

УДК 530.12:531.51

Д. Д. ИВАНЕНКО, Н. И. МАКСЮКОВ

## УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ СВЕРХПЛОТНОГО ВЕЩЕСТВА

В работе получено уравнение состояния вещества для области плотностей  $0 < \rho < 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>. Для области плотностей  $\rho > 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> уравнение состояния получено в приближении нейтронного газа на основе теории Бракнера и ядерного потенциала Тамагаки (мягкая сердцевина). На основе 24 различных моделей ядерного потенциала получен ряд уравнений состояния ядерной материи.

Проблема уравнения состояния сверхплотного вещества обусловлена необходимостью построения теоретических моделей сверхплотных объектов (белых карликов, нейтронных звезд), являющихся конечным состоянием эволюции звезд с  $M \approx 2 \div 5 M_0$ , а также возможностью существования других конечных состояний гиперонных, кварковых (партонных) объектов. Для расчета уравнения состояния необходимо знать физическое состояние вещества, как функцию плотности. При плотностях вещества  $\rho < 10^4$  г/см<sup>3</sup> электроны находятся в связанном состоянии в атомах Fe. Основная трудность для расчета уравнения состояния этой области плотностей состоит в вычислении энергии электронов. Если взять за основу расчеты [1], то уравнение состояния для плотностей  $\rho < 10^4$  г/см<sup>3</sup> можно представить в виде

$$P = 3,502 \cdot 10^{12} - 1,085 \cdot 10^{12} \rho + 8,086 \cdot 10^{10} \rho^2 + 6,386 \cdot 10^7 \rho^3. \quad (1)$$

При плотностях вещества  $\rho > 10^4$  г/см<sup>3</sup> электроны находятся в свободном состоянии, а при  $\rho > 10^6$  г/см<sup>3</sup> они становятся релятивистскими. Присутствующие в среде равновесные ядра, стабильность которых относительно  $\beta$ -распада обеспечивается наличием «моря» вырожденных электронов, переобогащаются нейтронами. Основной трудностью для определения уравнения состояния в области плотностей  $10^4 < \rho < 10^{12}$  г/см<sup>3</sup> является отсутствие знания масс ядер в области превышающей долину  $\beta$ -стабильности, так как существует большая неопределенность при экстраполяции оболочечной структуры в область ядер, перегруженных нейтронами [1]. Основной вклад в энергию вещества в этой области плотностей дают энергия ядер электронов и энергия ядерной кристаллической решетки [1—4]. На основании наших расчетов уравнение состояния в области плотностей  $10^4 < \rho < 4 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup> можно представить в виде

$$P = -3,85 \cdot 10^{19} + 4,512 \cdot 10^{15} \rho + 3,162 \cdot 10^6 \rho^3. \quad (2)$$

В области плотностей  $4 \cdot 10^{11} < \rho < 3 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> компонентами вещества являются электроны, свободные нейтроны, а также ядра, перегруженные нейтронами и образующие кристаллическую решетку [1, 2]. Одной из трудностей вычисления уравнения состояния в этой области плотностей является установление возможных типов (масс) ядер. При этом ядра не только перегружены нейтронами, но погружены в «море» свободных нейтронов, оказывающих давление на ядра и тем самым понижающих ядерную поверхностную энергию. Причем вследствие сил притяжения в <sup>1</sup>S<sub>0</sub>-состоянии возможно, что нейтроны находятся в сверхтекучем состоянии [5], энергию конденсации которого можно представить в виде

$$-E_{\text{сверхт}} = 0,185 - 0,978k_F + 5,3k_F^2 - 6,61k_F^3 + 2,36k_F^4 \text{ (МэВ)}. \quad (3)$$

С учетом возможной сверхтекучести нейтронного компонента вещества, расчеты уравнения состояния позволяют представить его в виде

$$P = 3,046 \cdot 10^{29} + 7,095 \cdot 10^{17}\rho + 5,141 \cdot 10^4 \rho^2. \quad (4)$$

При плотностях  $\rho \geq 12 \div 3 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> ядра окончательно «тают» [1, 3] и при  $3 \cdot 10^{14} \rho < 10^{15}$  г/см<sup>3</sup> вещество образовано жидкостью нейтронов и протонов, которая может находиться в сверхпроводящем состоянии, обусловленном силами притяжения в <sup>3</sup>p<sub>2</sub>-состоянии [6], малой фракцией электронов, гиперонов, протонов (последние могут образовать сверхпроводящий слой [7]), а также Бозе-Эйнштейновским конденсатом π-мезонов [8]. Основная трудность определения уравнения состояния заключается в вычислении энергии взаимодействия частиц.

В общем виде плотность энергии системы можно представить

$$\epsilon = \sum_k m_k c^2 N_k + EN + \epsilon_{\text{лепт}} + \epsilon_{\text{Бозе}}, \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{лепт}} = \sum_{e^-, \mu^-} \frac{\pi m_k^4 c^5}{3\hbar^3} \{ 8x^3 [(x^2 + 1)^{1/2} - 1] - x(2x^2 - 3)(x^3 + 1)^{1/2} - 3 \operatorname{arsh} x \} + \\ + m_k c^2 N_k, \\ x = \left( \frac{3\rho_k}{8\pi} \right)^{1/3} \frac{\hbar}{m_k c}, \end{aligned} \quad (6)$$

а зависимость энергии Бозе-Эйнштейновского конденсата от плотности можно представить в виде

$$\epsilon_{\text{Бозе}} = - \left[ \frac{87,05 \cdot 10^{-6} + 6,14 \cdot 10^{-1}N - 4,07N^2 + 4,83N^3 - 1,82N^4}{1 - 0,55N} \right] N. \quad (7)$$

Величина  $E$  есть сумма кинетической  $T_{\text{кин}}$  и потенциальной энергий нуклонного (или нуклонно-гиперонного) газа, причем последняя величина вычисляется, как правило, или в приближении нейтронного газа или для случая ядерной материи. Существующая неоднозначность уравнения состояния в области плотностей  $\rho \sim \rho_{\text{яд}}$  обусловлена рядом факторов. Основной из них — это недостаточно полное знание характера и вида ядерных сил.

Известно, что ряд полуфеноменологических моделей ядерных потенциалов находится в определенном согласии с данными по упругому

$N-N$ -рассеянию. Это потенциалы с твердой сердцевиной [9—13] и модели потенциалов с мягкой сердцевиной [12—14], которые к настоящему времени являются, по-видимому, наиболее успешной моделью ядерных сил. Наряду со статическими потенциалами были предложены потенциалы, зависящие от скорости [15—16], и нелокально-сепарабельные потенциалы [17—21], которые также дают эффект, аналогичный отталкиванию на малых межнуклонных расстояниях. Однако все еще не ясно, содержит ли ядерный потенциал нелокальные члены или же в какой-то степени он явно зависит от скорости. В настоящее время полагают, что ядерные силы на больших межнуклонных расстояниях ( $x \geq 1,5 \hbar/\mu_{\pi}c$ ) определяются однопионным обменом, а в промежуточной области  $\left(\frac{0,5\hbar}{\mu_{\pi}c} \leq x \leq \frac{1,5\hbar}{\mu_{\pi}c}\right)$  главным образом обменом несколькими тяжелыми мезонами различных типов и масс.

Слабым местом большинства моделей ОВЕР является использование гипотетического скалярного мезона, учет вклада от обмена которым необходим для компенсации большого статического вклада, обусловленного учетом обмена векторным  $\omega$ -мезоном, а также для объяснения остаточного притяжения в промежуточной области. Для объяснения сил притяжения делались попытки отказаться от учета вклада обмена скалярным  $\sigma$ -мезоном, а учитывать вклад от обмена аксиально-векторными мезонами —  $A$ ,  $D$  и  $E$  [22]. Однако эффект от учета вклада обмена этими мезонами в основном экранируется обрезанием при  $r \approx 0,4 \text{ fm}$ . В некоторых моделях  $N-N$ -взаимодействия эффект притяжения в промежуточной области объясняется с помощью учета вклада от процесса обмена двумя  $\pi$ -мезонами, что соответствует учету вклада неупругого процесса  $NN \rightarrow \pi\pi$  [23]. Дополнительный механизм при учете вклада обмена двумя  $\pi$ -мезонами с промежуточным состоянием, содержащим один или два нуклона в резонансном состоянии —  $\Delta$  (1236), был предложен в работе [24].

Природа сил отталкивания на малых ( $x < 0,5 \hbar/\mu_{\pi}c$ ) межнуклонных расстояниях к настоящему времени не объяснена полностью на основе учета обмена векторным мезоном. Имеющиеся данные при энергиях ниже 400 МэВ позволяют определить только один параметр сердцевины — ее радиус  $r_c$ . По-видимому, проведение фазового анализа при высоких энергиях, а также данные о полном сечении  $p-p$ -рассеяния [25] позволят более детально понять природу сил отталкивания, которые, возможно, есть проявление сложной «партонной» структуры нуклонов.

Известно, что учет релятивистских эффектов, а также изучение неупругих процессов (электрон-дейтеронного рассеяния, фоторасщепления дейтерона,  $p-p$ -тормозного излучения,  ${}^2\text{H}(p, 2p)n$  реакций и др.) весьма важны для описания и объяснения ядерных сил не только в области энергий выше порога образования пионов, но и в области энергий ниже этого порога. Так, учет релятивистских поправок для фазового смещения ( $p$ -волны  $E_{\text{лаб}} = 300 \text{ МэВ}$ ) дает поправки  $\sim 20\%$ , а для  $S$ -волн они могут быть порядка величин самого фазового смещения. Процесс  $pp \rightarrow pp + \gamma$  весьма чувствителен к виду ядерного взаимодействия на малых расстояниях и может в некоторой степени служить критерием для выделения среди известных потенциалов определенного ядерного потенциала в качестве более достоверного. Однако к настоящему времени подобные эксперименты несовершенны и не обеспечивают точности, достаточной для определения поведения ядерных сил вне массовой оболочки.

Несмотря на то что ряд моделей ядерных потенциалов различной

природы (с твердой сердцевиной, мягкой сердцевиной, динамические и т. д.) достаточно корректно описывают данные по упругому  $N-N$ -рассеянию, существует большая неоднородность в расчетах энергии связи ядерной материи, которая в значительной степени обусловлена различием в тензорных силах при расчете вклада  ${}^3S_1-{}^3D_1$ -состояний. При этом практически все расчеты энергии связи ядерной материи, основывающиеся на разумных потенциалах, дают насыщение, т. е.  $E$  как функция плотности имеет минимум. Необходимо отметить, что ни один из известных в литературе потенциалов не удовлетворяет строгим условиям насыщения [26].

На практике проблема насыщения сводится к вопросу, имеет ли место насыщение при надлежащих значениях плотности и энергии связи. Принято считать, что насыщение в основном зависит от трех факторов — тензорных сил, обменного характера ядерных сил и отталкивающей сердцевины. Если  $E = E_2 + E_{\text{кор}}$  ( $E_2$  — энергия двухчастичных корреляций, а  $E_{\text{кор}}$  — сумма поправок, обусловленных трех- и четырехчастичными корреляциями, вкладом трехчастичных сил и релятивистских эффектов), то основная неоднозначность уравнения состояния обусловлена  $E_2$ , величина которой зависит от вида ядерного потенциала. При этом имеется неопределенность вклада высших потенциальных волн в энергию связи [26]. Для более корректного определения уравнения состояния необходимо знать точный химический состав вещества и удельную концентрацию различных частиц, что, в свою очередь, зависит от уравнения состояния.

Ряд известных уравнений состояния рассчитан с помощью фундаментальных методов теории ядерной материи Бракнера—Бете—Голдстоуна. Подобные методы позволяют вычислить энергию взаимодействия с точностью до 10%.

Основной величиной теории является матрица реакции  $G$ , удовлетворяющая интегральному уравнению:  $G = V - V \frac{Q}{e} G$ , где  $V$  — матричные элементы потенциала,  $Q$  — оператор Паули,  $e$  — энергетический знаменатель. В терминах  $G$ -матрицы энергия связи бесконечной ядерной материи есть:

$$E = \frac{3}{5} T_{\text{кин}} + \frac{4}{\pi} \frac{\hbar}{m} \sum_{\alpha, L} (2J + 1)(2T + 1) \int_0^{k_F} \left[ 1 - \frac{3}{2} \frac{k_0}{k_F} + \frac{1}{2} \left( \frac{k_0}{k_F} \right)^3 \right] G_{LL}^{\alpha}(K_{\text{ср}} | k_0) k_0^2 dk_0, \quad (8)$$

$k_0$  — относительный импульс,  $K_{\text{ср}}$  — средний импульс.

Приближение нейтронного газа значительно упрощает расчет  $E_2$ , так как необходимо учесть вклад только синглетно-четных и триплетно-нечетных состояний. При этом вкладом  ${}^3p$ -состояний и состояний с  $J \geq 3$  можно пренебречь, потому что в рассматриваемой области плотностей ( $10^{14} < \rho < 10^{15}$  г/см<sup>3</sup>) он весьма мал. Точность подобного приближения ограничена следующими факторами.

Во-первых, сходимость разложения Бракнера — Голдстоуна не исследована для случая, когда потенциальная энергия дырочных состояний не так велика, как в случае ядерной материи.

Во-вторых, для ядерной материи предположение о том, что потенциальная энергия состояний над сферой Ферми равна нулю, основано на изучении и учете вклада диаграмм, содержащих три дырочных линии, и является корректной аппроксимацией. В случае же ней-

тронного газа лучший выбор этой энергии еще не изучен, а предположение о ее равенстве нулю ограничивает расчеты областью плотностей  $N \sim 0,5 \text{ fm}^{-3}$ . Сходимость разложения Бракнера — Голдстоуна зависит от параметра

$$W = N \int |\Psi - \Phi_0|^2 d^3r,$$

который, как показали расчеты [26] и наши расчеты (см. табл. 1), для потенциалов с мягкой сердцевиной остается малой величиной при увеличении плотности. Поэтому с определенной степенью точности приближение нейтронного газа позволяет получить уравнение состояния для плотностей, превышающих ядерную.

Таблица 1

Значения параметра  $W = N \int x^2 d^3r$  ( $\chi$  — дефект волновой функции)

$k_F$	1,3			1,4			1,5		
$k_0/k_F$	0,25	0,5	0,75	0,25	0,5	0,75	0,25	0,5	0,75
$W$	0,111	0,133	0,489	0,113	0,139	0,650	0,118	0,141	0,735
$k_F$	1,6			1,7			1,8		
$W$	0,125	0,134	0,564	0,121	0,132	0,683	0,122	0,116	0,311

В данной работе приводится уравнение состояния, рассчитанное на основе метода базисного спектра [26] и потенциала Тамагаки (мягкая сердцевина) [13]. Энергия  $E = E_2$  нейтронного газа рассчитывалась с учетом вклада  $^1S_0$ - и  $^1D_2$ -состояний.

Для каждого значения импульса Ферми  $k_F$  и соответствующих ему семи значений относительного импульса  $k_0/k_F = 0,125; 0,25; 0,375; 0,5; 0,625; 0,75$  и  $0,875$  рассчитывалась  $G$ -матрица и затем самосогласованным расчетом параметра  $\Delta = -\frac{v m}{\hbar^2 k_F^2}$  [26] определялась энергия нейтронного газа, зависимость от плотности которой можно аппроксимировать формулой

$$E_{н.г.} = -16,23 + 20,17k_F - 0,26k_F^2 \text{ (МэВ)}.$$

Таблица 2

Энергия нейтронного газа (МэВ)

$k_F(\text{fm}^{-1})$	1,25	1,35	1,45	1,55	1,65	1,75	1,8	1,9	1,95
$E_2$	8,68	10,6	12,13	14,73	15,85	18,03	19,30	21,02	22,1
$V$	-10,7	-12,1	-14,02	-15,16	-18,02	-20,07	-21,03	-23,73	-25,24

Тогда уравнение состояния примет вид

$$\varepsilon = m_n c^2 N_n + E_{н.г.} N + \varepsilon_{лепт} + \varepsilon_{Бозе},$$

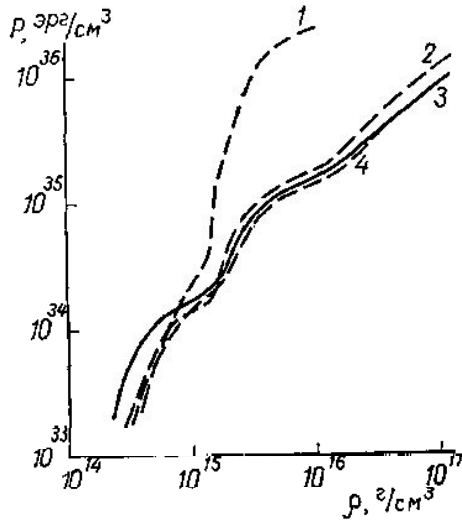


Рис. 1. Уравнения состояния, полученные на основе потенциалов с твердой сердцевиной: 1 — [11], 2 — [10], 3 — потенциала Гаммеля—Таллера [9], 4 — потенциала Бракнера — Гаммеля — Таллера [33]

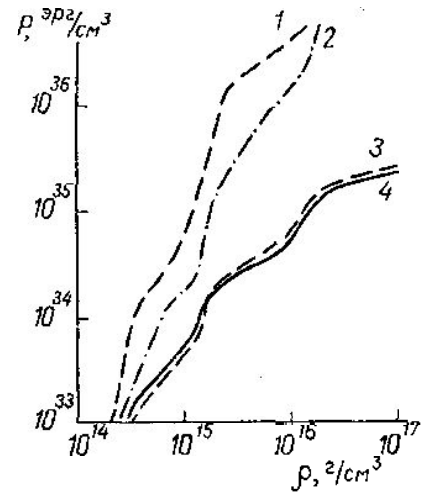


Рис. 2. Уравнения состояния, полученные на основе потенциалов с мягкой сердцевиной: 1 — [12], 2 — [14], 3 и 4 — [13]

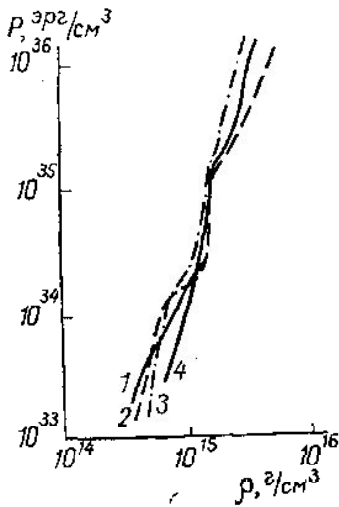


Рис. 3. Уравнения состояния, полученные на основе потенциалов мезонной теории: 1 — [29], 2 — UGI [28], 3 — BS [27], 4 — UGIII [28]

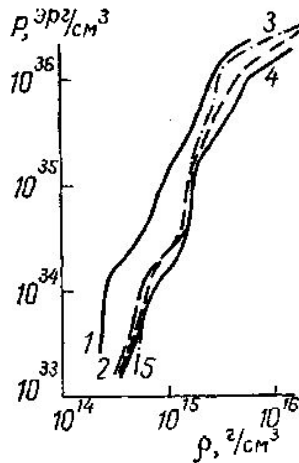


Рис. 4. Уравнения состояния, полученные на основе потенциалов, зависящих от скорости 1 — [16], 2 — [15] и релятивистских потенциалов 3 — [31], 4 — [32] и 5 — [30]

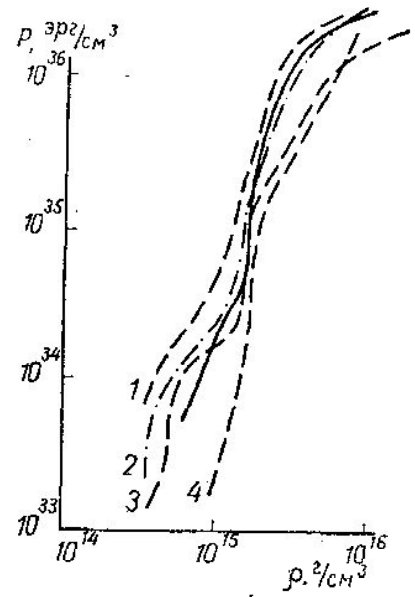


Рис. 5. Уравнения состояния, полученные на основе сепарабельных потенциалов: 1 — [18], 2 — MI [19], 3 — MII [19], 4 — [17], 5 — [20]

$$P = N \frac{d\varepsilon}{dN} - \varepsilon,$$

где  $N$  — плотность числа частиц в системе.

В случае ядерной материи необходимо учитывать вклад всех парциальных состояний в энергию связи, которую можно брать в виде  $E = E_2 + E_{\text{сим}} + E_{\text{кор}}$ .

Зависимость  $E_{\text{кор}}$  от плотности можно представить в виде

$$E_{\text{кор}} = -8,57 + 10,87k_F - 5,71k_F^2 \text{ (МэВ)},$$

а  $E_{\text{сим}}$  в виде [26]

$$E_{\text{сим}} = 32 \left( \frac{N_n - N_p}{N} \right)^2 (k_F | k_{F_0})^2 + 1,55 \left( \frac{N_n - N_p}{N} \right)^4 \text{ (МэВ)}.$$

Анализ расчетов энергии двухчастичных корреляций ядерной материи  $E_2$ , произведенных для различных моделей ядерного потенциала, позволяет получить ряд уравнений состояния, приведенных на рис. 1—5.

Полученные уравнения состояния определяются формулой (5), где  $E_2$  имеет соответственно следующий вид.

Потенциалы с твердой сердцевиной (в квадратных скобках приведена ссылка, указывающая потенциал, на основе которого рассчитана  $E_2$ ):

$$E_2^1 = -5,261 + 20,246k_F - 34,487k_F^2 + 13,143k_F^3 \text{ [11]},$$

$$E_2^2 = 93,43 - 199,624r_0 + 92,626r_0^2 \text{ [9]},$$

$$E_2^3 = 121,187 - 203,028r_0 + 79,649r_0^2 \text{ [10]},$$

$$E_2^4 = 123,837 - 275,978r_0 + 135,097r_0^2 \text{ [33]}.$$

Потенциалы с мягкой сердцевиной:

$$E_2^5 = 36,287 - 83,328r_0 + 36,8r_0^2 \text{ (Т I)},$$

и

$$E_2^6 = 37,553 - 100,075r_0 + 48,728r_0^2 \text{ (Т II) [13]},$$

$$r_0 = 1,52 | k_F,$$

$$E_2^7 = -65,67 + 167,237k_F - 154,851k_F^2 + 45,626k_F^3 \text{ [12]},$$

$$E_2^8 = 33,982 - 63,415k_F + 22,337k_F^2 \text{ [14]}.$$

Потенциалы, зависящие от скорости:

$$E_2^9 = -10,523 + 32,039k_F - 46,25k_F^2 + 14,404k_F^3 \text{ [15]},$$

$$E_2^{10} = 201,836 - 317,4k_F + 117,434k_F^2 \text{ [16]}.$$

И релятивистские потенциалы:

$$E_2^{22} = 92,436 - 132,792k_F + 40,303k_F^2 \text{ [31]},$$

$$E_2^{23} = 50,749 - 83,2k_F + 27,414k_F^2 \text{ [30]},$$

$$E_2^{24} = \frac{22,071 - 53,416k_F + 34,534k_F^2 - 6,474k_F^3}{1 - 0,554k_F} \text{ [32]}.$$

Сепарабельные потенциалы:

$$E_2^{11} = 18,071 - 20,605k_F - 9,29k_F^2 + 4,814k_F^3 [17],$$

$$E_2^{12} = 0,772 + 23,542k_F - 54,287k_F^2 + 19,796k_F^3 \text{ (M I) } [19],$$

$$E_2^{13} = 83,82 - 130,267k_F + 39,321k_F^2 \text{ (M II) } [19],$$

$$E_2^{14} = -15,9 + 68,582k_F - 93,74k_F^2 + 32,171k_F^3 [18],$$

$$E_2^{15} = 42,474 - 54,615k_F + 2,179k_F^2 + 5,559k_F^3 \text{ (H I) } [21],$$

$$E_2^{16} = 1,566 + 17,633k_F - 39,6k_F^2 + 12,262k_F^3 \text{ (H II) } [21],$$

$$E_2^{17} = -21,341 + 70,597k_F - 82,467k_F^2 + 24,675k_F^3 [20].$$

Потенциалы мезонной теории:

$$E_2^{18} = 55,161 - 86,513k_F + 28,188k_F^2 [29],$$

$$E_2^{19} = -6,501 + 48,023k_F - 69,51k_F^2 + 21,82k_F^3 [27],$$

$$E_2^{20} = 100,946 - 149,737k_F + 51,268k_F^2 - 2,35k_F^3 \text{ (UG I) } [28],$$

$$E_2^{21} = \frac{47,551 - 96,362k_F + 58,537k_F^2 - 15,75k_F^3 + 2,083k_F^4}{1 - 0,328k_F - 0,0408k_F^2} \text{ (UG III) } [28].$$

Уравнения состояния разбиты на шесть групп: уравнения состояния, полученные на основе потенциалов: с твердой и мягкой сердцевиной, зависящих от скорости, сепарабельных, мезонной теории и релятивистских. Различия уравнений состояния как в группах, так и между группами существенны. Наиболее «жестким» является уравнение состояния, полученное на основе потенциала Рейда, а самым «мягким», полученное на основе потенциала Тамагаки (оба потенциала с мягкой сердцевиной). В дальнейшем на основе полученных уравнений состояния исследуется вид кривой равновесных конфигураций. Параметры рассчитанных конфигураций будут приведены в дальнейших публикациях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Baym G., Bethe H. A., Pethick C. J. «Nucl. Phys.», **A175**, 225, 1971.
2. Baym G., Pethick C., Sutherland P. «Apl. J.», **170**, 299, 1971.
3. Rovenhall D. G., Bennett C. D., Pethick C. J. «Phys. Rev., Lett.», **28**, 978, 1972.
4. Negele J. W., Vautherin D. «Nucl. Phys.», **A207**, 298, 1973.
5. Yang C. H., Clark J. W. «Nucl. Phys.», **A174**, 49, 1971.
6. Takatsuka T. Progr. «Theor. Phys.», **47**, 1062, 1972.
7. Chao N. C., Clark J. W., Yang C. H. «Nucl. Phys.», **A179**, 320, 1972.
8. Sawyer R. F., Scalapino D. S. «Phys. Rev.», **D7**, 953, 1579, 1973.
9. Gammel J. L., Thaler R. M. «Phys. Rev.», **107**, 291, 1957.
10. Lassila K. E., Hull M. H. et al. «Phys. Rev.», **126**, 881, 1962.
11. Hamada T., Johnston I. D. «Nucl. Phys.», **34**, 382, 1962.
12. Reid R. V. «Ann. Phys.», **50**, 411, 1968.
13. Tamagaki R. «Progr. Theor. Phys.», **39**, 91, 1968.
14. Bressel C. N., Kerman A. K., Rouben B. «Nucl. Phys.», **A124**, 624, 1969.
15. Appel K. «Z. Physik», **219**, 447, 1969.
16. Kiang D., Preston M. A., Yip P. «Phys. Rev.», **170**, 907, 1968.
17. Tabakin F. «Ann. Phys.», **30**, 51, 1964; Phys. Rev., **177**, 1443, 1969.
18. Hamman T. F. Q Ho-Kim. «Nuovo Cim.», **64B**, 356, 367, 1969.



19. Mongan T. R. «Phys. Rev.», 175, 1260, 1968; 178, 1597, 1969.
20. Puff R. D. «Ann. Phys.», 13, 317, 1961.
21. Hodgson R. J., Can «J. Phys.», 47, 499, 1969.
22. Chiang C., Gleiser R. «Phys. Rev.», Д1, 2184, 1970.
23. Cottingham N. N., Lacombe M. et al. «Phys. Rev.», D8, 800, 1973.
24. Riska D. O., Brown G. E. «Nucl. Phys.», A153, 8, 1970.
25. CERN Courier, 13, 211, 1973.
26. Bethe H. A. «Ann. Rev. Nucl. Sci.», 21, 93, 1971.
27. Bryan R., Scott B. «Phys. Rev.», 177, 1435, 1969.
28. Ueda T., Green A. E. S. «Phys. Rev.», 174, 1304, 1968.
29. Erkelenz K., Holinde K., Bleuler K. «Nucl. Phys.», A161, 155, 1971.
30. Holinde K., Erkelenz K., Alzetta R. «Nucl. Phys.», A198, 598, 1972.
31. Schierholz G. «Nucl. Phys.», B40, 335, 1972.
32. Gersten A., Thompson R. «Phys. Rev.», D3, 2076, 1971.
33. Brueckner K. A., Masterson K. S. «Phys. Rev.», 128, 2267, 1962.

Поступила в редакцию  
19.12 1973 г.

Кафедра  
теоретической физики