

В. А. АМБАРЦУМЯН и Г. С. СААКЯН

**ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ГИПЕРОННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ
ЗВЕЗДНЫХ МАСС**

Исследовано внутреннее строение конфигураций равновесия звездных масс, обладающих плотностью порядка плотности атомного ядра и выше. Показано, что метрика пространства внутри конфигураций сильно отклоняется от евклидовой. Далее, рассчитано полное число барионов в конфигурациях, рассмотренных в нашей предыдущей работе [1]. При больших значениях полного числа барионов имеются два решения, обладающие разными полными энергиями. Из них вполне устойчивыми могут считаться конфигурации, которым соответствует больший деффе́кт массы.

THE INTERNAL STRUCTURE OF HYPERON CONFIGURATIONS OF STELLAR MASSES, by V. A. Ambartsumian and G. S. Sahakyan.— The internal structure of equilibrium configurations of stellar masses, with densities of the order of the atomic nucleus and higher, is studied. It is shown that the space metrics inside the configuration deviates strongly from the Euclidian.

The total number of bariones in the configurations, considered in the previous paper [1], is computed. At large values there are two solutions, which have different total energies. Of these the configurations, to which the larger defect in mass corresponds, can be considered as wholly stable.

§ 1. Структура конфигураций, состоящих из идеального газа барионов

В нашей предыдущей работе [1], допуская различные уравнения состояния, мы получили значения некоторых важных параметров, характеризующих сверхплотные конфигурации, состоящие из вырожденного барионного газа. При численных расчетах, по ходу дела нами были

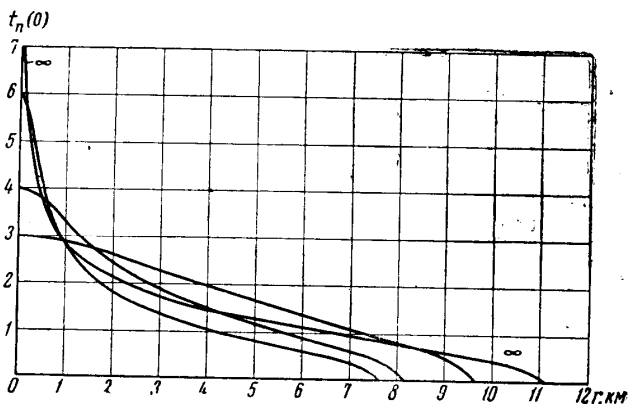


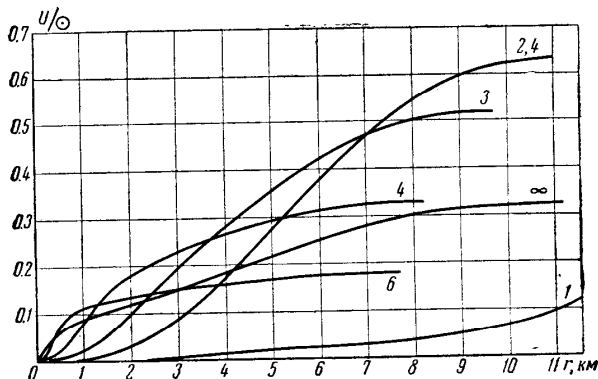
Рис. 1. Зависимость параметра $t_n(r)$ от координаты r . Расстояния даются в километрах. Определение t_n дано (1.2) нашей работы [1]

также получены все необходимые параметры, характеризующие внутреннее строение конфигураций. Ниже рассмотрено несколько подробнее строение конфигураций, вычисленных в предположении идеального Ферми газа.

На рис. 1 даны кривые, характеризующие изменение параметра $t_n(r)$ внутри звезды для четырех конфигураций, соответствующих различным значениям $t_n(0)$. Как это вытекает из предыдущего материала [1], плотность определяется в зависимости от $t_n(r)$, поэтому эти кривые определяют собой распределение плотности материи внутри звезды.

На рис. 2 даны кривые зависимости $U(r)$ для шести различных конфигураций идеального газа. Эти конфигурации отличаются друг от друга значениями $t_n(0)$, которые нанесены на каждой кривой.

Рис. 2. Зависимость функции $U(r)$ от координаты r . Расстояния измерены в километрах. Числа на кривых дают значение параметра $t_n(0)$. Кривая, относящаяся к $t_n(0) = 1$, простирается до $r = 21.1$ км. $U(r)$ дает приближенное представление о массе, сосредоточенной в сфере с радиусом r . Значения U даны в единицах массы Солнца



Кривая, относящаяся к $t_n(0) = 1$, не кончается в пределах рисунка. Она простирается до $r = 21.1$ км.

На основании полученных результатов можно вычислить также компоненты метрического тензора $g_{rr}(r)$ и $g_{00}(r)$.

Для $g_{rr}(r)$ внутри звезды имеем [2]:

$$\frac{1}{g_{rr}(r)} = e^{-\lambda(r)} = 1 - \frac{2u(r)}{r}, \quad (1.1)$$

а в пространстве вне звезды:

$$\frac{1}{g_{rr}(r)} = 1 - \frac{2M}{r}; \quad r > R, \quad (1.2)$$

где M — масса, а R — радиус звезды. Последняя формула представляет собой известное внешнее решение Шварцшильда.

На рис. 3 дана зависимость компоненты g_{rr} метрического тензора от величины радиуса вектора для пяти различных конфигураций. Числа на кривых указывают значение параметра $t_n(0)$.

Мы видим, что метрика довольно сильно отклоняется от евклидовой. Поэтому теории сверхплотных конфигураций, основанные на теории тяготения Ньютона, содержали бы большие ошибки.

Временная компонента g_{00} метрического тензора вне объема конфигурации определяется формулой:

$$-g_{00}(r) = \frac{1}{g_{rr}(r)} = 1 - \frac{2M}{r}; \quad r > R. \quad (1.3)$$

Рис. 3. Зависимость компоненты метрического тензора g_{rr} от r . При $r \rightarrow \infty$ функция g_{rr} стремится к своему евклидовому значению, равному единице. r измеряется в километрах

Внутри же объема конфигурации значение g_{00} может быть вычислено исходя из того, что материя находится в состоянии термодинамического и механического равновесия. Условия равновесия для нейтронной компо-

ненты имеют вид [3]:

$$\sqrt{-g_{00}(r)} \mu_n(r) = \sqrt{-g_{00}(R)} \mu_n(R) = \text{const}, \quad (1.4)$$

где $\mu_n(r)$ — химический потенциал нейтронного газа на расстоянии r от центра конфигурации.

Поскольку мы рассматриваем сильно вырожденное состояние, химический потенциал газа равен граничной энергии Ферми для его частиц:

$$\mu_n(r) = c [m_n^2 c^4 + p_n^2(r)]^{1/2}. \quad (1.5)$$

Формула (1.4) справедлива, строго говоря, лишь для той области, где имеются нейтроны. Однако, практически, в наших конфигурациях нейтроны появляются уже на небольшой глубине от поверхности звезды.

Внешний слой, состоящий только из протонов и электронов, очень тонок. Пренебрегая им, мы можем написать $p_n(R) = 0$ и $\mu_n(R) = m_n c^2$. Учитывая это, а также (1.3) и (1.4), мы находим из (1.4) для g_{00} :

$$\begin{aligned} -g_{00}(r) &= \\ &= \left(1 - \frac{2M}{R}\right) / \text{ch}^2 \frac{t_n(r)}{4}. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Кривые $t_n(r)$ приведены на рис. 1. При $r \geq R$ имеем $t_n(r) = 0$ и формула (1.6) переходит в (1.3).

Зависимости $g_{00}(r)$ изображены на рис. 4. Числа рядом с кривыми указывают

Рис. 4. Зависимость временной компоненты метрического тензора $-g_{00}(r)$ от расстояния r . Евклидовому пространству соответствует $-g_{00} = 1$

значение $t_n(0)$ для данной конфигурации. Интересна кривая $g_{00}(r)$ для конфигурации, в центре которой плотность, а следовательно, и $t_n(0)$ равны бесконечности. В этом случае $g_{00}(0)$ обращается в нуль, и четырехмерный интервал превращается в чисто пространственный. С точки зрения внешнего наблюдателя, явления в центре такой конфигурации должны происходить бесконечно медленно.

Заметим, что метрические свойства трехмерного пространства определяются тензором $\gamma_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta} - g_{0\alpha} g_{0\beta} / g_{00}$, где $\alpha; \beta = 1, 2, 3$. Однако в нашем случае (статическое поле) этот тензор имеет лишь диагональные элементы $g_{0\alpha} = 0$ и $\gamma_{rr} = g_{rr}$.

Мы не будем приводить соответствующие данные, характеризующие внутреннее строение конфигураций, состоящих из реального газа. По очевидным причинам неевклидовый характер пространства в этом случае более сильно выражен в объеме конфигураций и прилегающих к ним областях.

В нашей предыдущей работе [1] под радиусом подразумевалось значение координаты r на поверхности звезды. Собственный радиус звезды R_0 определяется формулой

$$R_0 = \int_0^R \sqrt{g_{rr}} dr; \quad (1.7)$$

зисимость числа барионов, радиуса и коэффициентов упаковки α_1 и α_2 от параметра $t_n(0)$

(0)	Идеальный газ						Реальный газ					
	число барионов $n \cdot 10^{56}$	радиус в км		$10^2 \cdot \alpha_1$	$10^2 \cdot \alpha_2$	$t_n(0)$	число барионов $n \cdot 10^{56}$	радиус в км		$10^2 \cdot \alpha_1$	$10^2 \cdot \alpha_2$	
		звезды	гипер. ядра					звезды	гипер. ядра			
556	1.70	—	—	4.9	0.558	2.1	9.33	13.0	—	9.3	7.32	
1.0	4.03	—	—	10.0	1.80	2.2	9.75	12.7	2.91	7.4	10.0	
1.3	5.34	18.7	—	8.7	2.68	2.4	11.0	11.2	4.9	7.1	14.5	
1.5	6.07	16.3	—	9.0	3.92	2.6	13.1	9.53	5.81	7.7	28.5	
1.8	7.23	15.2	—	8.5	5.52	3.0	12.7	6.90	5.66	3.9	39.9	
1.4	8.00	11.8	3.37	5.8	8.76	3.1	11.5	6.97	5.68	2.3	45.0	
1.75	7.30	11.1	3.74	6.0	9.87	3.2	9.8	6.81	5.33	—2.7	47.2	
1.0	6.56	10.4	3.49	6.0	10.4	3.3	8.22	6.69	5.34	—12	48.8	
1.3	5.52	9.98	3.28	3.2	10.9	3.4	6.55	6.56	5.00	—22	54.6	
1.0	4.01	9.12	2.79	2.4	12.9	3.8	6.72	6.98	5.09	—18	55.6	
1.0	2.48	7.48	2.13	—9.1	15.9	4.0	6.83	7.15	5.29	—16	55.2	
1.0	1.96	8.24	1.83	—7.3	19.8	5.0	7.00	7.11	5.32	—16	54.5	
1.0	2.46	11.1	1.67	—6.3	15.4	7.0	7.00	7.21	5.32	—16	54.5	
∞	3.70	11.1	2.31	—3.8	10.9	∞	7.03	7.19	5.30	—16	54.8	

о величина для рассматриваемых нами конфигураций заметно отличается от координатного радиуса R . Численные значения R_0 приведены табл. 1.

§ 2. Число барионов в звезде

Изложенный в предыдущих параграфах материал дает нам основание утверждать, что все параметры, характеризующие устойчивые сверхплотные конфигурации, являются однозначной функцией центральной плотности материи, представителем которой является параметр $t_n(0)$. С другой стороны, мы видим, что обратное утверждение не всегда правильно. А именно, в некоторой области значений того или иного наблюдаемого параметра (например массы или радиуса) одному и тому же значению этого параметра может соответствовать два и даже три существенно разных значения плотности материи в центре (см. рис. 1 и 2 нашей предыдущей работы [1]).

Большой интерес представляет исследование зависимости параметров звезды от числа барионов в ней и зависимости этого числа от значения плотности в центре. Число барионов в звезде, которое мы обозначим через n , определяется формулой

$$n = 4\pi \int_0^R \sqrt{g_{rr}} N(r) r^2 dr, \quad (2.1)$$

где $N(r) = \sum_k N_k(r)$ — полная плотность барионов на расстоянии r от центра звезды.

Интеграл (2.1) был вычислен для различных конфигураций идеального и реального газов. С этой целью нам пришлось сначала построить кривые зависимости $N(r)$ от r . Результаты расчетов приведены во втором и восьмом столбцах табл. 1.

Следует остановиться на конфигурациях с бесконечно большой плотностью в центре. В этом случае можно получить асимптотическое выражение для числа барионов в центральной сфере с достаточно малым радиусом r .

Чтобы получить асимптотическую формулу для $n(r)$, заметим, что при $t_n \gg 1$ имеет место $\text{sh } t_k \approx 8 \text{ch}^4(t_n/4)$. Далее, из условий равно-

весий (см. (1.4) и (1.5) работы [1]) следует, что

$$m_k \operatorname{ch}(t_k/4) \approx m_n \operatorname{ch}(t_n/4) \quad (2.2)$$

(в случае нейтральных частиц будет иметь место точное равенство) Учитывая соотношение (2.2) для плотности барионов, находим

$$N = \frac{32}{3} \frac{K_n}{m_n c^2} \sum_k \frac{1}{2} a_k \left(\frac{m_k}{m_n} \operatorname{sh} \frac{t_k}{4} \right)^3 \approx \frac{32 K_n s}{3 m_n c^2} \operatorname{ch}^3 \frac{t_n}{4}, \quad (2.3)$$

где $s = \sum_k a_k/2 = 11$.

В случае идеального газа для плотности материи имеем

$$\rho = K_n \sum_k \frac{1}{2} a_k \left(\frac{m_k}{m_n} \right)^4 (\operatorname{sh} t_k - t_k) + m_\pi c^2 N_\pi \approx 8s K_n \operatorname{ch}^4(t_n/4). \quad (2.4)$$

Сравнивая (2.3) и (2.4), находим

$$N(r) \approx \frac{32}{3 \cdot 8^{3/4}} \frac{(s K_n)^{1/4}}{m_n c^2} \rho^{3/4}(r). \quad (2.5)$$

Отсюда, учитывая асимптотическое решение (4.4), найденное в работе [1] получаем

$$N(r) \approx \sigma r^{-3/2}, \quad (2.6)$$

где

$$\sigma = 3.86 \frac{K_n^{1/4}}{m_n c^2} \left(\frac{c^4}{4\pi k} \right)^{3/4}.$$

Для областей пространства, где применимо асимптотическое решение g_{rr} имеет постоянное значение $g_{rr} \approx 7/4$.

Подставив (2.6) в (2.1), получим

$$n(r) = 4\pi \int_0^r \sqrt{g_{rr}} N(r) r^2 dr \approx 7.83 \cdot 10^{48} r^{3/2}. \quad (2.7)$$

В [1] было показано, что асимптотическое решение является хорошим до расстояний, несколько превышающих $r \approx 10^3$ см. Для этого значения r из (2.7) получаем $n = 2.28 \cdot 10^{53}$ барионов. Далее, число барионов в остальной части звезды было получено численным интегрированием. В результате — для конфигурации с $t_n(0) = \infty$ число барионов оказалось равным $3.7 \cdot 10^{56}$.

Теперь перейдем к выводу асимптотического выражения для $n(r)$ в случае неидеального газа. В этом случае, при $t_n \rightarrow \infty$

$$\rho = K_n \sum_k \frac{1}{2} a_k \left(\frac{m_k}{m_n} \right)^4 (\operatorname{sh} t_k - t_k) + m_\pi c^2 N_\pi + NU(N) \approx NU(N).$$

Для рассмотренной нами модели реального газа (см. (5.1) в [1]) получаем

$$\rho \approx 3.2 \cdot 10^{-83} N^3. \quad (2.8)$$

Учитывая асимптотическое решение (5.6) в работе [1], находим

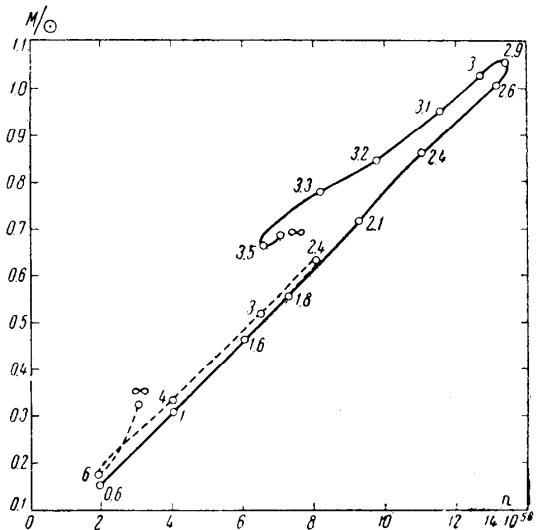
$$N(r) \approx 1.94 \cdot 10^{27} \left(\frac{c^4}{4\pi k} \right)^{1/3} r^{-2/3}. \quad (2.9)$$

В области применимости асимптотического решения $g_{rr} = 17/9$. Из (2.1) учитывая (2.9), получаем

$$n(r) \approx 1.42 \cdot 10^{44} r^{7/3}. \quad (2.1)$$

Мы видели, что асимптотическое решение является хорошим до расстояний $r \approx 300$ см. Из (2.10) для числа барионов в сфере с указанным радиусом находим $n(r) = 6.94 \cdot 10^{49}$. Начиная с расстояния $r = 274$ см, число барионов для конфигурации с $t_n(0) = \infty$ вычислялось путем численного интегрирования. В результате получили $n = 7.10^{56}$ частиц. На рис. 5 изображены кривые зависимости массы вычисленных конфигураций от полного числа барионов в них. Сплошная кривая относится к случаю, когда в основу кладется уравнение «реального» Ферми газа, пунктирная кривая представляет случай идеального Ферми газа. На

рис. 5. Зависимость массы конфигураций от полного числа барионов в них. Числа при кружках показывают значения параметра t_n в центре конфигураций в этих точках. Сплошная кривая относится к моделям из реального газа, а пунктирная — к моделям из идеального газа. Отрезок $0.6 < t_n(0) \leq 1.8$ является общим для обеих кривых



которых точках кривых для ясности указаны значения параметра $t_n(0)$ в центре соответствующей конфигурации. При $t_n(0) < 1.8$ обе кривые выпадают. В этой части начерчена лишь одна сплошная кривая, но она представляет здесь оба случая: реального и идеального газов. Из графика видно, что $M(n)$ для реального газа является однозначной при $n < 6.5 \cdot 10^{56}$, двузначной при $7.1 \cdot 10^{56} < n < 13.5 \cdot 10^{56}$ и трехзначной в промежуточной области $6.5 \cdot 10^{56} < n < 7.1 \cdot 10^{56}$. В случае моделей из идеального газа функция $M(n)$ является однозначной при $n < 2 \cdot 10^{56}$, двузначной при $3 \cdot 10^{56} < n < 8.1 \cdot 10^{56}$ и трехзначной в промежуточной области $2 \cdot 10^{56} < n < 3 \cdot 10^{56}$.

Модели из идеального газа, соответствующие точкам на нижней ветви графика, являются чисто нейтронными. Точки верхней ветви соответствуют гиперонным конфигурациям. В случае реального газа гиперонные конфигурации имеются на обеих ветвях, но состояния, соответствующие точкам верхней ветви, содержат более высокий процент гиперонов.

Тот факт, что, начиная с некоторого значения n (равного при реальном газе $6.5 \cdot 10^{56}$), каждому n соответствуют две или три равновесных конфигурации, является очень существенным. Очевидно, что из двух (или трех) равновесных конфигураций, соответствующих данному n , устойчивой будет конфигурация с наименьшей массой. Рассмотрение графика показывает, что конфигурация с большей массой обладает большей плотностью в центре. Казалось бы, что большая плотность в центре должна была бы означать больший гравитационный дефект массы, вследствие чего полная масса конфигурации должна быть в этом случае меньше. Однако на самом деле масса конфигурации получается большей вследствие того, что велик процент гиперонов, имеющих большие собственные массы.

Очевидно, что под влиянием определенных возмущений звезда, находящаяся на верхней ветви кривой, должна перейти в состояние, принадлежащее нижней ветви. Такой переход должен сопровождаться выделением из звезды колоссального количества энергии, порядка 10% собственной энергии звезды (Mc^2).

Возникают следующие два вопроса: 1) Как велико и какого рода должно быть возмущение состояния для того, чтобы звезда совершила переход,

из верхнего состояния равновесия в нижнее. Является ли достаточны бесконечно малое возмущение. 2) Как быстро произойдет этот переход при наличии достаточного возмущения.

Оба эти вопроса заслуживают специального изучения. Если бесконечно малое по величине возмущение недостаточно и для вызова переход требуется какое-то конечное изменение в конечном объеме, то это будет означать, что верхние состояния являются метастабильными и могут существовать более или менее продолжительное время. С другой стороны представляется вероятным, что раз начавшийся процесс перехода вряд ли будет сдерживаться какими-либо силами. Поэтому, вероятнее всего, переход будет носить характер взрыва. Таким образом нам представляется неисключенной возможность того, что рассматриваемый переход окажется взрывоподобным переходом из некоторого метастабильного состояния в совершенно устойчивое состояние с выделением огромного количества энергии.

§ 3. Гравитационный дефект массы

Имея число барионов в звезде, мы можем вычислить гравитационный дефект массы, т. е. величину

$$\Delta M = n \cdot m_H - M, \quad (3)$$

где m_H — масса атома водорода, M — масса звезды, а n — число барионов. Введем обозначение

$$\frac{\Delta M_1}{n \cdot m_H} \equiv \alpha_1 \quad (3)$$

и назовем ее коэффициентом упаковки. Результаты вычислений для конфигураций идеального и реального газов приведены в пятом и одиннадцатом столбцах табл. 1.

В отличие от значений масс M вычисленные значения α_1 меняются недостаточно плавно. Причина этого состоит в ошибках, которые неизбежно возникают при расчетах (3.1). По известным причинам (мы совершаем ошибки как при вычислении M , так и n) относительная ошибка в этом случае должна быть значительно больше.

Просмотр значений α_1 , приведенных в табл. 1, показывает, что абсолютно устойчивыми являются в случае идеального газа конфигурации с $t_n(0) \lesssim 2.4$, а в случае реального газа с $t_n(0) \lesssim 2.9$. Остальные конфигурации являются метастабильными, либо нестабильными. В стабильных ветвях имеется интересная особенность, а именно в случае идеального газа при $t_n(0) \gtrsim 4.2$, а в случае реального газа при $t_n(0) \gtrsim 3.15$ энергия связи ΔM_1 имеет отрицательное значение. Это связано с тем, что собственная масса гиперонов превосходит массу нуклонов, а между тем при рассеянии газа он будет целиком состоять из нуклонов (точнее протонов и электронов). Не исключено, что конфигурации с отрицательным значением ΔM_1 могут существовать в природе, но они будут менее устойчивыми по сравнению с другими. Под воздействием внешних возмущений такие конфигурации в конце концов перейдут в устойчивое состояние, соответствующее верхней ветви кривой $\alpha_1(n)$ (чему соответствует нижняя ветвь кривой рис. 5). При этом должна выделиться колоссальная энергия в виде взрыва.

В заключение этого параграфа рассмотрим другой гравитационный дефект массы $\Delta M_2 = M_0 - M$, где

$$M_0 = \frac{4\pi}{c^2} \int_0^R \sqrt{g_{rr}} \cdot r^2 \rho(r) dr. \quad (3)$$

ΔM_2 мы будем называть макроскопическим дефектом массы. Введем так

понятие макроскопического коэффициента упаковки

$$\frac{\Delta M_2}{M} \equiv \alpha_2. \quad (3.4)$$

Таким образом, α_2 есть дефект массы, отнесенный к единице массы вырожденного Ферми газа барионов.

Значения α_2 были вычислены студентом Ереванского университета Д. Седракяном. Результаты приведены в шестом и двенадцатом столбцах табл. 1 (стр. 1019). Как мы видим, дефект массы ΔM_2 для рассматриваемых конфигураций очень велик. Для наиболее плотных конфигураций этот дефект массы по величине такого же порядка, что и величина массы самой звезды.

§ 4. О чрезвычайно больших плотностях материи

Выше мы рассмотрели формально случай даже бесконечно большой плотности. Однако вопрос о состоянии материи в тех случаях, когда среднее расстояние между частицами становится значительно меньше радиуса мезонного облака вокруг барионов (1.4 ферми), остается открытым.

Если у всех барионов или у некоторых из них ядра тождественны, как правильно было отмечено Зельдовичем [4], при очень тесном сближении частиц, вследствие принципа Паули, должны возникать дополнительные силы отталкивательной природы. Если это справедливо, то теорию сверхплотного вырожденного состояния, изложенную в нашей первой работе [5], уже нельзя применять, когда $N \gtrsim 10^{41} \text{ см}^{-3}$ ($t_n > 4.8$).

Для описания состояния вещества при подобных плотностях требуется, как нам кажется, введение новых физических представлений. Не претендуя даже на грубое решение этого вопроса, мы хотели бы указать здесь на существующие возможности.

При увеличении плотности материи π -мезонные облака соседних частиц взаимно деформируют друг друга. При достаточно высокой плотности уже нельзя говорить об отдельных π -мезонных облаках, окружающих индивидуальные ядра. Получается коллектив ядер в сплошном π -мезонном поле. Если ядра всех типов барионов тождественны между собой, то по существу следует говорить о вырожденном газе ядер, т. е. о вырожденном газе, состоящем из тяжелых частиц одного типа и некоторого количества π -мезонов.

Может случиться, что существуют два или несколько разных видов ядер. Пусть, например, имеются нейтральные и положительно заряженные ядра, которые мы обозначим Y^0 и Y^+ . Далее допустим, что спин каждого из них равняется половине.

В этом случае стабильными компонентами материи, кроме этих двух ядер, могут быть электроны μ^- и π^- -мезоны. Аналогично тому, как это было сделано в предыдущей работе, мы можем получить состояние такого газа из соответствующего вариационного принципа, предполагая заданным общее число ядер и поставив условие нейтральности. В результате получим условия равновесия:

$$E_{Y^+} + m_\pi c^2 = E_{Y^0}, \quad (4.1)$$

$$E_e = E_\mu = m_\pi \cdot c^2, \quad (4.2)$$

где E с индексами — граничная энергия соответствующих частиц. Из (4.1) получаем

$$m_+ \cdot \text{ch}(t_+/4) = m_0 \cdot \text{ch}(t_0/4) - m_\pi, \quad (4.3)$$

из (4.2) следует

$$N_k = \begin{cases} 1.20 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3} & \text{при } k = e, \\ 3.38 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3} & \text{при } k = \mu. \end{cases} \quad (4.4)$$

Концентрация π^- -мезонов определяется из условий нейтральности

$$N_\pi = N^+ - N_e - N_\mu. \quad (4.5)$$

Поскольку концентрации электронов и μ^- -мезонов должны быть малы по сравнению с концентрацией остальных частиц, то можно утверждать, что

$$N_\pi \approx N^+ \approx N^0.$$

Возвращаясь к предположению, что существует только один вид ядра, отметим, что здесь возможны два варианта. Если этот ядро является нейтральным, никаких других элементарных частиц материя не будет содержать.

Если же у всех барионов ядро имеет положительный заряд, то кроме ядер будут присутствовать электроны, π^- - и μ^- -мезоны. В состоянии термодинамического равновесия имеем

$$E_e = E_\mu = m_\pi c^2. \quad (4.6)$$

Наконец, условие нейтральности дает для концентрации барионов

$$N_Y = N_\pi + N_e + N_\mu \approx N_\pi. \quad (4.7)$$

Дальнейшее рассмотрение этих вопросов содержало бы много гадательного. Поэтому, мы остановимся на этом, тем более что введение вещества, состоящего из ядер, не может, очевидно, повлиять на порядок величины массы равновесных конфигураций.

Заключение

Исследование внутренней структуры сверхплотных конфигураций, состоящих из сильно вырожденного барионного газа, показывает, что внутри звезды и в областях пространства, непосредственно окружающих ее, метрика существенно отличается от евклидовой. Поэтому при расчетах конфигураций гиперонных звезд нужно всегда исходить из теории тяготения Эйнштейна.

Основной характеристикой каждой конфигурации является число барионов в звезде n . Однако оказывается, что некоторым значениям n соответствуют две или три конфигурации равновесия с различными значениями массы. Из них вполне устойчивой должна быть конфигурация с наименьшим значением массы. Поставлен вопрос о возможной метастабильности состояния с большей энергией. Представляет также интерес изучение процесса перехода из состояния большей энергии в состояние меньшей энергии.

Авторы признательны Г. С. Сарксян и Н. Г. Акопян за проведение численных расчетов.

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Академии наук АрмССР

Поступила в редакцию
25 января 1961 г.

Литература

1. В. А. Амбарцумян и Г. С. Саакян, Астрон. ж., 38, 785, 1961.
2. J. R. Oppenheimer and G. M. Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
3. Л. Ландау и Е. Лифшиц, Статическая физика, Гостехиздат, 1951.
4. Я. Б. Зельдович, Ж. эксперим. и теорет. физ., 37, 569, 1959.
5. В. А. Амбарцумян и Г. С. Саакян, Астрон. ж., 37, 193, 1960.