ЛИТЕРАТУРА

1. *В. А. Амбарцумян*, Научные труды, т. 1, Ереван, 1960.
2. *С. Чандрасекар*, Перенос лучистой энергии, ИЛ, М., 1953.
3. *В. В. Соболев*, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГТТИ, М., 1956.
4. *В. В. Иванов*, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
5. *D. W. N. Stibbs, R. E. Wier*, M. N. RAS, 119, 512, 1959.
6. *S. Karanjai, M. Sen*, P.A.S. Japan, 22, 235, 1970.
7. *В. М. Лоскутов*, Труды АО ЛГУ, 29, 35, 1973.
8. *D. G. Hummer, G. Rybicki*, Methods in Computational Physics, 7, 53, 1967.

УДК 523.877

К УРАВНЕНИЮ СОСТОЯНИЯ ВЫРОЖДЕННОГО ЗВЕЗДНОГО ВЕЩЕСТВА

Уравнение состояния вырожденного сверхплотного вещества исследовалось в работах [1—3] и в ряде других. Для области плотностей ниже ядерной и выше порога формирования кварковой фазы имеется более или менее ясная картина. Однако в области адронной плазмы по известным причинам ситуация сложнее и пока не имеется адекватного представления. В [2, 3] для этой области были найдены не совсем удачные аппроксимации, приводящие к нефизической зависимости скорости звука от давления. В настоящем сообщении найдены аппроксимации, лишенные указанных недостатков. Уточнено также уравнение состояния для соседних областей плотности.

При исследовании равновесного состояния плазмы удобно исходить из следующих общих термодинамических соотношений для вырожденного вещества:

$$\frac{1}{n}=\frac{d\mu}{dP},\quad \rho c^2=\mu n-P,\quad \frac{c^2}{v^2}=\frac{d\rho c^2}{dP}=-\mu n^2\frac{d^2\mu}{dP^2}. \tag{1}$$

Здесь P — давление, μ — химический потенциал нейтрона или электронейтральной комбинации частиц с барионным зарядом 1 в кварковой фазе плазмы; n — барионный заряд единицы объема, ρc^2 — плотность полной энергии, v — скорость звука.

В Ае-плазме (атомные ядра и вырожденный электронный газ) давление [1]:

$$P=\frac{m_e^4c^5}{24\pi^2\hbar^3}\left[x\,(2x^2-3)\sqrt{1+x^2}+3\ln\left(x+\sqrt{1+x^2}\right)\right], \tag{2}$$

где $x = p_e/m_e c$, а p_e — граничный импульс электронов. Согласно (1) для нахождения уравнения состояния такой плазмы достаточно иметь зависимость химического потенциала нейтронов от параметра x. Соответствующие численные расчеты приведены в [4]. С достаточной точностью их можно аппроксимировать следующей формулой:

$$\frac{\mu - m_n c^2}{m_e c^2} = -18.34 + (0.451 - 4.4\cdot10^{-4}\, x - \\ - 3.2\cdot10^{-5} x^2)\sqrt{1+x^2} + 4.4\cdot10^{-4} \ln (x + \sqrt{1+x^2}), \tag{3}$$

где m_n — масса нейтрона. При достижении значения $x = 48.1$, где $P = P_1 = 6.409\cdot10^{29}$ эрг·см$^{-3}$, $n = 3.46\cdot10^{35}$ см$^{-3}$, $\rho = 5.78\cdot10^{11}$ г/см^3, $\mu - m_n c^2 = -0.63$ МэВ ядра в плазме исчезают, образуется сплошное ядерное вещество с параметрами [4]

$$n_1 \approx 1.7\cdot10^{38} \text{ см}^{-3}, \quad \mu_1 - m_n c^2 \approx -0.63 \text{ МэВ} \\ v_1 = c\sqrt{\frac{K_1}{\mu_1 n_1}}, \qquad \frac{K_1}{n_1} \approx 20 \text{ МэВ}, \tag{4}$$

где K_1 — коэффициент сжимаемости ядерного вещества [5, 6]. Состояние ядерного вещества при давлениях $P \ll K_1$ сходно с состоянием несжимаемой жидкости. Рассчитанные здесь значения μ_1 и P_1 незначительно отличаются от приведенных в [4], что обусловлено учетом сжимаемости ядерного вещества. Напомним, что в ядерном веществе предполагается наличие пионного конденсата с орбитальным квантовым числом частиц $l = 1$ и $n_\pi \approx 0.4\, n_1$.

Теперь, прежде чем перейти к обсуждению вопроса уравнения состояния ядерного вещества, рассмотрим область выше 10^{40} см$^{-3}$ (кварковая фаза плазмы), где ситуация сравнительно ясная. При достаточно больших плотностях, когда частицы в плазме становятся ультрарелятивистскими и вступает в силу свойство асимптотической свободы кварков, химический потенциал электронейтральной комбинации частиц (с барионным зарядом 1) равен $\mu \approx \lambda P^{1/4}$. Используя данные о концентрациях кварков и лептонов, рассчитанные в [3], было найдено $\lambda = 2.0634\cdot10^{-12}$ г$^{3/4}$ см$^{9/4}$ с$^{-3/2}$. Учитывая эту асимптотику, химический потенциал μ в кварковой плазме аппроксимируем формулой

$$\mu = \lambda \bar{P}^{1/4}\left(1 + \frac{A}{\bar{P}^{\alpha}}\right), \qquad \bar{P} = B + P, \tag{5}$$

где B — постоянная простой модели „адронного мешка", A и α — подгоночные параметры. Введение в (5) постоянной $B = 3m_n c^2/16\pi r_q^3$ ($r_q \approx 0.5$ фм $\approx 2r_c$, где r_q и r_c радиусы кваркового мешка и жесткого кора нуклона соответственно) позволяет в первом приближении учесть „давление вакуума“ на объем кварк-глюонной системы согласно процедуре замены давления P на $B+P$. Приведенное значение r_q согласуется с представлением о том, что жесткий кор нуклонов обусловлен принципом Паули для кварков в нуклонном мешке. Путем подгонки формулы (5) методом наименьших квадратов с численными данными, приведенными в [3], было найдено

$$A = 300\,\frac{\text{эрг}^{\alpha}}{\text{см}^{3\alpha}}, \quad \alpha = 0.081. \tag{6}$$

Имея выражение для химического потенциала, можно по формулам (1) вычислить плотности барионного заряда и массы, а также скорость звуковых волн.

Теперь перейдем к рассмотрению промежуточной области плотностей. При нахождении уравнения состояния для этой области будем исходить из требований непрерывного и монотонного изменения μ, P, n, ρ и v. Отметим, что монотонность величин P_g и n очевидна из соотношения

$$P = P_1 + n_1 \int\limits_{\mu_1}^{\mu} dy \exp\left[\int\limits_{\mu_1}^{y} \frac{c^2}{v^2(x)}\,\frac{dx}{x}\right], \tag{7}$$

которое вытекает из (1). Следует иметь в виду, что при переходе от адронной фазы к кварковой в отличие от μ и P плотность вещества и скорость звука могут испытывать скачок.

Путем численных расчетов методом проб и ошибок можно убедиться, что уравнение (7) вместе с вышеупомянутыми требованиями по существу однозначно определяют уравнение состояния в недостающей области между ядерным веществом и кварковой плазмой. Естественно считать, что в области давлений $P_1 \leqslant P \lesssim K_1$ ядерное вещество фактически несжимаемо. Напомним, что $K_1 = n_1 dP/dn_1$ — коэффициент сжимаемости ядерного вещества. В соответствии с этим ниже предполагается, что переход к адронной плазме совершается при $P = P_2 \approx K_1$. Далее, разумно считать, что адроны в плазме распадаются на кварки при среднем расстоянии между их центрами приблизительно равном $2r_c$. Обозначим соответствующее пороговое давление через P_3, плотность — n_3 и т. д. Заметим, что при сильном отклонении от этого допущения сшивка нижеприведенной аппроксимации параметров адронной плазмы с параметрами соприкасающихся с нею ядерной и кварковой фаз вообще не удается. Итак, принимая $n_3 = 3/4\,\pi r_c^3 \approx 1.53 \cdot 10^{40}$ см$^{-3}$ из (1) и (5) находим $P_3 = 1.91 \times \times 10^{37}$ эрг см$^{-3}$. При поисках (методом проб и ошибок) аппроксимаций для физических характеристик адронной плазмы была установлена важная деталь, состоящая в том, что с ростом P скорость звука в ядерной фазе растет заметно, тогда как в адронной плазме она практически остается неизменной, мало отличающейся от ее значения для начала кварковой фазы. Оказалось, что даже при незначительном отклонении от такой зависимости $v(P)$ сшивка между фазами не удается.

Химический потенциал нами был аппроксимирован следующими выражениями:

$$\mu = \begin{cases} a + b\,(1 + P/L)^{\beta}, & P_1 \leqslant P \leqslant P_2 \\ g\,(1 + P/\Lambda)^{\gamma}, & P_2 < P \leqslant P_3, \end{cases} \tag{8}$$

где a, b, L, β, g, Λ, γ — постоянные параметры, подлежащие определению. Выбор (8) согласован с вышеприведенными требованиями. Используя (1), из граничных условий $\mu(P_1) = \mu_1$, $n(P_1) = n_1$; $v(P_1) = v_1$ при $P = P_1$ и требований непрерывности μ, n, v при $P = P_2$ и непрерывности μ при $P = P_3$ были определены постоянные, входящие в (8):

$$a = 937.61;\ b = 1.312;\ L = 3.352\cdot 10^{32};\ \beta = 0.9384;$$
$$g = 939.3;\ \Lambda = 6.659\cdot 10^{31};\ \gamma = 0.232. \tag{9}$$

Приведенные численные значения параметров соответствуют тому, что давление измерено в единицах CGS, а химический потенциал — в МэВ-ах. Сравнив (8) с (5), можно видеть, что для найденной аппроксимации при переходе от адронной фазы к кварковой плотность вещества и скорость звука испытывают незначительный скачок, относительная величина которого порядка одного процента.

Итак, для химического потенциала вырожденного звездного вещества мы получили аппроксимацию (2), (3) в параметрическом виде $P(x)$, $\mu(x)$ и две аппроксимации (5) и (8) в явном виде. По формулам (1) можно вычислить плотности энергии и числа частиц, скорость звука и получить уравнение состояния, график которого приведен на рис. 1.

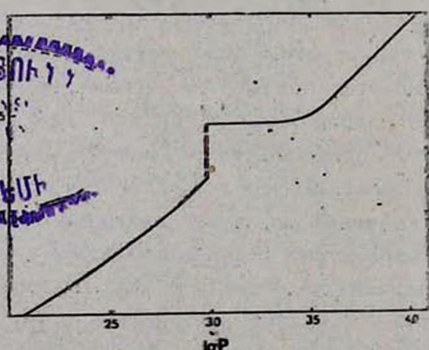

Рис. 1. График уравнения состояния вырожденной сверхплотной плазмы. Давление P измерено в единицах эрг/см^3, плотность ρ — в г/см^3.

Выражаю глубокую признательность Г. С. Саакяну за ценные и стимулирующие замечания.

On State Equation of Degenerate Star Matter. The parameters of the hadronic plasma and the state equation of the degenerate superdense matter in the whole range of pressures are obtained more exactly on the basis of general requirements.

19 марта 1982

Отдел прикладных проблем
физики АН Арм. ССР

Л. Ш. ГРИГОРЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. С. Саакян*, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс. Наука, М., 1972.
2. *Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян*, Физика элементарных частиц и атомного ядра, 10, 1075, 1979.
3. *G. S. Sahakian, L. S. Grigorian*, Astrophys. Space Sci., 73, 307, 1980.
4. *Г. С. Саакян, Л. Ш. Григорян*, Астрофизика, 13, 669, 1977.
5. *О. Бор, Б. Моттельсон*, Структура атомного ядра, Мир, М., 1971.
6. *Г. Бете*, Теория ядерной материи, Мир, М., 1974.