

Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартанян

## О ВОЗМОЖНЫХ ФАЗОВЫХ СОСТОЯНИЯХ ВЕЩЕСТВА ПРИ ЧРЕЗВЫЧАЙНО БОЛЬШИХ ПЛОТНОСТЯХ

### § 1 ВВЕДЕНИЕ

Ряд важных явлений, известных в астрофизике, указывает на то, что наряду с хорошо известным разреженным состоянием вещества во вселенной должно существовать сверхплотное состояние. В работах В. А. Амбарцумяна [1—3] на основе анализа большого числа наблюдательных фактов выдвигалась гипотеза, в которой утверждается, что в недрах некоторых космических объектов имеется особое „дозвездное вещество“, в котором давление и плотность имеют чрезвычайно большие значения. В его концепции образование звезд и туманностей происходит путем деления или распада сверхплотных объектов или путем извержений из недр этих объектов дискретных порций дозвездного вещества. После деления дозвездного тела вещество возникших новых тел приобретает обычные свойства. В связи с этим изучение свойств вещества при больших плотностях приобретает особый интерес. Следует однако отметить, что актуальность рассматриваемого здесь вопроса не обусловлена только упомянутой гипотезой. Данный вопрос имеет важное значение и для альтернативной точки зрения, согласно которой развитие материи во вселенной идет от ее разреженного состояния к плотному, т. е. в которой исходным считается состояние газа, из которого путем гравитационного сжатия образуются звезды. В этой концепции считается, что звезды после длительного периода эволюции, в течение которого исчерпываются все внутренние запасы энергии, пре-

вращаются в холодные сгустки весьма плотного вещества. Наконец, проблема сверхплотного состояния вещества может иметь и самостоятельный интерес.

Исследование свойств вещества при больших плотностях, а также равновесных сверхплотных конфигураций проводилось в работах [4—14] и других, но тем не менее, далеко нельзя считать, что в этой области уже все сделано. По-видимому потребуются еще много усилий, чтобы внести полную ясность во все вопросы. Некоторые задачи не удается решить из-за математических трудностей (например, уравнения Эйнштейна для аксиально-симметрического распределения масс), другие из-за незавершенного состояния теории элементарных частиц. Дело в том, что некоторые узловые вопросы тесно переплетаются с теорией элементарных частиц, которая еще находится в процессе создания. Наконец, совершенно не изучены случаи, когда температура настолько высока, что вырождения нет.

Настоящая работа является продолжением и улучшением работы [6].

Основное улучшение заключается в учете возможности образования ядер в некотором слое рассматриваемой конфигурации (в некотором диапазоне плотностей). В работе же [6] принималось, что вещество состоит только из элементарных частиц и возможность образования ядер не учитывалась. Отметим соображения, которыми необходимо руководствоваться при построении конфигураций равновесия сверхплотных сильно вырожденных небесных тел и исследовании химического состава в них как функции от расстояния до центра.

В случае вырожденных сферических конфигураций прежде всего необходимо решить одно дифференциальное уравнение второго порядка или систему двух уравнений первого порядка. В последнем случае одно из уравнений представляет условие гидродинамического равновесия, а второе определяет распределение масс как функцию от расстояния до центра звезды. Для решения упомянутых дифференциальных уравнений необходимо знать уравнение состояния  $\rho = \rho(P)$ , где  $P$  — давление, а  $\rho$  — плотность энергии.

Для установления же уравнения состояния мы прежде всего должны знать „химический состав“ вещества как функцию от плотности  $\rho$ , т. е. мы должны знать какие частицы могут существовать в среде при заданной плотности. При достаточно больших плотностях весьма существенным становится и взаимодействие между частицами, поэтому для нахождения уравнения состояния необходимо также знать законы взаимодействия между частицами.

При больших плотностях в центре звезды вещество состоит из газа элементарных частиц. По мере продвижения от центра к поверхности наблюдается смена ряда фаз, т. е. изменение „химического состава вещества“. В области барионной сферы (так мы называем область звезды, где вещество состоит только из газа элементарных частиц) изменение химического состава с расстоянием от центра звезды определяется соотношением

$$[\mu_k(N) + V_k(N)] \sqrt{-g_{00}(r)} = \text{const}, \quad (1.1)$$

справедливым для каждого вида  $k$  нейтральных барионов. Здесь  $N = N(r)$  — полная плотность барионов,  $\mu_k$  и  $V_k$  — соответственно химический потенциал и потенциальная энергия  $k$ -го типа нейтральных барионов в среде. Оказывается удобным уравнение (1.1) записать для нейтронов. Концентрацией нейтронов  $N_n(r)$  однозначно определяются концентрации всех барионов, лептонов и бозонов, которые могут существовать при заданной плотности в среде. Аналогичное соотношение для химического потенциала можно записать и для той части звезды, где вещество состоит из атомных ядер.

Наконец, на тех поверхностях  $r = r_k$ , где происходит смена фаз, помимо непрерывности химических потенциалов нейтральных компонент вещества необходимо потребовать также непрерывность общего давления  $P(r)$  и градиента давления  $\nabla P$ . Смысл этих требований становится очевидным, если учесть, что речь идет о конфигурациях, находящихся в состоянии гидродинамического равновесия.

Ниже весь физический диапазон плотностей разделяется на три условные части, а именно: область плотностей выше ядерной, область плотностей порядка ядерной и, наконец, ниже ядерной.

## § 2. НАДЯДЕРНАЯ ОБЛАСТЬ ПЛОТНОСТЕЙ

Под областью выше ядерной мы подразумеваем совокупность значений плотности барионов  $N$  начиная с  $N = 10^{39} \text{ см}^{-3}$  и выше. Наиболее важной характеристикой этой области является наличие сравнительно большого количества гиперонов в качестве стабильных компонент вещества [6].

Чтобы наглядно описать все возможности, рассмотрим воображаемую звездную конфигурацию, в центре которой плотность энергии равна бесконечности и в которой при удалении от центра плотность убывает, достигая нуля на периферии. Будем, начиная с центра такой конфигурации, мысленно продвигаться к ее поверхности и проследим за теми изменениями, которые испытывает химический состав вещества. Но для выполнения этой программы необходимо знать какие частицы могут существовать в среде, каковы наиболее важные их характеристики, такие как спин, масса, электрический, барионный и лептонный заряды, и, наконец, законы их взаимодействий.

Для всех фаз в качестве основных частиц удобно рассматривать электроны и нуклоны. В случае вполне холодных конфигураций (т. е. при температуре  $T=0$ ) этим выбором исключается наличие в среде античастиц любого типа. В настоящей статье в качестве возможных компонент, из которых может состоять вещество, принимается все семейство барионов, а именно: протон  $p$ , нейтрон  $n$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Xi^0$ ,  $\Xi^-$  гипероны; из лептонов—электрон и  $\mu^-$ -мезон и, наконец, из бозонов— $\pi^-$ -мезон. Стабильность барионов обеспечивается наличием в среде вырожденного газа протонов, стабильность  $\mu^-$  и  $\pi^-$ -мезонов наличием вырожденного газа электронов. Вообще говоря, необходимо учитывать также и барионные резонансы. Но с резонансами пока не все выяснено. Не у

всех резонансов точно известно значение спина и массы. По этой причине ниже они не принимаются во внимание. Учет барионных резонансов не внесет сильных изменений в значения таких важных параметров конфигурации, какими являются масса и радиус.

В общем случае при достаточно больших плотностях в среде имеются все типы барионов. Концентрации частиц определяются следующими уравнениями [6]

$$E_b^{(+)} + E_e = E_b^{(-)} - E_e = E_b^{(0)}, \quad (2.1)$$

$$E_l^{(-)} = E_e, \quad (2.2)$$

$$\sum_b N_b = N, \quad (2.3)$$

$$\sum_b N_b^{(+)} - \sum_b N_b^{(-)} - \sum_l N_l = 0, \quad (2.4)$$

где  $E_b^{(+)}$ ,  $E_b^{(-)}$ ,  $E_b^{(0)}$ ,  $E_l^{(-)}$  и  $E_e$  — соответственно означают граничные энергии для положительно заряженных, отрицательных, нейтральных барионов, отрицательных лептонов и электронов. В (2.3) суммирование производится по всем видам барионов, а в последнем члене (2.4) по всем отрицательным лептонам. Первые два уравнения представляют собой условия термодинамического равновесия (соотношения между химическими потенциалами) между различными возможными компонентами вещества, последние два — законы сохранения барионного и электрического зарядов. Отдельные звездные конфигурации не являются замкнутыми для лептонов, поэтому мы не имеем права требовать сохранения лептонного заряда. Причина этого состоит в том, что нейтринно не обладает массой покоя и поэтому не удерживается в рассматриваемых нами звездах. В приведенных уравнениях не учтены  $\pi^-$ -мезоны. Ниже показывается, что при выбранном составе барионов в среде ни при каких значениях плотности не имеются необходимые условия для стабильности этих частиц.

Граничные энергии частиц  $E_k$  связаны с их числом в единице объема (концентрацией)  $N_k$  соотношением

$$E_k = (m_k^2 c^4 + a^2 N_k^{(s)})^{1/2}, \quad (2.5)$$

где для частиц Ферми со значением спина  $h/2$   $a = (3\pi^2)^{1/3} \hbar c$ .

Рассмотрим химический состав вещества и концентрации частиц в центре конфигурации с  $\rho(0) = \infty$ . При  $N \rightarrow \infty$  из условий (2.1) с учетом (2.5) получаем

$$N_b^{(+1/2)} + N_c^{1/2} = N_b^{(-1/2)} - N_c^{1/2} = N_b^{(0)1/2}.$$

Сравнение последних уравнений с (2.4) показывает, что при  $\rho(0) = \infty$

$$N_c(0) = N_\mu(0) = 0, \quad (2.6)$$

$$N_b^+(0) = N_b^-(0) = N_b^{(0)}(0),$$

т. е. лептоны исчезают, а концентрации всех барионов одинаковы. Не следует забывать, что полученный в (2.6) результат правилен только для выбранного здесь специального состава элементарных заряженных барионов, а именно мы постулировали наличие двух положительных и двух отрицательных барионов. Чтобы лептоны сохранились при  $\rho(0) = \infty$ , необходимо, чтобы число видов положительных барионов было бы больше, чем отрицательных. Однако, невозможно добиться того, чтобы при  $N \rightarrow \infty$  концентрации лептонов также бесконечно росли. Такая ситуация обусловлена существованием в природе  $\pi^-$ -мезонов. Действительно, в этом случае граничные энергии (следовательно, концентрации) электронов и  $\mu^-$ -мезонов растут до значений

$$E_e = E_\mu = m_\pi c^2, \quad (2.7)$$

после чего их рост прекращается, так как веществу в дальнейшем энергетически выгоднее находиться в  $\pi^-$ -мезонной фазе, нежели в лептонной. Именно такая картина была установлена в работе [6], где учитывались также первые резонансы нуклонов.

В случае других конфигураций с конечным значением плотности энергии в центре будут представлены также лептоны.

Следует отметить, что уравнения (2.1), строго говоря, верно лишь в случае, когда все виды барионов взаимодействуют между собою одинаковым образом или же образуют идеальный газ. В случае макроскопической среды, состоящей из элементарных частиц, очевидно имеет смысл говорить только об усредненной потенциальной энергии частиц, представляющей взаимодействие одной частицы со всеми остальными. Эта одночастичная потенциальная энергия зависит от плотности барионов  $N$ , от химического состава, а также от вида частиц. Если разные барионы со средой взаимодействуют по-разному, то взамен (2.1) мы имеем

$$\begin{aligned} E_b^{(+)}(N) + V_b^{(+)}(N) - E_c(N) &= E_b^{(-)}(N) + V_b^{(-)}(N) + E_c(N) = \\ &= E_b^{(0)}(N) + V_b^{(0)}(N), \end{aligned} \quad (2.8)$$

где  $V(N)$  с индексами — потенциальные энергии соответствующих барионов. Современное состояние теории элементарных частиц пока не в состоянии рассматривать строго данную задачу в области плотностей заметно превышающих ядерную. Поэтому для этой области плотностей мы предполагаем, что все виды барионов в среде имеют одинаковую потенциальную энергию. В ядерной области плотностей имеются определенные возможности для более корректного рассмотрения задачи о концентрациях частиц. В связи с приведенными рассуждениями важно заметить, что масса и радиус конфигураций нечувствительны к неточностям в знании относительных концентраций частиц. Эти параметры существенным образом зависят только от среднего значения массы покоя частиц, присутствующих в барионной сфере. К этому вопросу мы вернемся позже, после расчетов звездных конфигураций.

### § 3. КОНЦЕНТРАЦИИ ЧАСТИЦ В ГИПЕРОННОЙ ОБЛАСТИ ЗВЕЗДЫ

Проследим за теми изменениями, которые испытывает состояние вещества при продвижении от центра предельной конфигурации ( $\rho(0) = \infty$ ) к ее наружным частям. Предельная фаза, где нет электронов, с математической точки зрения реализуется только в центре звезды, представляющей

собою геометрическую точку. С удалением от центра плотность барионов монотонно убывает, а плотность электронов растёт. Закон изменения плотностей в зависимости от расстояния до центра звезды, можно найти только после решения уравнений тяготения. Но приведенные выше уравнения уже позволяют найти изменения состава при убывании числа барионов.

На некотором расстоянии  $r = r_{E^0}$ , где плотность барионов достигает значения  $N(r_{E^0}) = 9.93 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}$ , исчезают  $E^0$ -гипероны. Это значит, что на расстоянии  $r = r_{E^0}$  граничная энергия этих частиц становится равной их энергии покоя. При дальнейшем удалении от центра звезды на расстояниях  $r = r_{\Sigma^+}$ ,  $r_{\Xi^-}$ ,  $r_{\Sigma^-}$ ,  $r_{\Lambda}$  и  $r_{\Sigma^-}$ , где плотность барионов уменьшается до значений  $N(r) = 8.12 \cdot 10^{39}$ ,  $3.83 \cdot 10^{39}$ ,  $3.32 \cdot 10^{39}$ ,  $1.24 \cdot 10^{39}$  и  $6.07 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$  соответственно исчезают  $\Sigma^+$ ,  $\Xi^-$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Lambda$  и  $\Sigma^-$ -частицы. В некотором смысле можно сказать, что при  $N(r_{\Sigma^-}) = 6.07 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$  исчезают и протоны, поскольку ниже этой плотности концентрация протонов резко падает и становится намного меньше концентрации нейтронов. У порога исчезновения последнего гиперона граничная энергия электронов  $E_e$  равна  $124 \text{ Mev}$ , чему соответствует концентрация  $N_e = 8.36 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ . Своего максимального значения, равного приблизительно  $125 \text{ Mev}$ , граничная энергия электронов достигает чуть раньше. Затем, при дальнейшем возрастании  $r$  (т. е. уменьшении  $\rho(r)$ )  $E_e$  монотонно убывает. Отсюда следует, что при выбранном нами составе барионов в среде никогда не создаются необходимые условия для появления  $\pi^-$ -мезонов. Действительно, для стабильности этих частиц необходимо, чтобы граничная энергия электронов достигла значения  $m_{\pi} c^2 \approx 140 \text{ Mev}$  (см. (27)).

Приведенные здесь пороговые значения плотностей, выше которых соответствующие частицы превращаются в стабильные, вычислены исходя из формулы (2.1), т. е. в предположении, что потенциальные энергии на поверхностях Ферми для всех видов барионов одинаковы. Здесь конечно совершаем некоторые ошибки. Согласно (2.8) эти ошибки

определяются не величинами самих потенциалов  $V_b^k(E_k)$ , где  $E_k$  — граничная энергия соответствующей частицы, а разностью этих потенциальных энергий для нейтральных и заряженных барионов. Вследствие этого можно ожидать, что ошибки, возникающие при определении концентраций частиц, когда мы опускаем потенциальные энергии, невелики и, очевидно, с возрастанием плотности  $N$  стремятся к нулю.

Чтобы завершить описываемую картину фазовых переходов, следует упомянуть и о  $\mu^-$ -мезонах. На расстоянии  $r=r_\mu$ , где плотность барионов уменьшается до значения  $N(r_\mu)=6.0 \cdot 10^{28} \text{ см}^{-3}$  граничная энергия электронов становится равной энергии покоя  $\mu^-$ -мезонов  $E_e = m_\mu c^2 = 106 \text{ Мев}$ . С этого места в звезде появляются  $\mu^-$ -мезоны, концентрация которых определяется через концентрацию электронов по формуле (2.2).

В гиперонной сфере не имеется существенной разницы между концентрациями различных барионов, они величины одинакового порядка. Основная часть барионного газа здесь является релятивистской. Из (2.1) следует, что между концентрациями частиц, имеющих одинаковый заряд, существует простая аналитическая связь. Между концентрациями же барионов с разными электрическими зарядами столь простой аналитической зависимости нет. Итак, поскольку концентрации нейтральных барионов  $N_b^{(0)}$  можно выразить через концентрацию нейтронов  $N_n$ , положительных  $N_b^{(+)}$  через концентрацию протонов  $N_p$ , отрицательных  $N_b^{(-)}$  — через  $N_{\Sigma^-}$ , а  $\mu^-$ -мезонов — через электронов  $N_e$ , то останутся четыре неизвестные функции  $N_n$ ,  $N_p$ ,  $N_{\Sigma^-}$  и  $N_e$ . По-прежнему предполагая, что  $|V_n(E_n) - V_k(E_k)|$  малы по сравнению с граничными энергиями частиц, для определения неизвестных концентраций получаем

$$E_p + E_e = E_n,$$

$$E_{\Sigma^-} - E_e = E_n,$$

$$\sum_b N_b = N,$$

$$\sum_b N_b^{(+)} - \sum_b N_b^{(-)} = \sum_i N_i. \quad (3.1)$$

Здесь суммарная плотность барпонов  $N$  считается заданной. Уравнения (3.1) написаны для случая достаточно больших плотностей, когда в среде существуют все частицы. Эти уравнения решаются численно. Решая систему уравнений (3.1) для различных значений  $N$ , затем построив кривые зависимости  $N_k = N_k(N)$ , можно определить также пороги рождения тех или иных частиц  $N_0^{(k)}$ .

При  $N < N_0^{(k)}$  члены, соответствующие  $k$ -ой частице в последних двух уравнениях, становятся комплексными, что свидетельствует об отсутствии таких частиц и поэтому такие частицы должны быть опущены.

На рис. 1 приведена зависимость концентрации нейтронов, протонов,  $\Sigma^-$ -гиперонов и электронов от суммарной плотности барионов  $N$ . Ординаты кривой для электронов умножены на  $10^3$ .

Для концентрации остальных частиц имеем

$$N_i = N_k \left[ 1 - \left( \frac{B_i}{N_k} \right)^{1/2} \right]^{1/2}, \quad (3.2)$$

где

$$B_i = \frac{1}{3\pi^2} \left( \frac{m_i c}{h} \right)^3 \left[ 1 - \left( \frac{m_k}{m_i} \right)^2 \right]^{3/2}.$$

Для нейтральных частиц  $k = n$ , а  $i = \Lambda, \Sigma^0, \Xi^0$ . В случае положительно заряженных частиц  $k = p$ ,  $i = \Sigma^+$ , для отрицательных же барионов  $k = \Sigma^-, i = \Xi^-$  и, наконец, для лептонов  $k = e$ ,  $i = \mu$ . Приведем численные значения констант.

$$B_n = 5.240 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3},$$

$$B_\Lambda = 9.507 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3},$$

$$B_{\Sigma^0} = 1.722 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3},$$

$$B_{\Sigma^-} = 3.345 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3},$$

$$B_{\Xi^-} = 7.437 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3},$$

$$B_{\mu^-} = 1.710 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}.$$

Постоянные  $B_i$  играют роль пороговых плотностей. Для стабильности  $i$ -той частицы, плотность соответствующей  $k$ -той частицы должна превышать значение  $B_i$ . В роли основных частиц выступают нейтрон, протон, электрон и  $\Sigma^-$ -гиперон.

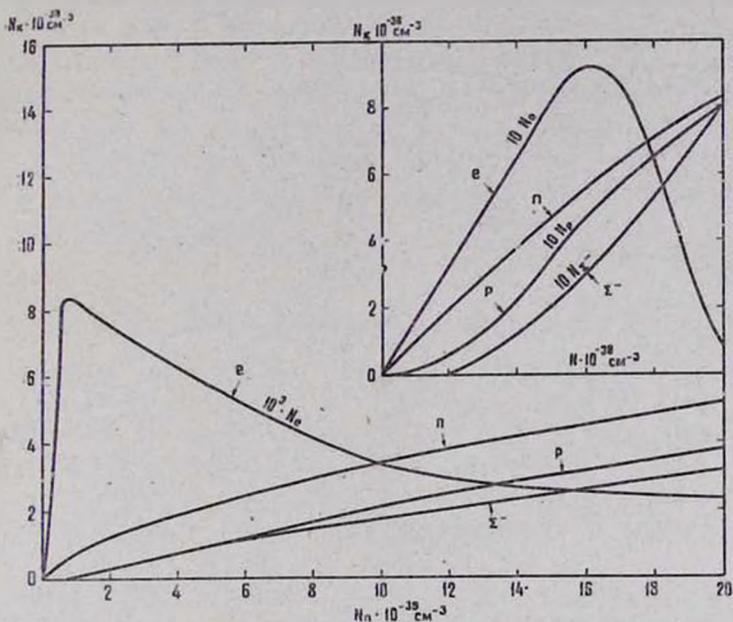


Рис. 1. Зависимость концентраций нейтронов  $n$ , протонов  $p$ ,  $\Sigma^-$ -гиперонов и электронов  $e$  от плотности барионов. Кривые рассчитаны в предположении, что потенциальная энергия всех видов барионов одинакова. В верхнем правом углу приведены кривые для области  $N < 10^{29} \text{ см}^{-3}$  с учетом реального ядерного потенциала.

Նկ. 1. Նեյտրոնների ( $n$ ), պրոտոնների ( $p$ ),  $\Sigma^-$ -հիպերոնների և էլեկտրոնների ( $e$ ) կոնցենտրացիաների կախումը բարիոնների խտություններից: Կորեբը հաշվված են, ենթադրելով, որ բոլոր տեսակի բարիոնների պոտենցիալ էներգիան միևնույնն է: Վերևի անկյունում բերված կորերը վերաբերվում են  $N < 10^{29} \text{ սմ}^{-3}$  տիրույթին (հաշվի առնելով իրականում գոյություն ունեցող միջուկային պոտենցիալը):

Итак, концентрации основных частиц как функции от  $N$  определяются ординатами кривых, изображенных на рис. 1, а концентрации остальных частиц по формуле (3.2).

Мы показали, что граничная энергия электронов (а также  $\mu^-$ -мезонов) при приближении от поверхности гиперонной сферы предельной конфигурации к ее центру монотонно уменьшается. Это обстоятельство может вызвать сомнение относительно устойчивости конфигурации из-за того, что электроны будут перемещаться к центру звезды, чтобы выравнять уровень Ферми гравитационной потенциальной ямы. Но, на самом деле, такое перемещение невозможно, так как при незначительном смещении электронов от их равновесного положения возникают электрические силы очень большой величины, удерживающие электроны на своих местах.

#### § 4. ЯДЕРНАЯ ОБЛАСТЬ ПЛОТНОСТЕЙ

Под этой областью подразумеваем интервал значений плотностей барионов  $10^{27} \lesssim N \lesssim \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}$ . В соответствующем слое звезды вещество состоит из нейтронов, протонов, электронов,  $\Sigma^-$ -гиперонов,  $\mu^-$ -мезонов, а на внешней границе области имеются также атомные ядра. Среди всех частиц численно преобладают нейтроны. Гипероны имеются лишь близ внутренней границы области. При удалении от центра позже всех других гиперонов исчезают  $\Sigma^-$ -частицы. В предыдущем параграфе для порога стабильности этих частиц мы привели значение  $N(\Sigma^-) = 6.07 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-3}$ . Однако, как для других частиц, так и для  $\Sigma^-$  пороги стабильности были вычислены в предположении, что одночастичные потенциальные энергии на поверхностях Ферми  $V_k(E_k)$  для всех видов барионов одинаковы. В области плотностей  $N > 10^{39} \text{ см}^{-3}$  нет теории, определяющей вид функций  $V_k(E_k)$  и у нас не было другого выхода. Положение другое в нерелятивистской области плотностей. Здесь за последние десять лет в работах [15—17] и других, была разработана теория гипотетической ядерной материи для случая, когда числа протонов и нейтронов равны. Хотя в нашем случае в ядерной области плотностей  $N_p \ll N_n$ , тем не менее мы надеемся, используя эти работы, получить некоторые качественные результаты.

Так, прежде всего постараемся уточнить значение пороговой плотности для  $\Sigma^-$ -частиц. Из теории ядерной материи известно, что потенциальная энергия бариона зависит от его импульса

$$V_k(p) = V_k(o) + T_k(p), \quad (4.1)$$

где  $V_k(o)$  — постоянная, зависящая только от  $N$ , а  $T_k$  — кинетическая энергия  $k$ -той частицы. Порог стабильности  $\Sigma^-$ -частиц можно получить из вышеприведенных уравнений, если в них подставить  $N_{\Sigma^-} = 0$ . Согласно (2.8) и (4.1) при этом концентрации других частиц определяются соотношениями

$$\begin{aligned} m_n c^2 + 2T_n + V_n(o) &= m_p c^2 + 2T_p + V_p(o) + E_c, \\ m_n c^2 + 2T_n + V_n(o) &= m_{\Sigma^-} c^2 + V_{\Sigma^-}(o) - E_c, \end{aligned} \quad (4.2)$$

$$p_c \left[ 1 + \left( 1 - \frac{m_n^2 c^2}{p_c^2} \right)^{1/2} \right]^{1/2} = p_p,$$

$$p_n^3 + p_p^3 = (a/c)^3 N.$$

Для ядерной области плотностей (при  $N_p = N_n$ ) для нуклонов было найдено [18, 19]  $V(o) \approx -100 \text{ Mev}$ . В случае  $\Sigma^-$ -частиц следует ожидать, что  $V_{\Sigma^-}(o)$  не сильно отличается от  $V(o)$ . Из первого уравнения (4.2) видно, что величину  $|V_n(o) - V_p(o)|$  следует сравнить с  $2T_n$  или  $2T_p + E_c$ , во втором уравнении  $|V_n(o) - V_{\Sigma^-}(o)|$  следует сравнить с  $2T_n + E_c$  или  $(m_{\Sigma^-} - m_n) c^2 = 258 \text{ Mev}$ . При  $N \gtrsim 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$   $2T_n \approx 2T_p + E_c \gtrsim 150 \text{ Mev}$ , с другой стороны разумно допустить, что  $|V_n(o) - V_k(o)| \ll 100 \text{ Mev}$  для  $k = p$  и  $\Sigma^-$ . Тогда с достаточной точностью можно пренебречь разностью потенциалов по сравнению с другими членами уравнений. В таком случае из первых трех уравнений (4.2) находим

$$p_c \left[ 1 + \left( 1 - \frac{m_n^2 c^2}{p_c^2} \right)^{1/2} \right]^{1/2} = \{ m_p [(m_{\Sigma^-} - m_p) c^2 - 2cp_c] \}^{1/2} \quad (4.3)$$

Решая это уравнение, находим  $cp_c = 120.9 \text{ Mev}$ ,  $T_p = 8.1 \text{ Mev}$ ,  $T_n = 67.9 \text{ Mev}$ . В соответствии с этими числами concentra-

ции частиц у порога стабильности  $\Sigma^-$ -гиперона равны  $N_n = 1.994 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_p = 8.206 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_e = 7.727 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом порог рождения  $\Sigma^-$ -частиц на самом деле приблизительно в три раза меньше, чем это следует из приближения идеального газа. При плотности чуть ниже этого значения исчезают также  $\mu^-$ -мезоны. Итак,  $\mu^-$ -мезоны и  $\Sigma^-$ -гипероны появляются в веществе, начиная с ядерной плотности. В этом вопросе важна не только плотность барионов, но и плотность электронов, наличие которых обуславливает стабильность  $\Sigma^-$ -частиц. Так отсутствие гиперонов в атомных ядрах обусловлено отсутствием вырожденного электронного газа соответствующей плотности.

Вслед за исчезновением последних гиперонов следует сравнительно узкий слой звезды, где вещество состоит из нейтронов, протонов и электронов. Определим концентрации частиц в этой области плотностей. Здесь удобно пользоваться приближением эффективной массы. Для соотношения между химическими потенциалами частиц имеем

$$m_p c^2 + \frac{p_p^2}{2m_p^*} + V_p(\rho) + E_e = m_n c^2 + \frac{p_n^2}{2m_n^*} + V_n(\rho), \quad (4.4)$$

где  $m_p^*$  и  $m_n^*$  — эффективные массы для протона и нейтрона. Электроны крайне релятивистские  $E_e = cp_e$ . Из условия нейтральности следует, что

$$p_p = p_e \equiv p. \quad (4.5)$$

Из этих двух уравнений находим

$$p = m_p^* c \left[ -1 + \sqrt{1 + \frac{2}{m_p^* c^2} \left( \frac{p_n^2}{2m_n^*} + V_n - V_p + m_n c^2 - m_p c^2 \right)} \right]. \quad (4.6)$$

Нетрудно убедиться, что

$$|V_n - V_p + m_n c^2 - m_p c^2| \ll p_n^2 / 2m_n^*.$$

Учитывая это значение, из (4.6) получим  $p \approx p_n^2 / 2m_n^* c$ , т. е.

$$N_e = N_p \approx \left( \frac{a}{2m_n^* c^2} \right)^3 \cdot N_n^2. \quad (4.7)$$

В согласии с работами [15, 18, 19] в ядерной области плотностей  $m_n^*(\rho_n) \approx 0.6m_n$  (значение эффективной массы зависит от импульса; для нижних уровней  $m_n^*(0) \approx 0.5m_n$ ), следовательно  $(a/2m_n^*c^2)^3 \approx 1.595 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ . Для иллюстрации приведем несколько чисел. Так при  $N_n = 2 \cdot 10^{38}$ ;  $10^{38}$ ;  $8 \cdot 10^{37}$ ;  $6 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$ , отношение концентраций протонов и нейтронов соответственно равно  $N_p/N_n \approx 0.032$ ;  $0.016$ ;  $0.013$ ;  $0.010$ .

Рассмотрим фазовое состояние вещества при дальнейшем понижении плотности при удалении от центра. Казалось бы, что при плотностях ниже  $10^{38} \text{ см}^{-3}$  нуклоны должны сгруппироваться в атомные ядра с различными  $A$  и  $Z$ . Действительно, в этом случае как будто плотность энергии должна быть наименьшей по сравнению с другими фазовыми состояниями. Однако, наличие вырожденного электронного газа меняет картину. Оказывается, что минимуму энергии, непрерывности давления, градиента давления и химического потенциала нейтронов удовлетворяет фаза, при которой часть вещества продолжает оставаться в виде нуклонно-электронного газа, а другая его часть конденсируется в атомные ядра. Эти ядра по своим свойствам далеко не похожи на обычные. Так, в рассматриваемых условиях отношение  $A/Z$  будет аномально большим. Далее, из-за туннельного эффекта ядра с малыми  $A$  не могут существовать в среде, спектр масс ядер обрезан снизу.

Величину отношения  $A/Z$  для самого начала новой фазы „преА“ (нейтронно-протонно-электронно-ядерной фазы) можно оценить из полуэмпирической формулы Вайцекера для энергии связи ядер [19]

$$B = -15.75 + 17.8A^{-1/2} + 0.71Z^2A^{-2/3} + \\ + 23.7 \left( 1 - \frac{2Z}{A} \right)^2 + 34A^{-1/2} \delta, \quad (4.8)$$

где  $\delta = 0$ ;  $1$  и  $-1$  соответственно для нечетных  $A$ , четного  $A$  и нечетного  $Z$ , и четных  $A$  и  $Z$ . Последний член в слу-

чае больших  $A$  несущественен и его можно опустить. Из-за большого значения граничной энергии электронов (при  $N = 10^{38} \text{ см}^{-3}$ ,  $E_e = 70 \text{ Мев}$ ) ядра обладают аномально большим избытком нейтронов. Однако, этот избыток имеет свою верхнюю границу. Для устойчивости ядра необходимо требовать, чтобы энергия связи была отрицательной. Согласно (4.8) это условие дает

$$(1 + 0.0075A^{1/3})x^3 - x + 0.084 < 0, \quad (4.9)$$

где  $x = Z/A$ . Условие (4.9) является необходимым, но не достаточным для устойчивости ядра. Критическое значение  $x$  получается приравниванием нулю левой стороны неравенства (4.9). В результате получаем  $x_1 = 0.09$  (второй корень  $x_2 = 0.9$  не представляет интереса), т. е.

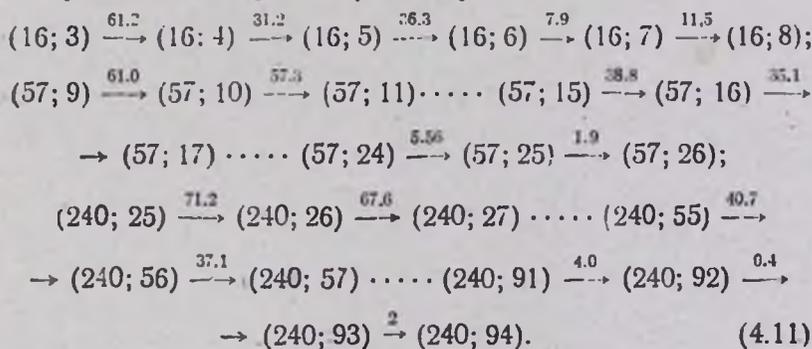
$$(Z/A)_{\min} \approx 0.09. \quad (4.10)$$

Этот весьма ориентировочный подсчет показывает, что в начале фазы „преА“ число нейтронов в ядрах не может превышать число протонов более, чем примерно в десять раз. Следовательно, лишь небольшая доля нейтронов может идти на образование ядер при формировании новой фазы (напомним, что при  $N = 10^{38} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_n/N_p = 62$ ). Для поддержания термодинамического равновесия (соотношение между химическими потенциалами частиц) в свободном нейтронно-электронном газе обязательно должны присутствовать также в заметном количестве и свободные протоны. Эти качественные соображения показывают, что при переходе к фазе „преА“ только небольшая часть нуклонов идет на образование ядер. Ниже будет показано, что число нуклонов, (рассчитанных на единицу объема) входящих в ядра, равно  $N_0 = \sum_k A_k N_k = 1.49 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-3}$ , где  $N_k$  — концентрация ядер.

Продолжим продвигаться к поверхности звезды. С уменьшением плотности массы (или барионов) концентрации свободных нуклонов и электронов монотонно уменьшаются, тогда как число нуклонов, содержащееся в ядрах, до некоторого расстояния остается постоянным. Консервация числа нуклонов, входящих в состав атомных ядер, следует из

требования минимума энергии при заданном полном числе барионов. Мы знаем, что полное число барионов является однозначной функцией от расстояния до центра звезды  $N = N(r)$ . Допустим, что переход от поверхности  $r$  к  $r + \Delta r$  сопровождается уменьшением числа барионов на величину  $\Delta N$ . Очевидно, на расстоянии  $r + \Delta r$  минимум энергии достигается только тогда, когда это уменьшение  $\Delta N$  происходит целиком за счет свободных нуклонов. Консервация концентраций ядер (точнее числа нуклонов в ядрах) продолжается до тех пор, пока из среды полностью не исчезнут все свободные барионы.

В рассматриваемых условиях свойства ядер определяются величиной граничной энергии вырожденного электронного газа. По мере уменьшения плотности барионов граничная энергия электронов уменьшается. При определенных значениях  $E_c$  (на определенных расстояниях  $r$ ) ядра становятся неустойчивыми по отношению к  $\beta$ -распаду. Таким образом, по мере приближения к поверхности звезды отношение  $Z_k/A_k$  растет и в конце концов достигает своего нормального значения, существующего в обычных условиях. В качестве иллюстрации ниже приведем картину изменения  $Z$  с уменьшением  $\rho$  для трех ядер



Здесь первое число в скобках — массовое число, а второе — число протонов в ядре; над стрелками указаны энергии  $\epsilon_\beta$ , выделяемые при  $\beta$ -распаде. В присутствии вырожденного электронного газа эти переходы становятся возможными, когда  $\epsilon_\beta > E_c$ . Энергии  $\beta$ -распадов в основном вычислялись

по формуле (4.8), а также (там, где возможно) были использованы данные таблицы изотопов [20]. В случае ядер с четным массовым числом из-за члена спаривания в формуле (4.8) энергия  $\varepsilon_3$  для перехода от четного  $Z$  к нечетному заметно меньше энергии следующего перехода от нечетного  $Z$  к четному. По этой причине ядра с нечетным значением  $Z$  неустойчивы, они после рождения сразу же распадаются, тогда как ядра с четными  $Z$  после их появления в некотором интервале плотностей (до некоторого порогового значения  $E_c$ ) являются стабильными.

В фазе „преА“ концентрации частиц определяются следующими соотношениями

$$\begin{aligned} m_p c^2 + \frac{p_p^2}{2m_p} + V_p(o) + E_e &= m_n c^2 + \frac{p_n^2}{2m_n} + V_n(o), \\ N_n + N_p + \sum_k A_k N_k &= N, \\ N_p + \sum_k Z_k N_k - N_e &= 0, \end{aligned} \quad (4.12)$$

где суммирование производится по всем видам ядер, которые имеются в рассматриваемых условиях. Система уравнений (4.12) является замкнутой. Действительно,  $\sum_k A_k N_k = 1.49 \cdot 10^{35} \text{ см}^{-3}$  — постоянное число (см. § 5), а согласно (4.11)  $\sum_k Z_k N_k \approx (Z/A) \sum_k A_k N_k$  — известная функция от граничной энергии электронов (см. табл. 1), поэтому остаются три неизвестные функции  $N_n$ ,  $N_p$ ,  $N_e$ .

### § 5. ОБЛАСТЬ ПЛОТНОСТЕЙ НИЖЕ ЯДЕРНОЙ

Перейдем к рассмотрению области плотностей ниже  $5 \cdot 10^{13} \text{ гсм}^{-3}$  ( $N < 3 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$ ). С возрастанием радиуса  $r$  и соответствующим уменьшением плотности барионов мы доходим до поверхности, на которой граничная энергия протонов уменьшаясь достигает значения  $m_p c^2$ . При этом граничная энергия электронов приблизительно равна  $23 \text{ Мев}$ .

а граничная энергия нейтронов  $21.7 \text{ Mev}$ . С этого расстояния начинается новая фаза „Аеп“, в которой вещество состоит из ядер, электронов и нейтронов. Эта фаза имеет свои интересные особенности. Здесь по тем же причинам, о которых упоминалось в предыдущем параграфе, уменьшение полного числа барионов при возрастании  $r$  происходит только за счет нейтронов. На протяжении всей фазы концентрации ядер остаются постоянными, а потому постоянной является и концентрация электронов. Для концентрации частиц имеем

$$\sum_k Z_k N_k = N_e, \quad (5.1)$$

$$\sum_k A_k N_k + N_n = N.$$

Из первого уравнения следует, что здесь не изменяются также числа  $N_k$ . Фаза „Аеп“ кончается на расстоянии  $r_n$ , где  $E_n(r_n) = m_n c^2$ , затем начинается электронно-ядерная фаза „Ае“. На границе раздела фаз имеет место соотношение

$$M(A, Z) c^2 + Z E_e = A m_n c^2, \quad (5.2)$$

где  $M(A, Z)$  — масса ядра. Это уравнение по сути дела есть соотношение между химическими потенциалами реакции  $(A, Z) + Ze \rightleftharpoons An$ , где  $(A, Z)$  — означает ядро,  $e$  — электрон и  $n$  — нейтрон. В связи с наличием различных ядер априори не ясно для какого ядра следует написать уравнение (5.2). Чтобы разобраться в этом вопросе удобно идти со стороны „Ае“ фазы, т. е. со стороны меньших плотностей к большим. Тогда, очевидно, мы должны в (5.2) под  $M$  подразумевать массу того ядра, для которого  $E_e$  имеет меньшее значение. Так, для ядер с  $A = 4; 16; 40; 57; 80; 197; 240$ ; значения  $E_e$ , удовлетворяющие уравнению (5.2) соответственно равны  $14.6; 19.6; 22.6; 23.3; 23.7; 23.75$  и  $23.36 \text{ Mev}$ . Отсюда казалось бы вытекает, что для граничной энергии электронов нужно брать значение  $E_e = 14.6$  для атома гелия. Однако, при обсуждаемых плотностях в среде не могут существовать

легкие ядра. Они, благодаря туннельному эффекту соединяются в тяжелые ядра. По подсчетам Зельдовича [21]  $H^1$  превращается в  $He^4$  при  $\rho \sim 5 \cdot 10^4 \text{ гсм}^{-3}$ , по Салпетеру [13]  $He^4$  превращается в  $C^{12}$  при  $\rho \sim 8 \cdot 10^6 \text{ гсм}^{-3}$ ,  $C^{12}$  в  $Mg^{24}$  при  $\rho \sim 6 \cdot 10^9 \text{ гсм}^{-3}$  и т. д. В случае средних и тяжелых ядер из-за большого значения масс вероятность туннельного эффекта при  $N \approx 10^{25} \text{ см}^{-3}$  очень мала (время жизни ядер оказывается больше  $5 \cdot 10^9$  лет). Таким образом, поскольку нас интересуют устойчивые состояния материи мы должны взять значение  $E_c$ , соответствующее тяжелым элементам. Из приведенных выше примеров видно, что  $E_c \approx 23 \text{ Мев}$ .

В „Ае“ фазе нет свободных нуклонов, поэтому дальнейшее уменьшение плотности энергии происходит благодаря уменьшению концентраций ядер. Уменьшение плотности ядер, сопровождается изменением  $A_k$  и  $Z_k$ . Вопросы зависимости  $A$  и  $Z$  от плотности рассматривались в работах Ван Албада [22] и Салпетера [13]. В начале фазы спектр ядер богат тяжелыми массами. Наиболее легкие ядра вообще отсутствуют (конечно при условии, что время жизни звезды достаточно большое),  $Z_k$  имеют аномально малые значения. При переходе к наружным слоям появляются легкие ядра, одновременно растут и  $Z_k$ . Если начертить кривые зависимости  $A_k/Z_k$  от  $E_c$ , то получаются ступенчатые кривые. Их нетрудно построить по схемам  $\beta$ -переходов ядер, приведенных в (4.11). Эти ступенчатые кривые  $A_k/Z_k$  несущественно зависят от спектра масс (если, конечно, при этом учесть, что по мере продвижения вглубь звезды ядра постепенно исчезают). Кривые идут узкой полосой и потому их можно аппроксимировать некоторой средней непрерывной зависимостью. В таблице 1 приведена зависимость среднего значения  $A_k/Z_k$  от граничной энергии электронов.

Из таблицы видно, что у порога рождения нейтронов, т. е. при  $E_c \approx 23 \text{ Мев}$ , среднее значение отношения  $A_k/Z_k$  приблизительно равно 2.8. Используем это значение  $(\bar{A}/\bar{Z})$  для определения порогового значения плотности, выше которого в среде существуют свободные нейтроны. Плотность заряда равна

$$\sum_k Z_k N_k \approx \left( \frac{\bar{Z}}{A} \right) \sum_k A_k N_k.$$

Подставляя это соотношение в первое уравнение (5.1), получаем

$$\sum_k A_k N_k = \left( \frac{A}{\bar{Z}} \right) \left( \frac{E_c}{a} \right)^3. \quad (5.3)$$

Отсюда находим значение пороговых плотностей

$$\begin{aligned} N_0^{(n)} &= \sum_k A_k N_k = 1.49 \cdot 10^{35} \text{ см}^{-3}, \\ \rho^{(n)} &\approx m_n N^{(n)} = 2.49 \cdot 10^{11} \text{ г см}^{-3} \\ N_c &\approx 5.32 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-3}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Таблица 1

Зависимость среднего значения  $(\bar{A}/\bar{Z})$  от граничной энергии электронов

$E_c$ MeV	$\frac{A}{Z}$								
2	2.05	14	2.40	26	2.90	38	3.65	50	4.60
4	2.10	16	2.48	28	3.00	40	3.75	52	4.85
6	2.15	18	2.55	30	3.12	42	3.90	54	5.10
8	2.20	20	2.65	32	3.25	44	4.05	56	5.30
10	2.30	22	2.75	34	3.35	46	4.25	58	5.60
12	2.35	24	2.80	36	3.50	48	4.40	60	5.90

Теперь можно определить также порог рождения свободных протонов. Они появляются в веществе как только граничная энергия нейтронов  $T_n$  выравнивается с граничной энергией электронов или точнее, тогда, когда

$$m_n c^2 + T_n = m_p c^2 + E_c^{(n)}, \quad (5.5)$$

где  $E_c^{(n)} \approx 23 \text{ MeV}$  — пороговое значение граничной энергии электронов для стабильности нейтронов. Из (5.4) и (5.5) получаем для порога рождения свободных протонов

$$\begin{aligned} T_n^{(p)} &= 21.7 \text{ MeV}; \\ N_n^{(p)} &= 3.6 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}; \\ N_0^{(p)} &= N_0^{(n)} + N_n^{(p)} = 3.61 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}; \\ \rho^{(p)} &\approx m_n N_0^{(p)} \approx 6.06 \cdot 10^{13} \text{ г см}^{-3}. \end{aligned} \quad (5.6)$$

## § 6. УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

В электронно-ядерной фазе давление определяется электронами, а плотность энергии ядрами. Для данной фазы уравнение состояния можно записать в виде

$$\rho = (mc^2 + B) \sum_k A_k N_k + \rho_e \approx (mc^2 + B) \left( \frac{A}{Z} \right) N_e + \rho_e, \quad (6.1)$$

$$P_e = \frac{1}{3} \cdot K_e \left( \text{sh } t_e - 8 \text{sh} \frac{t_e}{2} + 3t_e \right); \quad K_e = \frac{m_e^4 c^3}{32\pi^2 \hbar^3}, \quad (6.2)$$

где  $mc^2$  — энергия покоя нуклона,  $B$  — энергия связи на один нуклон ( $B$  — является функцией  $E_e$ ),  $\rho_e$  — плотность энергии электронного газа и  $t_e$  параметр, определяемый соотношением

$$t_e = 4 \text{ar sh } (p_e / m_e c),$$

где  $p_e$  — граничный импульс электронов. Парциальная плотность энергии электронного газа определяется формулой

$$\rho_e = K_e (\text{sh } t_e - t_e). \quad (6.3)$$

Вклады членов, обусловленных  $B$  и  $\rho_e$  достаточно малы и в расчетах звездных конфигураций могут быть опущены. У порога „Аеп“ фазы  $P_e = 4.88 \cdot 10^{29}$  эрг см<sup>-3</sup>, а отношение парциальных плотностей равно

$$\rho_e / \rho_{\text{ял}} \approx \frac{3}{4} \left( \frac{Z}{A} \right) \frac{E_e}{mc^2} = 0.0066.$$

Уравнения (6.1) и (6.2) справедливы в области плотностей  $\rho < 2.3 \cdot 10^{33}$  эрг. см<sup>-3</sup>.

В „Аеп“ фазе уравнение состояния можно представить в виде

$$\rho = K_n (\text{sh } t_n - t_n) + (mc^2 + B) \left( \frac{A}{Z} \right) N_e^{(n)} + \rho_e^{(n)}, \quad (6.4)$$

$$P = \frac{1}{3} K_n \left( \text{sh } t_n - 8 \text{sh} \frac{t_n}{2} + 3t_n \right) + \frac{1}{3} K_e \left( \text{sh } t_e - 8 \text{sh} \frac{t_e}{2} + 3t_e \right), \quad (6.5)$$

где первые слагаемые представляют парциальную плотность и давление нейтронного газа,

$$K_n = m_n^4 c^5 / 32 \pi^2 h^3.$$

В этой фазе парциальное давление  $P_e$  и парциальная плотность энергии  $\rho_e$  электронного газа остаются постоянными, разумеется постоянна также и парциальная плотность энергии ядер  $\rho_A$ . Давление же  $P_n$  и плотность энергии  $\rho_n$  нейтронного газа быстро растут и очень скоро догоняют  $P_e$  и  $\rho_A$ . Давление нейтронов достигает давления электронов при  $N_n = 5.8 \cdot 10^{35} \text{ см}^{-3}$  ( $T_n = 1.5 \text{ Мев}$ ), а парциальная плотность энергии  $\rho_n$  достигает плотности энергии  $\rho_A$  при  $N_n = 1.9 \cdot 10^{35} \text{ см}^{-3}$  ( $T_n = 0.6 \text{ Мев}$ ). В конце фазы „Аеп“ картина такая:  $P_e/P_n = 0.001$  и  $\rho_e/\rho_n = 0.0042$ . Из приведенных сравнений видно, что в рассматриваемой фазе основной вклад в общую плотность энергии и давление дают нейтроны. При расчетах конфигураций членами  $B$  и  $\rho_e^{(n)}$  в уравнении (6.4) можно пренебречь. Уравнение (6.4) и (6.5) справедливы в области плотностей  $2.3 \cdot 10^{32} < \rho < 5.45 \cdot 10^{34} \text{ эрг см}^{-3}$ .

В фазе „преА“ как плотность энергии, так и давление определяются нуклонами, причем основной вклад в эти величины дают нейтроны. Мы не будем приводить уравнение состояния для этой фазы отдельно. Сразу же приведем формулы для всей барионной сферы, т. е. для области плотностей  $\rho > 5.26 \cdot 10^{33} \text{ г см}^{-3}$  ( $N > 3.15 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$ ).

$$\rho = K_n \sum_k \delta_k (\text{sh } t_k - t_k), \quad (6.6)$$

$$P = \frac{1}{3} K_n \sum_k \delta_k \left( \text{sh } t_k - 8 \text{sh } \frac{t_k}{2} + 3t_k \right), \quad (6.7)$$

где  $\delta_k = (m_k/m_n)^4$  и  $t_k = 4 \text{ arsh } (\rho_k/m_k c)$ . Для фаз „преА“ и „пре“ индекс  $k = n$  и  $p$ ; роль ядер и электронов совершенно незначительна. Далее при продвижении к центру достаточно плотной конфигурации друг за другом появляются  $\Sigma^-, \Lambda, \Sigma^+, \Xi^-, \Sigma^+$  и  $\Xi^-$ -гипероны, т. е. вещество испытывает шесть разных фазовых переходов, не считая двух фазовых

переходов, связанных с появлением и исчезновением  $\mu^-$ -мезонов. В соответствии с этим число слагаемых в уравнениях состояния (6.6) и (6.7) при появлении каждого нового вида бариона прибавляется. В общем случае, когда в среде имеются все виды барионов, уравнение состояния состоит из восьми слагаемых. В этом случае парциальная плотность энергии и парциальное давление всех барионов одинакового порядка величины.

Приведенные выше уравнения состояния относятся к случаю идеального газа. Однако, такое приближение не при всех плотностях оправдано, поэтому мы должны учитывать отклонение от идеальности и внести соответствующие изменения в уравнениях состояния. В области плотностей  $\rho < 2.56 \cdot 10^{21}$  г см<sup>-3</sup>, т. е. в „Ае“ фазе, состояние вещества сходно с состоянием твердого тела [24]. Атомные ядра совершают нулевые колебания около фиксированных точек пространства; а электроны движутся между ними, образуя свободный почти идеальный газ. Отклонения свойств электронного газа от идеальности подробно обсуждались в работе Салпетера [13]. Оказывается, что эти поправки не велики, и уравнения состояния (6.1) и (6.2) для электронно-ядерной фазы можно считать хорошими.

Совершенно другая ситуация наблюдается в области плотностей  $\rho > 10^{23}$  г см<sup>-3</sup>. Здесь действуют ядерные силы, и барионный газ становится существенно неидеальным. Обсудим те изменения, которые необходимо произвести в уравнении состояния в рассматриваемой области плотностей, при этом мы будем использовать результаты работ Бракнера и других [15, 23, 25]. В [23] была рассчитана энергия нейтронного газа в области  $7 \cdot 10^{35} < N < 7 \cdot 10^{37}$  см<sup>-3</sup>. Мы воспользуемся этими результатами. При больших плотностях имеются данные для энергии связи для случая  $N_n = N_p$ . В нашем случае при использовании этих данных необходимо учитывать поправки, обусловленные членом симметрии, так как в рассматриваемой задаче материя в основном состоит из нейтронов. В согласии с [15] энергия симметрии, приходящаяся на одну частицу, вычислялась по формуле

$$\varepsilon_{\tau} = 0.897 T_n (1 - 2N_p/N)^2.$$

Эта формула для обычных ядер дает завышенный результат. Лучшее согласие с экспериментом получается, если коэффициент 0.897 заменить через 0.592. Однако, мы не сочли нужным произвести уточнение в коэффициенте, поскольку эта формула получена в предположении, что  $(1 - 2N_p/N) \ll 1$ , тогда как эта скобка в нашем случае мало отличается от единицы, и нам не хотелось занижать результат. После внесения соответствующих поправок на энергию связи была начерчена кривая зависимости энергии, приходящейся на один нейтрон от величины  $k = (1.5\pi^2 N)^{1/3}$ . Далее по этой кривой вычислялась средняя потенциальная энергия, приходящаяся на одну частицу  $V(N)$ . Затем  $V(N)$  аппроксимировалась двумя полиномами типа  $a_1 k + a_2 k^2 + a_3 k^3$ .

В области  $N \lesssim 1.5 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3}$  часть плотности энергии, обусловленной ядерным взаимодействием можно аппроксимировать следующей формулой

$$\begin{aligned} p_p(N) = NV(N) = & 1.02 \cdot 10^{-18} N^{1/3} - 8.75 \cdot 10^{-31} N^{1/3} - \\ & - 3.91 \cdot 10^{-44} N^2. \end{aligned} \quad (6.8)$$

А для области  $N \gtrsim 10^{38} \text{ см}^{-3}$  было получено

$$\begin{aligned} p_p(N) = NV(N) = & 2.05 \cdot 10^{-17} N^{1/3} - 8.99 \cdot 10^{-30} N^{1/3} + \\ & + 8.03 \cdot 10^{-43} N^2. \end{aligned} \quad (6.9)$$

Теперь вычислим давление, обусловленное энергией взаимодействия,  $P_p = -p_p + N \partial p_p / \partial N$ . Давление барионного газа, соответствующее (6.8) и (6.9), равно

$$P_p = 3.40 \cdot 10^{-19} N^{1/3} - 5.83 \cdot 10^{-31} N^{1/3} - 3.91 \cdot 10^{-44} N^2, \quad (6.10)$$

$$N \lesssim 1.5 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3};$$

$$P_p = 6.82 \cdot 10^{-18} N^{1/3} - 5.99 \cdot 10^{-30} N^{1/3} + 8.03 \cdot 10^{-43} N^2, \quad (6.11)$$

$$N \gtrsim 10^{38} \text{ см}^{-3}.$$

Для получения правильного уравнения состояния при  $\rho > 10^{13} \text{ г см}^{-3}$  нужно к выражениям (6.4)–(6.7) для плотности энергии  $\rho$  и давления  $P$  прибавить выражения (6.8)–(6.11) для  $p_p$  и  $P_p$ . В области  $10^{37} \lesssim N \lesssim 5 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$  плотность энергии мала и учет ее не имеет существенного зна-

чения. Наоборот, с начала же появления ядерных сил  $\rho_c$  и  $P_c$  больше и учет их обязателен.

В области, где имеются гипероны плотности больше, здесь важное значение приобретают релятивистские эффекты. Для такого случая теория многих частиц не разработана. Здесь, проблема затрудняется не только из-за релятивистских эффектов, но и из-за неточного знания ядерных взаимодействий гиперонов. По-видимому мы не совершим большой ошибки, если предположим, что формулы (6.9) и (6.11) применены для всех плотностей, начиная с  $\rho \gtrsim 1^{14} \text{ г см}^{-3}$ . При этом под  $N$  следует подразумевать плотности всех барионов. Заметим, что при  $N > 6 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$  энергия взаимодействия  $\rho_c$  превышает плотность кинетической энергии  $\rho$ , что соответствует наличию мощных сил отталкивания на средних расстояниях  $l \lesssim 4 \cdot 10^{-14} \text{ см}$  между частицами. Имеется одно обстоятельство, которое помогает ориентироваться в вопросе выбора правильного уравнения состояния. Дело в том, что закон причинности накладывает определенное ограничение на выбор  $\rho_c$ . Если этот закон не нарушается при чрезвычайно больших плотностях, то из него следует, что при  $\rho \rightarrow \infty$ , скорость звука не должна превышать скорости света  $c$  и в случае сильных взаимодействий должно стремиться к  $c$ . Из этого требования ( $v \rightarrow c$ ) следует, что при  $N \rightarrow \infty$  давление стремится к плотности энергии  $P \rightarrow \rho$  [26, 27]. Потенциальная энергия (6.9) была выбрана с учетом этого обстоятельства. Именно, чтобы при достаточно больших плотностях имело место  $P \approx \rho$ , в разложении  $V(N)$  по степеням  $k$  мы ограничились членами  $k^3$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование свойств вещества при очень больших плотностях и достаточно низких температурах приводит к следующим результатам:

1. Барионы и лептоны ( $\mu^-$ -мезоны), в обычных условиях являющиеся нестабильными, в вырожденном газе при плотностях выше определенного значения превращаются в

нестабильные. При этом каждая частица имеет свой порог, выше которого она является устойчивой [6]. Из нестабильных частиц первыми появляются в веществе (при  $\rho \approx 3.3 \cdot 10^{11} \text{ г см}^{-3}$ )  $\mu^-$ -мезоны и  $\Sigma^-$ -гипероны.

2. При  $\rho \lesssim 2.5 \cdot 10^{11} \text{ г см}^{-3}$  вещество состоит из атомных ядер и почти идеального газа электронов. В этой фазе массовое число  $A$  и порядковый номер  $Z$  являются функцией от плотности. При изменении плотности от обычных значений до  $\rho = 2.5 \cdot 10^{11} \text{ г см}^{-3}$  среднее значение  $(A/Z)$  возрастает от 2 до 2.8.

3. При плотностях  $\rho = 2.5 \cdot 10^{11} \text{ г см}^{-3}$  рождаются нейтроны. В области  $2.5 \cdot 10^{11} < \rho < 6.0 \cdot 10^{13} \text{ г см}^{-3}$  вещество состоит из нейтронов, атомных ядер и электронов. В этой фазе плотность энергии и давление в основном определяются нейтронами.

4. При  $\rho \approx 6.0 \cdot 10^{13} \text{ г см}^{-3}$  в веществе появляются протоны. Чуть выше этой плотности распадаются атомные ядра. Таким образом при  $\rho > 6.0 \cdot 10^{13} \text{ г см}^{-3}$  вещество состоит из барионно-лептонного газа.

В области  $6.7 \cdot 10^{13} \lesssim \rho \lesssim 3.3 \cdot 10^{14} \text{ г см}^{-3}$  имеет место следующая картина: отношение чисел нейтронов и протонов изменяется от 157 до 21. Число электронов равно числу протонов.

5. При  $\rho \gtrsim 3.3 \cdot 10^{14} \text{ г см}^{-3}$  вещество в основном состоит из барионов. Концентрация лептонов на несколько порядков меньше концентрации каждого из вида барионов. При несколько больших плотностях концентрации всех видов барионов величины одинакового порядка.

6. При  $\rho \gtrsim 1.5 \cdot 10^{15} \text{ г см}^{-3}$  приближение идеального газа является неточным. Здесь необходимо учитывать взаимодействие между барионами. С возрастанием концентрации барионов энергия взаимодействия и давление, соответствующее этой энергии, быстро растут и уже при  $N \gtrsim 10^{10} \text{ см}^{-3}$  мы имеем дело с ядерной жидкостью. В этой области плотностей уравнение состояния вещества описывается формулами (6.6)—(6.11).

7. Старое представление о существовании конфигураций целиком, или почти целиком, состоящих из нейтронов

должно быть пересмотрено, так как преобладание нейтронов имеет место лишь в сравнительно узком интервале плотностей, соответствующей фазе „Аер“.

Авторы признательны В. А. Амбарцумяну за многочисленные плодотворные обсуждения и ряд ценных замечаний. Мы благодарны также Я. Б. Зельдовичу и Д. А. Киржницу за обсуждение некоторых вопросов, затронутых в работе.

Ереванский государственный университет  
Физико-техническая лаборатория  
АН АрмССР

Գ. Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ ԵՎ ՅՈՒ. Լ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

ԳԵՐԽԵՏ ՆՅՈՒԹԻ ՀՆԱՐԱՎՈՐ ՖԱԶԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է նյութի գերիխո վիճակը բացարձակ զրոյի դեպքում: Նյութի որպես հնարավոր բաղադրիչներ ընդունված են լեպտոնները և բարիոնները (ռեզոնանսային մասնիկները հաշվի չեն առնված): Ցույց է տրված, որ հիպերոնները և  $\mu^-$ -մեզոնները, որոնք սովորական պայմաններում անկայուն են, որոշակի խտություններից բարձր խտությունների դեպքում դառնում են կայուն:

Միջուկայինից բարձր խտությունների դեպքում, նյութը հիմնականում բաղկացած է բարիոններից, որոնց կոնցենտրացիաները միևնույն կարգի մեծություններ են: Կան նաև լեպտոններ (էլեկտրոններ և  $\mu^-$ -մեզոններ), սակայն նրանց կոնցենտրացիաները  $N_l$  մի քանի կարգով փոքր են բարիոնների կոնցենտրացիաներից: Երբ մասսայի խտությունը՝  $\rho$  ձգտում է անվերջության,  $N_l \rightarrow 0$ : Սակայն,  $\rho$ -ի փոքրացմանը զուգընթաց բարիոնների կոնցենտրացիաները նվազում են և խտության  $\rho = 6.85 \cdot 10^{16}$ ,  $4.70 \cdot 10^{16}$ ,  $1.27 \cdot 10^{16}$ ,  $1.01 \cdot 10^{16}$ ,  $2.63 \cdot 10^{15}$  և  $3.31 \cdot 10^{14}$  գ.սմ<sup>-3</sup> արժեքների դեպքում, համապատասխանաբար անհետանում են  $\Xi^0$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Xi^-$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Lambda$  և  $\Sigma^-$  հիպերոնները: Դրա հետ մեկտեղ, էլեկտրոնների կոնցենտրացիան  $N_e$  մեծանում է և  $\rho = 2.70 \cdot 10^{16}$  գ.սմ<sup>-3</sup>-ի դեպքում միջավայրում հանդես են գալիս  $\mu^-$ -մեզոնները:  $N_e$ -ի աճը շարունակվում է մինչև վերջին հիպերոնի անհետանալը: Դրանից մի քիչ

հետո  $N_e$ -ն սկսում է նվազել, որի հետևանքով շտտով անհետանում են նաև  $\mu^-$ -մեղզոնները: Այսպիսով  $\mu^-$ -մեղզոնները հանդիսանում են կայուն մասնիկներ  $3.31 \cdot 10^{14} < \rho < 2.70 \cdot 10^{10}$  գ.սմ<sup>-3</sup> խտությունների տիրույթում:  $\mu^-$ -մեղզոնների անհետանալուց հետո միջավայրում մնում են նեյտրոնները, պրոտոնները և էլեկտրոնները: Այստեղ նեյտրոնների կոնցենտրացիան մոտավորապես երկու կարգով մեծ է պրոտոնների կոնցենտրացիայից:

Միջուկայինից ցածր խտությունների զեպքում նուկլոնների մի մասը միանում են իրար հետ և կազմում ատոմային միջուկներ, իսկ մնացած մասը մնում է սրպես ազատ նուկլոնային դադ: Նոր միուլի սկզբում միջուկները իրենց հատկություններով խիստ տարբերվում են սովորական ատոմային միջուկներից՝ նրանց ատոմական կշիռը կարող է ունենալ մի քանի հազարի հասնող արժեքներ, իսկ ատոմական կշռի և կարգաթվի հարաբերությունը մոտավորապես հավասար է 7-ի:

Երբ խտությունը դառնում է հավասար  $6 \cdot 10^{13}$  գր.սմ<sup>-3</sup> անհետանում են պրոտոնները՝ գոյանում է նեյտրոնա-էլեկտրոնամիջուկային փուլը: Այստեղ միջուկների և էլեկտրոնների կոնցենտրացիաները, ինչպես նաև միջուկների հատկությունները կախված չեն  $\rho$ -ից: Խտության նվազումը սեղի է ունենում միայն լի հաշիվ նեյտրոնների:  $\rho = 2.5 \cdot 10^{11}$  գ.սմ<sup>-3</sup>-ի զեպքում մեռնում են նաև նեյտրոնները՝ սկսվում է էլեկտրոնա-միջուկային փուլը: Այս փուլի սկզբում ատոմական համարի և կտրագաթի հարաբերությունը հավասար է 2,8-ի: Խտության հետագա նվազման հետ, այդ հարաբերությունը, ինչպես նաև ատոմական կշիռը նվազում են և ձգտում են իրենց սովորական արժեքներին:

$\rho \geq 1.5 \cdot 10^{13}$  գ.սմ<sup>-3</sup> խտությունների զեպքում, բարիոնային դադի հատկությունները տարբերվում են իդեալականից: Այս տիրույթի համար ստացված է համապատասխան վիճակի հավասարում:

Այսպիսով այն պատկերացումը, թե գոյություն ունեն ատորդային կոնֆիգուրացիաներ, որոնք ամբողջապես, կամ համարյա ամբողջապես բաղկացած են նեյտրոններից, պետք է վերանայել, քանի որ նեյտրոնների գերակշռությունը գոյություն ունի միայն սպադի համեմատաբար նեղ շերտում:

G. S. SAHAKIAN and Yu. L. VARTANIAN

ON THE STATE OF MATTER AT EXTREMELY  
HIGH DENSITIES

## S u m m a r y

The present paper deals with the state of matter at extremely high densities and at the temperature of absolute zero. The whole family of barions and leptons (with no consideration of the resonances) are regarded as possible components of matter. Hyperons and  $\mu^-$ -mesons, unstable in normal conditions, are shown to turn into stable in densities exceeding a certain value.

At densities above the nuclear, matter consists mainly of barions, the concentrations of different species of barions being of the same order of magnitude. It also includes electrons, the concentrations of which are, however, of some orders of magnitude less than those of each of the barion types. But if the density tends to infinity  $N_e \rightarrow 0$ . When the density decreases, the concentration of barions reduces and at certain distances where the density of the barions attains the value of  $\rho(r) = 1.65 \cdot 10^{16}$ ,  $1.35 \cdot 10^{16}$ ,  $6.4 \cdot 10^{15}$ ,  $5.54 \cdot 10^{15}$ ,  $2.04 \cdot 10^{15}$  and  $3.5 \cdot 10^{14} \text{ gcm}^{-3}$ , hyperons  $\Xi^0$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Xi^-$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Lambda$  and  $\Sigma^-$  disappear correspondingly. A decrease in the density of matter is accompanied by an increase in the concentration of electrons and when  $\rho \approx 10^{16} \text{ gcm}^{-3}$ , conditions providing for the stability of  $\mu^-$ -mesons arise in the medium. The growth of electron concentration continues until the disappearance of  $\Sigma^-$ -hyperons ( $\rho \sim 3.5 \cdot 10^{14} \text{ gcm}^{-3}$ ). Just a little below this value the electron concentration begins to lower, resulting in the disappearance of  $\mu^-$ -mesons. Thus  $\mu^-$ -mesons exist but in a narrow layer of stars when  $3.3 \cdot 10^{14} < \rho < 10^{16} \text{ gcm}^{-3}$ . The disappearance of the last hyperons is followed by a comparatively narrow layer of the configuration in which the matter consists of neutrons, protons and electrons with a concentration of neutrons two orders of magnitude higher than that of protons and electrons.

In the case of densities of the order and below the nuclear, part of the nucleons condenses in the atomic nuclei with the anomalously large  $A$ , while the rest remains in the form of a free electron-nucleon gas. The properties of these nuclei are quite apart from those of the ordinary ones. Thus, in the beginning, the number of the neutrons included may be as much as seven times the number of protons.

At  $\rho \approx 6 \cdot 10^{10} \text{ gcm}^{-3}$  densities, the protons disappear and the matter consists of nuclei, neutrons and electrons. The concentration of nuclei and electrons as well as the ratio  $A/Z$  remain unchanged ever since. A decrease in the density occurs only at the expense of the reduction of the concentration of free neutrons. When  $\rho \approx 2.5 \cdot 10^{11} \text{ gcm}^{-3}$  the neutrons also disappear. When the density falls from  $2.5 \cdot 10^{11} \text{ gcm}^{-3}$  to normal values,  $(A/Z)$  reduces from 2.8 to 2.

At concentrations  $\rho \approx 1.5 \cdot 10^{13} \text{ gcm}^{-3}$ , in which the properties of barion gas differ from the ideal, the energy of interaction between the barions is also taken into account.

In this way, the conception of the existence of configurations made up entirely or almost entirely of neutrons should be revised since the predominance of neutrons is observed only in comparatively narrow layer of stars.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, „Об эволюции галактик“, доклады Сольвейской конференции, стр. 241, Брюссель, 1958.
2. В. А. Амбарцумян, Научные труды, том II, Ереван, 1960.
3. В. А. Амбарцумян, Известия АН АрмССР, 11, 9, 1958.
4. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, Гостехиздат, Москва, 1951.
5. J. R. Oppenheimer and G. M. Volkott, Phys. Rev. 55, 374, 1939.
6. В. А. Амбарцумян и Г. С. Саакян, Астрономический журнал 37, 193, 1960.
7. В. А. Амбарцумян и Г. С. Саакян, Астрономический журнал 38, 785, 1961.
8. В. А. Амбарцумян и Г. С. Саакян, Астрономический журнал 38, 1016, 1961.
9. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ, 37, 569, 1959.
10. Я. Б. Зельдович, Вопросы космогонии, Изд. АН СССР, 1963.

11. Գ. Ս. ՏաաԿյան, *Астрономический журнал* **39**, 1014, 1962.
12. *E. E. Salpeter*, *Ann. of. Phys.* **11**, 393, 1960.
13. *E. E. Salpeter*, *Ap. J.* **134**, 669, 1961.
14. *I. Hamada, E. E. Salpeter*, *Ap. J.* **134**, 683, 1961.
15. *K. A. Brueckner, J. L. Gammel*, *Phys. Rev.* **109**, 1023, 1958.
16. *H. Bethe, J. Goldstone*, *Proc. Roy. Soc. A* **238**, 551, 1957.
17. *L. Gomes, J. Valecka, V. Weiskopf*, *Ann of. Phys.* **3**, 241, 1958.
18. *V. Weiskopf*, *Nucl. Phys.* **3**, 423, 1957.
19. *С. Мошковский*, „Модели ядра“, статья в „Строение атомного ядра“, ИЛ, Москва, 1959.
20. *Б. С. Дзельепов, Л. К. Пекер*, Схемы распада радиоактивных ядер, Изв. АН СССР, 1958, Москва, Ленинград.
21. *Я. Б. Зельдович*, *ЖЭТФ*, **33**, 991, 1957.
22. *G. B. van Albada*, *Bull. Astronom. Inst. Netherlands*, **10**, 161, 1961: *Ap. J.* **105**, 393, 1947.
23. *K. A. Brueckner, J. L. Gammel, J. I. Kubis*, *Phys. Rev.* **118**, 1095, 1960.
24. *Д. А. Куржниц*, *ЖЭТФ*, **38**, 503, 1960.
25. *K. A. Brueckner*, *Rev. Mod. Phys.* **30**, 561, 1958.
26. *Я. Б. Зельдович*, *ЖЭТФ*, **41**, 1609, 1961.
27. *Գ. Ս. ՏաաԿյան*, *Известия АН АрмССР*, **14**, 117, 1961.