде зависимости  $\rho = \rho(P)$ . Для  $Ae$ -фазы в нерелятивистской области энергии электронов оно хорошо известно [3]:

$$\rho = 3,423 \cdot 10^{-8} P^{3/5}; \quad P \leq 2,1 \cdot 10^{23} \text{ эрг/см}^3. \quad (69)$$

В области, где электронный газ является релятивистским, данные табл. 3 можно аппроксимировать формулой

$$\left. \begin{aligned} \rho &= 1,059 \cdot 10^{-11} P^{3/4} (1 + 3,996 \cdot 10^{-8} P^{1/4} - \\ &\quad - 4,088 \cdot 10^{-15} P^{1/2} + 1,568 \cdot 10^{-22} P^{3/4}); \\ 2,1 \cdot 10^{23} &\leq P \leq P_1; \\ P_1 &= 6,6 \cdot 10^{29} \text{ эрг/см}^3. \end{aligned} \right\} \quad (70)$$

При давлениях  $P > P_1$  совершается переход в фазу ядерного вещества. Имея в виду (62), можно утверждать, что ядерное вещество до  $P \sim P_2 \approx 10^{34}$  эрг/см<sup>3</sup> фактически несжимаемо, т. е.

$$\rho = 2,84 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3; \quad P_1 \leq P < P_2. \quad (71)$$

Скорость продольных звуковых волн в ядерном веществе равна

$$c_l = \sqrt{K/\rho} \approx 4 \cdot 10^9 \text{ см/с} \quad (72)$$

(скорость упругих поперечных волн меньше скорости продольных).<sup>4</sup>

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

$$P_3 \approx (2/3) n_3 \overline{\epsilon_h} \approx 5 \cdot 10^{36} \text{ эрг/см}^3. \quad (73)$$

Оценка по релятивистской формуле дает примерно такой же результат. В этой области давлений (см. далее рис. 2) можно пользоваться аппроксимацией

$$\rho \approx 5 \cdot 10^{-15} P^{0,85}; \quad P_2 < P \leq P_3. \quad (74)$$

Как уже отмечалось в разд. 2, в работах [4, 40, 75] утверждается возможность существования аномальных атомных ядер с плотностями, от трех до шести раз превышающими обычную ядерную. При такой ситуации в недрах соответствующих звезд мыслимы следующие две альтернативы. Если энергия связи нуклонов в сверхплотных ядрах больше, чем в обычных, то фазовый переход из *Ae*-плазмы в состояние ядерного вещества, очевидно, произойдет чуть раньше и именно в это сверхплотное состояние. В другом более правдоподобном случае, когда гипотетическое сверхплотное состояние ядерного вещества менее устойчиво, чем обычное, возможно существование дополнительного скачка плотности при  $P \sim P_2$  с последующим образованием несжимаемого вещества в сравнительно небольшом интервале давлений. Лишь после этого наступит фаза реального газа адронов. Сходный скачок плотности обсуждался также в [24]. Мы не учитываем эти возможности прежде всего из-за того, что физические характеристики такого перехода не известны с достаточной точностью. Кроме того, при этих плотностях в ядерном веществе имеются  $\Lambda$ -гипероны, роль которых не учтена в упомянутых работах.

В работе [26] в одном из рассмотренных вариантов найден скачок плотности бесконечного ядерного вещества от  $0,4n_0$  до  $3,3n_0$ , обусловленный образованием заряженного пионного конденсата. Этот вывод нельзя считать корректным, поскольку при  $n < n_0$  основным состоянием вещества является не ядерная материя, а *Ae*-плазма. Кроме того, как мы видели, в этом вопросе важная роль принадлежит эффекту пионизации атомных ядер плазмы. Причиной недоразумений в этой и в ряде других работ является устаревшее представление о гипотетическом исходном состоянии, как преимущественно состоящем из вырожденного газа нейтронов.

Рассмотрим теперь ситуацию, когда барионы в плазме вплотную соприкасаются друг с другом, образуя сплошную материю из кварков. По-видимому, это происходит при плотностях адронов чуть выше  $n_3$ . На границе перехода от адронной фазы к кварковой также следует ожидать некоторый скачок плотности массы, исследование которого в настоящее время не представляется возможным, поскольку требует знания энергии взаимодействия кварков внутри адрона. Энергия связи кварков в адронах должна быть чрезвычайно большой, именно поэтому до сих пор их не удалось выделить в ядерных реакциях высоких энергий. Аналогично ядерной материи можно ожидать, что здесь вначале образуется несжимаемая кварковая жидкость. Попытаемся оценить ширину интер-

вала давлений, в пределах которого она может реализоваться.

Согласно вышесказанному, переход в фазу кварковой жидкости в соответствующих звездных конфигурациях осуществляется при  $P \approx P_3$ . В кварковой фазе, где плотности приблизительно в 100 раз больше ядерной, очевидно, скорость звуковых волн будет мало отличаться от скорости света. Поэтому, предполагая  $c_l = c$ , из (72) находим

$$K' = (4\pi/3) l^3 K = \rho c^2 / n = \bar{\varepsilon},$$

где  $n$  — плотность частиц, а  $\bar{\varepsilon}$  — их средняя энергия, которая должна быть порядка 1000 МэВ. Вычислим относительную деформацию:

$$\Delta l/l \approx -P/P_4; \quad P_4 = 3K \approx 10^{38} \text{ эрг/см}^3. \quad (75)$$

Таким образом, для кварковой фазы имеем

$$\rho \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ г/см}^3; \quad P_3 \lesssim P \lesssim P_4. \quad (76)$$

При дальнейшем повышении плотности ( $P > P_4$ ) среднее расстояние между кварками становится меньше их среднего расстояния внутри адронов и возникает необходимость учитывать сжимаемость плазмы. При такой степени уплотнения можно ожидать наличие мощных сил отталкивания между кварками. Если эти представления верны, то в области  $P \gg P_4$  вступает в силу предельно жесткое уравнение состояния [3, 65, 66]

$$\rho \approx P/c^2; \quad P > P_4. \quad (77)$$

В кварковой фазе не исключена также реализация предельного случая идеального газа, что связано с представлением о почти свободном движении кварков внутри адронов и появлении мощных сил притяжения лишь при удалении их на расстояния, превышающие размеры системы. Такая ситуация может возникнуть также как результат лоренцева уплотнения полей «субэлементарных» частиц (Фейнман), что приводит к соответствующему уменьшению взаимодействий между ними. При этой альтернативе должно вступить в силу уравнение состояния

$$\rho \approx 3P/c^2; \quad P > P_4. \quad (78)$$

Впрочем, более правдоподобным является промежуточный случай

$$\rho = \alpha P/c^2; \quad 1 < \alpha < 3, \quad \text{I} \quad (79)$$

где  $\alpha$  — медленно изменяющаяся функция плотности. На рис. 2 приведен график уравнения состояния.

Теперь перейдем к рассмотрению невращающихся конфигураций, состоящих из вырожденных масс. Параметры таких конфи-

гураций определяются системой уравнений

$$\left. \begin{aligned} \frac{dP}{dr} &= - \frac{k(\rho c^2 + P)(uc^2 + 4\pi r^3 P)}{c^4 r (r - 2ku/c^2)}; \\ du/dr &= 4\pi r^2 \rho; \quad \rho = \rho(P). \end{aligned} \right\} \quad (80)$$

Здесь  $u(r)$  в определенном смысле является массой, заключенной в сфере радиуса  $r$ , а  $k$  — гравитационная постоянная. Граничные условия:

$$P(0) \equiv P_0; \quad u(0) = 0. \quad (81)$$

Интегрирование следует проводить от центра конфигураций до координатного расстояния  $r = R$ , где давление обращается в нуль:  $P(R) = 0$ . Полученное при этом значение функции  $u(r)$  в соответствии с решением Шварцшильда следует отождествить с массой

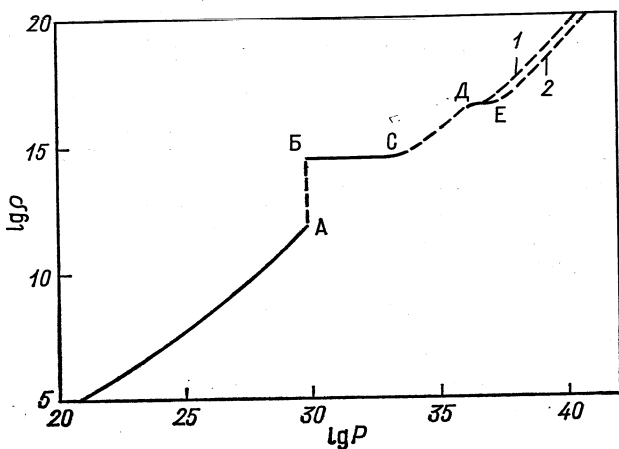


Рис. 2. График уравнения состояния вырожденной плазмы:

$P$  — в единицах эрг/см<sup>3</sup>; плотность — в г/см<sup>3</sup>; часть кривой до точки А —  $\Delta e$ -плазма; АБ — скачок плотности при переходе в фазу сплошной ядерной материи; ВС — несжимаемая ядерная материя; СД — реальный адронный газ; ДЕ — несжимаемая партоновая жидкость; 1 и 2 — два альтернативных предельных уравнения состояния вещества, соответствующие идеальному и реальному газам партонов

звезды  $M$ . Решения системы уравнений (80) с граничными условиями (81) образуют однопараметрическое семейство конфигураций, однозначно определяемых давлением в центре  $P_0$ .

Результаты интегрирования представлены на рис. 3, 4 и в табл. 4 [69]. Для сравнения приводятся также соответствующие кривые (2), вычисленные ранее [3, 64, 68] без учета эффекта пионизации. Разница между кривыми 1 и 2 обусловлена различием в уравнениях состояния вещества, положенных в основу расчетов.



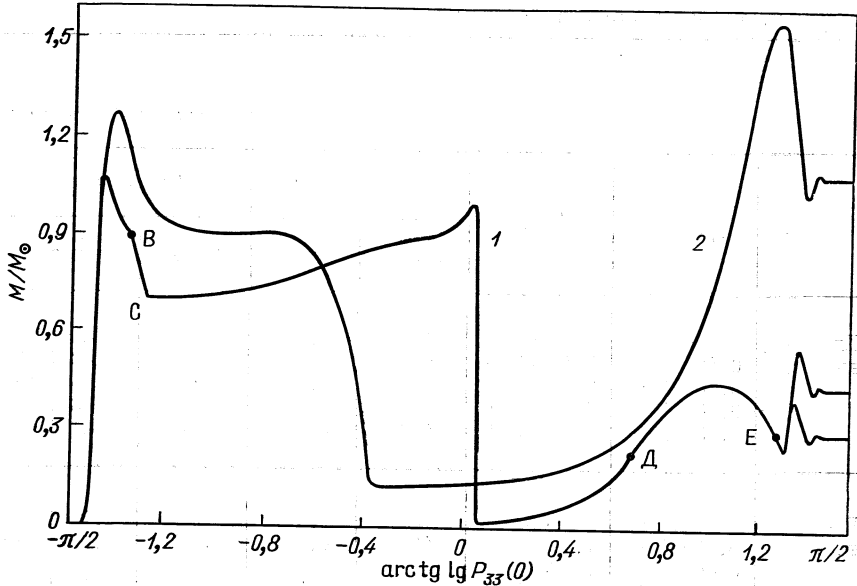


Рис. 3. Зависимость массы конфигураций из вырожденной плазмы от центрального давления с учетом (1) и без учета (2) эффекта пионизации:  
 $P$  — в единицах эрг/см<sup>3</sup>;  $P_{33} = 10^{-33} P$

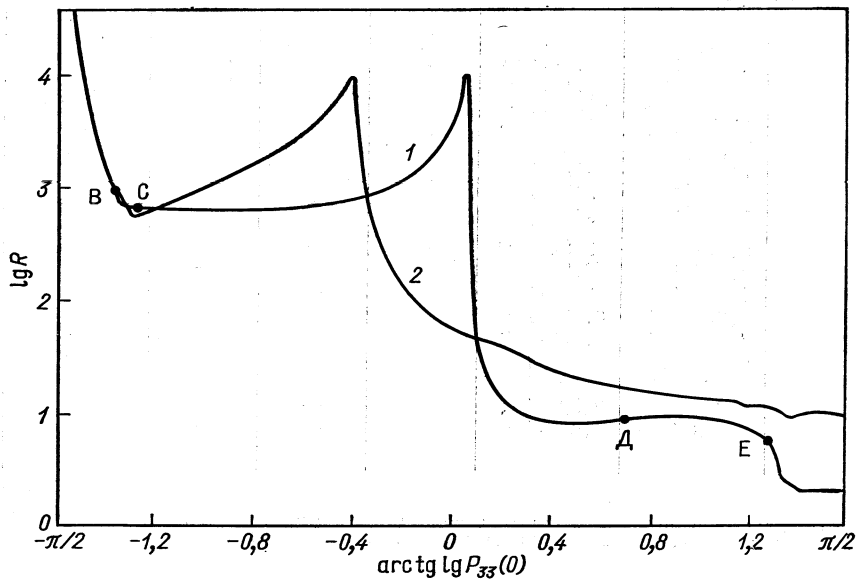


Рис. 4. Зависимость координатного радиуса конфигураций из вырожденной плазмы от центрального давления с учетом (1) и без учета (2) эффекта пионизации ( $R$  — в км)

## Параметры звездных конфигураций

Вариант	$P(0)$ , эрг·см <sup>-3</sup>	$\rho(0)$ , г·см <sup>-3</sup>	Кварковое ядро		Адронный газ	
			$\Delta R$ , м	$\frac{\Delta M}{M_{\odot}}$	$\Delta R$ , м	$\frac{\Delta M}{M_{\odot}}$
Идеальный газ	$\infty$	$\infty$	1343	0,237	679	$5,82 \cdot 10^{-2}$
	$6,465 \cdot 10^{42}$	$2,155 \cdot 10^{22}$	1342	0,237	681	$5,83 \cdot 10^{-2}$
	$6,465 \cdot 10^{40}$	$2,155 \cdot 10^{20}$	1357	0,242	669	$5,85 \cdot 10^{-2}$
	$6,465 \cdot 10^{38}$	$2,155 \cdot 10^{18}$	1262	0,223	671	$5,03 \cdot 10^{-2}$
	$2,436 \cdot 10^{37}$	$2,121 \cdot 10^{16}$	1638	0,317	574	$7,41 \cdot 10^{-2}$
Реальный газ	$\infty$	$\infty$	1671	0,401	322	$4,19 \cdot 10^{-2}$
	$6,465 \cdot 10^{42}$	$7,183 \cdot 10^{21}$	1671	0,401	323	$4,19 \cdot 10^{-2}$
	$6,465 \cdot 10^{40}$	$7,183 \cdot 10^{19}$	1680	0,404	322	$4,22 \cdot 10^{-2}$
	$3,942 \cdot 10^{39}$	$4,380 \cdot 10^{18}$	1635	0,388	333	$4,14 \cdot 10^{-2}$
	$1,464 \cdot 10^{38}$	$1,626 \cdot 10^{17}$	1822	0,466	264	$4,08 \cdot 10^{-2}$
	$6,465 \cdot 10^{37}$	$7,183 \cdot 10^{16}$	1938	0,493	274	$4,84 \cdot 10^{-2}$
	$1,293 \cdot 10^{37}$	$3,000 \cdot 10^{16}$	1707	0,314	639	$9,13 \cdot 10^{-2}$
	$3,241 \cdot 10^{36}$	$3,000 \cdot 10^{16}$	926	0,0501	2436	0,181
	$5,396 \cdot 10^{35}$	$1,178 \cdot 10^{16}$	—	—	4802	0,285
	$5,591 \cdot 10^{34}$	$1,745 \cdot 10^{15}$	—	—	5974	0,262
	$8,336 \cdot 10^{33}$	$3,402 \cdot 10^{14}$	—	—	3189	0,0208
	$3,743 \cdot 10^{33}$	$2,84 \cdot 10^{14}$	—	—	—	—
	$1,177 \cdot 10^{33}$	$2,84 \cdot 10^{14}$	—	—	—	—
	$1,164 \cdot 10^{33}$	$2,84 \cdot 10^{14}$	—	—	—	—
	$1,085 \cdot 10^{33}$	$2,84 \cdot 10^{14}$	—	—	—	—
	$7,952 \cdot 10^{32}$	$2,84 \cdot 10^{14}$	—	—	—	—
	$5,172 \cdot 10^{32}$	$2,84 \cdot 10^{14}$	—	—	—	—
	$2,586 \cdot 10^{32}$	$2,84 \cdot 10^{14}$	—	—	—	—
	$1,000 \cdot 10^{32}$	$2,84 \cdot 10^{14}$	—	—	—	—
	$6,627 \cdot 10^{29}$	$6,037 \cdot 10^{11}$	—	—	—	—
	$6,465 \cdot 10^{28}$	$5,296 \cdot 10^{10}$	—	—	—	—
	$6,465 \cdot 10^{26}$	$1,518 \cdot 10^9$	—	—	—	—
	$6,465 \cdot 10^{24}$	$4,525 \cdot 10^7$	—	—	—	—
	$1,293 \cdot 10^{23}$	$2,520 \cdot 10^6$	—	—	—	—
	$3,233 \cdot 10^{22}$	$1,097 \cdot 10^6$	—	—	—	—

Примечание. Замечания в первом столбце относятся только к кварковой использовалось в расчетах. В таблице приводятся координатные размеры.

Таблица 4

## из вырожденной плазмы

Слой ядерной материи		Ае-оболочка		Радиус R, км	Масса $\frac{M}{M_{\odot}}$
$\Delta R$ , м	$\frac{\Delta M}{M_{\odot}}$	$\Delta R$ , км	$\frac{\Delta M}{M_{\odot}}$		
152	$1,20 \cdot 10^{-3}$	0,061	$1,44 \cdot 10^{-7}$	2,235	0,297
153	$1,21 \cdot 10^{-3}$	0,061	$1,45 \cdot 10^{-7}$	2,237	0,296
149	$1,17 \cdot 10^{-3}$	0,059	$1,40 \cdot 10^{-7}$	2,234	0,302
155	$1,12 \cdot 10^{-3}$	0,062	$1,36 \cdot 10^{-7}$	2,150	0,275
113	$1,04 \cdot 10^{-3}$	0,044	$1,19 \cdot 10^{-7}$	2,369	0,392
57	$4,19 \cdot 10^{-4}$	0,022	$4,57 \cdot 10^{-8}$	2,072	0,443
57	$4,19 \cdot 10^{-4}$	0,022	$4,57 \cdot 10^{-8}$	2,072	0,443
57	$4,20 \cdot 10^{-4}$	0,021	$4,58 \cdot 10^{-8}$	2,080	0,447
60	$4,28 \cdot 10^{-4}$	0,023	$4,68 \cdot 10^{-8}$	2,051	0,430
45	$3,56 \cdot 10^{-4}$	0,017	$3,82 \cdot 10^{-8}$	2,147	0,507
46	$4,11 \cdot 10^{-4}$	0,017	$4,40 \cdot 10^{-8}$	2,275	0,542
126	$1,32 \cdot 10^{-3}$	0,049	$1,51 \cdot 10^{-7}$	2,522	0,407
837	$2,15 \cdot 10^{-2}$	0,391	$3,36 \cdot 10^{-6}$	4,589	0,252
1355	$7,33 \cdot 10^{-2}$	0,599	$1,11 \cdot 10^{-5}$	6,755	0,358
2108	0,188	0,831	$2,64 \cdot 10^{-5}$	8,912	0,450
4710	0,275	1,367	$4,05 \cdot 10^{-5}$	9,266	0,296
5578	0,104	2,577	$3,46 \cdot 10^{-5}$	8,155	0,104
3201	$1,96 \cdot 10^{-2}$	577,8	$2,59 \cdot 10^{-4}$	581,0	$1,99 \cdot 10^{-2}$
3183	$1,93 \cdot 10^{-2}$	9197	0,298	9200	0,318
3076	$1,74 \cdot 10^{-2}$	4930	0,979	4933	0,997
2638	$1,10 \cdot 10^{-2}$	16,3	0,898	1606	0,909
2132	$5,79 \cdot 10^{-3}$	938,2	0,871	940,3	0,877
1510	$2,06 \cdot 10^{-3}$	704,3	0,814	705,8	0,816
938	$4,93 \cdot 10^{-4}$	655,2	0,746	656,1	0,746
—	—	664,2	0,700	664,2	0,700
—	—	817,3	0,877	817,3	0,877
—	—	2333	0,991	2333	0,991
—	—	5503	1,06	5503	1,06
—	—	8582	0,644	8582	0,644
—	—	9529	0,423	9529	0,423

сердцевине конфигураций и указывают, какое из двух уравнений состояния (78), (77)

Коротко обсудим ход кривых  $M(P_0)$  и  $R(P_0)$ . При  $P_0 > 3,2 \cdot 10^{36}$  эрг/см<sup>3</sup>, чему соответствуют значения абсцисс  $\eta = \arctg \lg(P_0 \cdot 10^{-33}) > 1,3$ ; ордината кривой массы, осциллируя с затухающей амплитудой [67], стремится к предельным значениям 0,44 и 0,30 соответственно для реального и идеального предельных уравнений состояния кварковой сердцевины конфигураций. В этой части кривая  $R(P_0)$  также имеет разветвление. Однако из-за малого различия между двумя альтернативами на рис. 4 изображены только результаты варианта с реальным кварковым ядром. Рассматриваемые конфигурации состоят из кваркового ядра; адронного слоя; слоя, состоящего из несжимаемого ядерного вещества, и наружной оболочки из  $Ae$ -плазмы. Размеры и массы соответствующих областей звезд указаны в табл. 4. На отрезке  $DE$  конфигурации состоят из адронной сердцевины, слоя несжимаемой ядерной материи и  $Ae$ -оболочки. В следующей части  $DC$  кривых вещество в центре конфигураций состоит из несжимаемого ядерного вещества различной массы и размеров и внешней  $Ae$ -оболочки. Во всех перечисленных конфигурациях при переходе от ядерного слоя к  $Ae$ -оболочке плотность вещества испытывает скачок от  $\rho = 2,8 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> до  $\rho = 6,1 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup>. Таким образом, для этих конфигураций  $Ae$ -слой является как бы атмосферой. Резкое увеличение массы и радиуса при  $\eta \lesssim 0,07$  обусловлено сравнительно большими размерами центрального ядра и скачком плотности на границе раздела с  $Ae$ -оболочкой. За этой границей падение давления замедляется из-за сильного уменьшения гравитационного притяжения масс, вызванного скачком плотности. Вследствие этого в  $Ae$ -слое таких конфигураций происходит сравнительно большое накопление массы. В точке  $C$  кривая  $M(P_0)$  имеет излом, что также обусловлено упомянутым скачком плотности. Часть кривой левее этой точки соответствует звездам, состоящим только из  $Ae$ -плазмы. В конфигурациях за точкой  $B$  эффект пионизации отсутствует (здесь  $\rho \lesssim 3,4 \cdot 10^{10}$  г/см<sup>3</sup>). Вообще говоря, слияние кривых 1 и 2 должно было произойти, начиная с точки  $B$ . Расхождение кривых масс порядка 10% в интервале  $-1,45 < \eta < -1,35$  связано с различными аппроксимациями и предположениями в уравнении состояния. В [3, 68] для входящего в уравнение состояния параметра  $y$  была использована аппроксимация

$$y^{-1} = 2 + 0,01255x + 1,755 \cdot 10^{-5}x^2 + 1,376 \cdot 10^{-6}x^3, \quad (82)$$

где  $x = p_e/m_e c$ , а  $p_e$  — граничный импульс электронов. В расчетах кривых 1 значение параметра  $y$  определялось из формулы Вайцеккера (см. четвертый столбец табл. 3). Согласно аппроксимации (82) в рассматриваемом интервале центральных давлений  $0,43 < y < 0,50$ , тогда как при втором подходе  $0,39 < y < 0,45$ , что дает разницу в уравнении состояния порядка 13%. Некоторое

расхождение обусловлено также аппроксимацией (70), содержащей погрешности порядка процента. Последние части кривых при  $\eta < -1,48$  заимствованы из [3, 68].

Расчеты параметров сверхплотных звездных конфигураций с учетом роли пионного конденсата проводились также в работах [26, 44]. Однако в них, как было уже отмечено, в уравнении состояния  $\rho(P)$  не учитывались эффект пионизации ядер  $Ae$ -плазмы, скачок плотности в конце этой фазы и несжимаемость ядерного вещества. По этим причинам зависимости  $M(P_0)$ ,  $R(P_0)$  и другие в [26, 44] заметно отличаются от приведенных в табл. 4 и на рис. 3, 4, хотя имеются и некоторые сходства в результатах. Они состоят в том, что во всех случаях наличие пионного конденсата приводит к заметному уменьшению главного максимума адронных конфигураций, к резкому изменению параметров конфигураций при центральных плотностях порядка  $3 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>, а также к некоторому уменьшению радиуса в надъядерной области центральных плотностей.

Идентификация пульсаров с барионными звездами не вызывает сомнений. Однако их космогоническое значение не исчерпывается только пульсарами. В связи с этим необходимо выяснить, какие из рассмотренных конфигураций являются устойчивыми. В работах [3, 63, 64] этот вопрос решался путем построения зависимости массы от числа барионов в конфигурациях. Таким образом, было выяснено, что части кривой массы  $M(P_0)$ , лежащие правее максимумов, неустойчивы. Другой метод [71—74] (см. также [3], § 55) определения устойчивости конфигураций сводится к исследованию их поведения относительно малых радиальных возмущений

$$\xi(x, t) = \xi_n(x) \exp(i\omega_n t),$$

где  $x$  — отклонение элемента массы от положения равновесия, а  $\omega_n$  — частота моды радиальных колебаний. Неустойчивыми, очевидно, являются конфигурации, для которых  $\omega_n^2 < 0$  хотя бы для одной из мод. Таким путем было установлено, что конфигурации на ветвях белых карликов слева от первого максимума при  $\eta \leq -1,41$  и барионные конфигурации при  $-0,33 \leq \eta \leq 1,25$  кривой 2 являются устойчивыми, а конфигурации с  $-1,41 \leq \eta \leq -0,33$  и  $\eta \geq 1,25$  неустойчивы. Аналогичная задача для кривой 1 не решена. Но описанная выше картина в общих чертах, по-видимому, останется в силе и здесь.

В работе [70] для конфигураций, расположенных несколько правее первого адронного максимума, было установлено поразительное явление аномального дефекта массы. Полная энергия таких конфигураций оказалась больше энергии соответствующего водородного облака при одинаковом числе барионов, и поэтому они неустойчивы относительно перехода в диффузное состояние

с выделением колоссальной энергии. Аномальный дефект массы наибольший для чисто нейтронных конфигураций, а при учете других барионов и ядерных взаимодействий между частицами заметно подавляется.

В заключение авторы выражают благодарность Асатрян Г. М., Саввиди Г. К. и Седракяну А. Г. за обсуждения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Амбарцумян В. А.; Саакян Г. С.— Астрон. журн., 1960, т. 37, с. 193; — Вопросы космогонии, 1963, т. 9, с. 91.
2. Амбарцумян В. А. Научные труды. Т. 2. Ереван. Изд-во АН АрмССР, 1960.
3. Саакян Г. С. Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс.— М.: Наука, 1972.
4. Мигдал А. Б.— УФН, 1971, т. 105, с. 775; ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 2209.
5. Мигдал А. Б.— ЖЭТФ, 1972, т. 63, с. 1993.
6. Sawyer R. F.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 382.
7. Scalapino D. J. Ibid, 1972, v. 29, p. 386.
8. Kogut J., Manassah J. T.— Phys. Lett. A, 1972, v. 41, p. 129.
9. Мигдал А. Б.— Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 443.
10. Алоджанц Г. П., Седракян Д. М., Чубарян Э. В.— Астрофизика, 1973, т. 9, с. 581.
11. Migdal A. B.— Preprint, Chernogolovka, 1973; — Nucl. Phys. A, 1973, v. 210, p. 421; — Phys. Lett. B, 1973, v. 45, p. 448; — Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 257.
12. Sawyer R. F.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1556.
13. Sawyer R. F., Scalapino D. J.— Phys. Rev. D, 1973, v. 7, p. 953.
14. Sawyer R. F., Yao A. C.— Preprint, University of California, 1973; — Phys. Rev. D, 1973, v. 7, p. 1579.
15. Baum G.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 1340.
16. Barshay S., Vagrado G., Brown G. E.— Phys. Lett. B, 1973, v. 43, p. 359.
17. Blaha S.— Preprint, Cornell University, 1973.
18. Migdal A. B.— Preprint, Chernogolovka, 1974; — Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 19, с. 539.
19. Мигдал А. Б., Маркин О. А., Мишустин И. Н.— ЖЭТФ, 1974, т. 66, с. 443; 1976, т. 70, с. 1592.
20. Migdal A. B., Kirichenko N. A., Sorokin G. A. — Preprint, Chernogolovka, 1974; — Phys. Lett. B, 1974, v. 50, p. 411.— Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 19, с. 326.
21. Migdal A. B.— Phys. Lett. B, 1974, v. 52, p. 172.
22. Маркин О. А., Мишустин И. Н.— Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 20, с. 497.
23. Au C-K, Baum G., Flowers E.— Phys. Lett. B, 1974, v. 51, p. 1.
24. Au C-K, Baum G.— Nucl. Phys. A, 1974, v. 236, p. 500.
25. Baum G., Flowers E.— Nucl. Phys. A, 1974, v. 222, p. 29.
26. Hartle J. B., Sawyer R. F., Scalapino D. J.— Preprint University of California, 1974; — Appl. J., 1975, v. 199, p. 471.
27. Алоджанц Г. П. и др.— Докл. АН АрмССР, 1974, т. 59, с. 168.
28. Троицкий М. А. и др.— Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 21, с. 96.
29. Саперштейн Э. Е., Троицкий М. А.— Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 21, с. 138; — Ядерная физика, 1975, т. 22, с. 257.
30. Сорокин Г. А.— Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 21, с. 312.
31. Саперштейн Э. Е., Толокольников С. В., Фаянс С. А.— Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 22, с. 529; — Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 959.

32. Cambell D., Dashen R., Manassah J.— Phys. Rev. D, 1975, v. 12, p. 979, 1010.
33. Baum G. e.a.— Phys. Lett. B, 1975, v. 58, p. 304.
34. Григорян Л. Ш.— Ученые записки ЕГУ, 1975, № 2, с. 66.
35. Bäckman S. O., Weise W.— Phys. Lett. B, 1975, v. 55, p. 1.
36. Weise W., Brown G. E.— Phys. Lett. B, 1975, v. 58, p. 300.
37. Suzuki A., Futami Y., Takahashi Y.— Progr. Theoret. Phys., 1975, v. 53, p. 1204; 1975, v. 54, p. 1429.
38. Anderson P. W. e. a. — Lett. Nuovo cimento, 1975, v. 12, p. 165.
39. Bertsch G., Johnson M.— Phys. Rev. D, 1975, v. 12, p. 2230.
40. Migdal A. B. e.a.— Preprint, Chernogolovka, 1976; ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 1247.
41. Kirichenko N. A., Sorokin G. A.— Phys. Lett. B, 1976, v. 62, p. 162.
42. Григорян Л. Ш., Саакян Г. С.— В кн.: Релятивистская астрофизика, космология, гравитационный эксперимент. Минск, ИФ АН БССР, 1976, с. 42.
43. Suzuki A.— Progr. Theoret. Phys., 1976, v. 55, p. 1477.
44. Maxwell O., Weise W.— Phys. Lett. B, 1976, v. 62, p. 159.
45. Brown G. E., Weise W.— Phys. Repts., 1976, v. 27, p. 1.
46. Саакян Г. С., Григорян Л. Ш.— Астрофизика, 1977, т. 13, с. 297.
47. Schwinger J.— Ann. Phys., 1957, v. 2, p. 407.
48. Gell-Mann M., Levy M.— Nuovo cimento, 1960, v. 16, p. 705.
49. Weinberg S.— Phys. Rev., 1968, v. 166, p. 1568.
50. Pandharipande V.— Nucl. Phys. A, 1971, v. 178, p. 123.
51. Price P., Stevenson J.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 409.
52. Frankel S. e.a.— Phys. Rev. C, 1976, v. 13, p. 737.
53. Holt R. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 183.
54. Григорян Л. Ш., Саакян Г. С.— Докл. АН СССР, 1977, т. 237, с. 299; — Астрофизика, 1977, т. 13, с. 463.
55. Колесников Н. Н., Вымятнин В. М.— В кн.: Актуальные проблемы теоретической физики. М., Изд-во МГУ, 1976, с. 382; — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1976, т. 40, с. 847.
56. Кравцов В. А. Массы атомов и энергии связи ядер. М., Атомиздат, 1974.
57. Myers W. D., Swiatecki W. J.— Nucl. Phys., 1966, v. 81, p. 1.
58. Levy H.— Phys. Rev., 1957, v. 106, p. 1265.
59. Саакян Г. С., Григорян Л. Ш.— Астрофизика, 1977, т. 13, с. 669.
60. Бор О., Моттельсон Б.— Структура атомного ядра.— М.: Мир, 1971.
61. Бете Г. Теория ядерной материи.— М.: Мир, 1974.
62. Landau L.— Z. Phys., 1932, Bd 1., S. 285; Собрание трудов. Т. 1.— М.: Наука, 1969, с. 86.
63. Амбарцумян В. А., Саакян Г. С.— Астрон. журн., 1961, т. 38, с. 785, 1016.
64. Sahakian G. S., Vartanian Yu. L.— Nuovo cimento, 1963, v. 30, p. 82; — Астрон. журн., 1964, т. 41, с. 193; Сообщ. Бюраканской обсерватории, 1963, т. 33, с. 55.
65. Зельдович Я. Б.— ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 1609.
66. Саакян Г. С.— Изв. АН АрмССР. Сер. физ., 1961, т. 14, с. 117.
67. Дмитриев Н. А., Холин С. А.— Вопросы космогонии, 1963, т. 9, с. 254.
68. Саакян Г. С., Чубарян Э. В.— Сообщ. Бюраканской обсерватории, 1963, т. 34, с. 99.
69. Саакян Г. С., Григорян Л. Ш.— Астрон. журн., в печати.
70. Амбарцумян В. А., Саакян Г. С.— Астрофизика, 1965, т. 1, с. 7.
71. Meltzer D. W., Thorne K. S.— Appl. J., 1966, v. 145, p. 514.
72. Арутюнян Г. Г., Седракян Д. М.— Астрофизика, 1972, т. 8, с. 419.
73. Папоян В. В., Седракян Д. М., Чубарян Э. В.— Астрон. журн., 1972, т. 49, с. 750.
74. Арутюнян Г. Г., Седракян Д. М., Чубарян Э. В.— Там же, 1972, т. 49.
75. Мигдал А. Б.— УФН, 1977, т. 123, с. 369.