УДК 539.171.11

А.И. Серый

К ВОПРОСУ О ЯДЕРНОМ ПСЕВДОМАГНЕТИЗМЕ В НУКЛОННОЙ СРЕДЕ С ОДНОПИОННЫМ ОБМЕНОМ

В рамках статистической термодинамики показано, что для нейтронно-протонного газа с однопионным обменом при концентрациях нуклонов $n_i > 4\cdot10^{37}$ см$^{-3}$ благодаря ядерному псевдомагнитному полю без учета β-равновесия возможна полная спонтанная ферромагнитная поляризация. Малая степень поляризации возможна уже при $n_p \sim 10^{33}$ см$^{-3}$, если $n_n \sim 10^{37}$–10^{38} см$^{-3}$. Получены выражения для ядерного псевдомагнитного поля при малых степенях поляризации. Результаты могут быть применены к жидким ядрам нейтронных звезд и к процессам, связанным со взрывами сверхновых II типа.

Ферромагнетизм нуклонной среды – одна из актуальных проблем современной астрофизики. Примерно за 40 лет в рамках различных моделей ядерного взаимодействия получены самые разные результаты, нередко взаимоисключающие. В [4, с. 34] взаимодействие рассматривалось в виде ядерного псевдомагнитного поля, линейного как по степени спиновой поляризации нуклонов, так и по концентрации [1, с. 54], причем амплитуды рассеяния аппроксимировались их длинами. В настоящей работе схема исследования аналогична, однако использован потенциал однопионного обмена (ОПО), хорошо описывающий межнуклонное взаимодействие на расстоянии $r \geq 2$ фм [5, с. 55]. Идея работы предложена В.В. Тихомировым.

Расстояниям $r \geq 2$ фм соответствуют концентрации $n \approx 1/r^3 \leq 1.25\cdot10^{38}$ см$^{-3}$ и плотности $\rho \leq 2{,}09\cdot10^{14}$ г/см^3, что может реализоваться в жидких ядрах нейтронных звезд ближе к внутренней коре, а для нейтронных звезд с массами, близкими к 0,1 солнечной, такие плотности достигаются только в центре, и они меньше ядерных [2, с. 281]. Запишем общее выражение для потенциала ОПО [5, с. 56] (экспериментально известно, что $f^2/4\pi \approx 0{,}08$; $\lambda_\pi = \hbar/(m_\pi c)$ – комптоновская длина волны пиона):

$$V_\pi(\mathbf{r}) = \frac{f^2}{12\pi}\left[\frac{\hbar c}{r}\exp(-r/\lambda_\pi) - 4\pi\hbar c\lambda_\pi^2\delta(\mathbf{r})\right](\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{\sigma}_2)(\boldsymbol{\tau}_1\cdot\boldsymbol{\tau}_2) +$$
$$+ \frac{f^2}{12\pi}(1 + 3\lambda_\pi/r + 3(\lambda_\pi/r)^2)\frac{\hbar c}{r}\exp(-r/\lambda_\pi)S_{12}(\mathbf{n})(\boldsymbol{\tau}_1\cdot\boldsymbol{\tau}_2), \quad (1)$$

где $\mathbf{n}$ – единичный вектор в направлении, соединяющем оба нуклона, $\boldsymbol{\sigma}_k$, $\boldsymbol{\tau}_k$ – спиновые и изоспиновые матрицы Паули нуклонов, **S**, T – полный спин и изоспин системы 2 нуклонов, m_π – масса пиона, причем

$$S_{12}(\mathbf{n}) = 3(\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\mathbf{n})(\boldsymbol{\sigma}_2\cdot\mathbf{n}) - \boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{\sigma}_2 = 6(\mathbf{n}\cdot\mathbf{S})^2 - 2\mathbf{S}^2,\ (\boldsymbol{\tau}_1\cdot\boldsymbol{\tau}_2) = 2T(T+1) -$$
$$-3,\ (\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{\sigma}_2)(\boldsymbol{\tau}_1\cdot\boldsymbol{\tau}_2) = 4[S(S+1) - 3/2][T(T+1) - 3/2]. \quad (2)$$

Пространственное усреднение (1) и (2) представлено в таблицах 1 и 2 (смысл F_{4j} и F_{5j} см. после таблиц). В дальнейшем не будем учитывать вклад $V_\pi(\mathbf{r})$ для случаев $S = 0$, $T = 0$ и $S = 1$, $T = 1$. Это приближение обусловлено тем, что вплоть до энергий $E = 10$ МэВ np-рассеяние изотропно (т. е. $L = 0$), а при E до $E_0 = 100$ МэВ s-рассеяние все равно наиболее существенно [3, с. 61], что из соотношения $E_0 = (3\pi^2\hbar^2 n)^{2/3}/(2m)$ дает

$n = 3{,}58\cdot10^{38}$ см$^{-3}$ и $\rho \approx 5{,}97\cdot10^{14}$ г/см^3, а в дейтроне есть также примесь волны с L = 2, т. е. нечетные L не задействованы. Для жидких ядер нейтронных звезд концентрации нейтронов и протонов не выходят за рамки этого значения.

Таблица 1 – Пространственное усреднение (1) и (2) для различных S, T в случае нуклона сорта i, взаимодействующего с неполяризованными нуклонами сорта j

Случаи	L	$(\boldsymbol{\tau}_1\cdot\boldsymbol{\tau}_2)$	$(\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{\sigma}_2)(\boldsymbol{\tau}_1\cdot\boldsymbol{\tau}_2)$	$\langle S_{12}(\mathbf{n})\rangle$	$\langle V_\pi(\mathbf{r})\rangle$ без спиновой поляризации нуклонов сорта j
S = 0, T = 0	нечет.	– 3	9	0	$3F_{5j}(0)$
S = 1, T = 0	чет.; $L \neq 0$ для тожд. нукл.	– 3	– 3	– 2	$-F_{5j}(0) + 2F_{4j}(0)$
S = 0, T = 1	чет.	1	– 3	0	$-F_{5j}(0)$
S = 1, T = 1	нечет	1	1	– 2	$F_{5j}(0)/3 - 2F_{4j}(0)/3$

Таблица 2 – Пространственное усреднение (1) для различных S, T в случае нуклона сорта i, взаимодействующего с поляризованными нуклонами сорта j

n_i, n_j	$W^{S=0}_{T=1}(n_i, n_j)$	$W^{S=1}_{T=0}(n_i, n_j)$
а) ↑↑; б) ↓↑	а) ---; б) $-F_{5j}(p_{0j})$	$-F_{5j}(p_{0j}) + 2F_{4j}(p_{0j})$
а) ↑↓; б) ↓↓	а) $-F_{5j}(-p_{0j})$; б) ---	$-F_{5j}(-p_{0j}) + 2F_{4j}(-p_{0j})$

Запишем общие выражения для химического потенциала нуклонов сорта «i» со спином «вверх» и «вниз» соответственно (с учетом того, что при противоположно направленных спинах реализуется суперпозиция состояний $W^{S=1}_{T=0}$ и $W^{S=0}_{T=1}$):

$$\varepsilon_{iF}\uparrow = m_ic^2 + p_{iF}^2/2m_i + W_{i\uparrow i\downarrow} + W_{i\uparrow j\uparrow} + W_{i\uparrow j\downarrow} = m_ic^2 + p_{iF}^2/2m_i +$$
$$+ W^{S=0}_{T=1}(n_i\uparrow, n_i\downarrow) + W^{S=1}_{T=0}(n_i\uparrow, n_j\uparrow) + (W^{S=1}_{T=0}(n_i\uparrow, n_j\downarrow) + W^{S=0}_{T=1}(n_i\uparrow, n_j\downarrow))/2, \quad (3а)$$

$$\varepsilon_{iF}\downarrow = m_ic^2 + p_{iF}^2/2m_i + W_{i\downarrow i\uparrow} + W_{i\downarrow j\downarrow} + W_{i\downarrow j\uparrow} = m_ic^2 + p_{iF}^2/2m_i +$$
$$+ W^{S=0}_{T=1}(n_i\downarrow, n_i\uparrow) + W^{S=1}_{T=0}(n_i\downarrow, n_j\downarrow) + (W^{S=1}_{T=0}(n_i\downarrow, n_j\uparrow) + W^{S=0}_{T=1}(n_i\downarrow, n_j\uparrow))/2. \quad (3б)$$

Введем обозначения ($g = \dfrac{f^2}{4\pi}$):

$$F_1(n_i) = (6\pi^2\hbar^3 n_i)^{2/3}(2m_i)^{-1} + g[\exp(-F_{6i}(1))\hbar c n_i^{1/3} - 4\pi\lambda_\pi^2\hbar c n_i], \quad (4а)$$

$$F_2(n_j) = g\exp(-F_{6i}(1))\hbar c n_j^{1/3}(1 + 3\lambda_\pi n_j^{1/3} + 3\lambda_\pi^2 n_j^{2/3}), \quad (4б)$$

$$F_3(n_j) = 4 + F_{6j}(0) + 9\lambda_\pi(\frac{n_j}{2})^{\frac{1}{3}} + 9\lambda_\pi^2(\frac{n_j}{2})^{\frac{2}{3}}, \tag{4в}$$

$$F_{4j}(p_{0j}) = g\exp(-F_{6j}(p_{0j}))\hbar c(\frac{n_j}{2})^{\frac{1}{3}}(1 + p_{0j})^{1/3}(1 + 3/F_{6j}(p_{0j}) + 3/F_{6j}^2(p_{0j})), \tag{4г}$$

$$F_{5i}(p_{0i}) = g[\exp(-F_{6i}(p_{0i}))\hbar c(\frac{n_i}{2})^{\frac{1}{3}}(1 + p_{0i})^{1/3} - 2\pi\lambda_\pi^2\hbar c n_i(1 + p_{0i})], \tag{4д}$$

$$F_{6i}(p_{0i}) = (\lambda_\pi(\frac{n_i}{2})^{\frac{1}{3}}(1 + p_{0i})^{1/3})^{-1}, \tag{4е}$$

$$X_i(p_{0i}, p_{0j}) = m_i c^2 + (3\pi^2\hbar^3 n_i(1 + p_{0i}))^{2/3}(2m_i)^{-1} - F_{5i}(-p_{0i}) - F_{5j}(p_{0j}) + \\ +2F_{4j}(p_{0j}) - F_{5j}(-p_{0j}) + F_{4j}(-p_{0j}). \tag{4ж}$$

В качестве примера рассмотрим протоны со спином «вверх». Из таблицы 2 и формул (3а), (4г) – (4е) получаем, соответственно, при отсутствии и наличии поляризации (притом обоюдной):

$$\varepsilon_{pF}\uparrow(p_{0p} = 0, p_{0n} = 0) = X_p(0, 0), \varepsilon_{pF}\uparrow(p_{0p} \neq 0, p_{0n} \neq 0) = X_p(p_{0p}, p_{0n}). \tag{5а}$$

Найдем соответствующую разность, считая степени поляризации малыми:

$$X_p(p_{0p}, p_{0n}) - X_p(0, 0) \approx p_{0p}(3\pi^2\hbar^3 n_p)^{2/3}/(3m_p) + \\ + g[\exp(-F_{6p}(0))\hbar c(\frac{n_p}{2})^{\frac{1}{3}}(p_{0p}/3)(1 + F_{6p}(0)) - 2\pi\lambda_\pi^2\hbar c n_p p_{0p} + \\ + (p_{0n}/3)F_3(n_n)\exp(-F_{6n}(0))\hbar c(\frac{n_n}{2})^{\frac{1}{3}}]. \tag{5б}$$

Для протонов со спином «вниз», у которых $\varepsilon_{pF}\downarrow(p_{0p} \neq 0, p_{0n} \neq 0) = X_p(-p_{0p}, -p_{0n})$, а также для нейтронов (оба случая) рассуждения аналогичны. Видно, что усредненную энергию межнуклонного взаимодействия при больших степенях поляризации нельзя разделить на составляющие, зависящие и не зависящие от поляризации, поэтому и ядерное псевдомагнитное поле (как это было показано и в [6, с. 66]) зависит от степени поляризации нелинейным образом. Но при малых степенях можно сделать вышеуказанное разделение, формально записав энергию нуклона, как и, например, в [4, с. 34]. Для энергетической выгодности поляризации требуется, чтобы было одновременно

$$\varepsilon_{iF}\uparrow(p_{0p} \neq 0, p_{0n} \neq 0) - \varepsilon_{iF}\uparrow(p_{0p}, p_{0n} = 0) < 0, \varepsilon_{iF}\downarrow(p_{0p}, p_{0n} \neq 0) - \\ - \varepsilon_{iF}\downarrow(p_{0p}, p_{0n} = 0) < 0. \tag{6}$$

Так как, например, при $p_{0p} > 0$ всегда

$$\exp(-F_{6p}(0))\hbar c\left(\frac{n_p}{2}\right)^{\frac{1}{3}}(p_{0p}/3)(1+F_{6p}(0)) - 2\pi\lambda_\pi^2\hbar c n_p p_{0p} < 0,$$

(7а)

то даже полагая в (5б) $n_n = 0$ (чисто протонное вещество) и пренебрегая экспоненциальным слагаемым, с вышеуказанным требованием получаем:

$$n_p^{1/3} > (2(3\pi^2\hbar^3)^{2/3}/3)(m_\pi/m_p)(1/\lambda_\pi f^2) \Rightarrow n_p > 2{,}45\cdot 10^{38}\ \text{см}^{-3}. \quad (7б)$$

То есть самополяризация односортного ферми-газа вряд ли возможна, как и в случае контактного взаимодействия [4, с. 35]. Если в (5б) $n_n \neq 0$, то из (5б), (6) и (7б) видно, что поляризация возможна только при $p_{0n} < 0$, т. е. если преимущественная ориентация спинов нейтронов противоположна протонной (только в этом случае можно добиться отрицательных значений для (5б)). Как и в случае контактного взаимодействия [4, с. 35], поляризация оказывается (с учетом знаков магнитных моментов) антиферроспиновой (ферромагнитной) (обсуждение этих терминов см. в [4, с. 35]).

Далее рассуждаем аналогично [4, с. 34–36]. Рассмотрим флуктуации ядерного псевдомагнитного поля $\mathbf{B}_{эф}$, связанные с флуктуациями векторов поляризации собственных магнитных моментов $\mathbf{q}_{0p,n}$ и векторов спиновой поляризации $\mathbf{p}_{0p,n}$. Направим ось z (орт $\mathbf{k}$) по $\delta\mathbf{p}_{0p}$ и $\delta\mathbf{q}_{0p}$; $\uparrow$, $\downarrow$ означает направленность спинов либо $\boldsymbol{\mu}_i$ по и против $\mathbf{k}$. Пусть по $\mathbf{k}$ направленность преимущественная. Учитывая $\text{sign}(\boldsymbol{\sigma}_i\cdot\boldsymbol{\mu}_i)$, имеем для энергии нуклона (без m_ic^2 и энергии ядерного взаимодействия, не зависящей от $p_{0p,n}$; $i, j = p, n$; $\gamma_I = \mu_i/\mu_Я$, $\mu_Я$ – ядерный магнетон, $\delta\mathbf{B}_{эф}^{(i)}$ – вариация ядерного псевдомагнитного поля, действующего на нуклон сорта «i» со стороны поляризованных нуклонов обоих сортов):

$$\varepsilon_i = p_i^2/2m_i,\ \varepsilon_i^/ = p_i^{/2}/2m_i - |\gamma_i|\mu_Я\boldsymbol{\sigma}_i\cdot\delta\mathbf{B}_{эф}^{(i)}\text{sign}(T_{3i}). \quad (8)$$

Для энергии Ферми без учета вышеуказанных составляющих получаем:

$$\varepsilon_{iF} = p_{iF}^2\!\uparrow\!/2m_i = p_{iF}^2\!\downarrow\!/2m_i,\ \varepsilon_{iF}^/ = p_{iF}^{/2}\!\uparrow\!/2m_i - \mu_Я|\gamma_i||\delta\mathbf{B}_{эф}^{(i)}| =$$
$$= p_{iF}^{/2}\!\downarrow\!/2m_i + \mu_Я|\gamma_i||\delta\mathbf{B}_{эф}^{(i)}|, \quad (9)$$

$$p_{iF}^2\!\uparrow = (3\pi^2\hbar^3 n_i)^{2/3};\ p^/_{iF}{}^2\!\uparrow = (6\pi^2\hbar^3(n_i/2+\delta n_i))^{2/3},\ \delta n_i > 0 \quad (10)$$

где вариацию ядерного псевдомагнитного поля можно выразить исходя из (5б), (8):

$$\delta\mathbf{B}_{эф}^{(i)} = \delta\mathbf{B}_{эф}^{(ii)} + \delta\mathbf{B}_{эф}^{(ij)}, \quad (11)$$

$$\delta\mathbf{B}_{эф}^{(ii)} = g(|\gamma_i|\mu_Я)^{-1}(2\pi\hbar c\lambda_\pi^2 n_i - \exp(-F_{6i}(0))(1+F_{6i}(0))\left(\frac{n_i}{2}\right)^{\frac{1}{3}}\hbar c/3)\delta\mathbf{q}_{0i}, \quad (11а)$$

$$\delta\mathbf{B}_{эф}^{(ij)} = g(|\gamma_i|\mu_Я)^{-1}\exp(-F_{6j}(0))F_3(n_j)\left(\frac{n_j}{2}\right)^{\frac{1}{3}}(\hbar c/3)\delta\mathbf{q}_{0j}. \quad (11б)$$

Выражение в скобках (11а) всегда положительно. Отметим, что $\mathbf{q}_{0p} = \mathbf{p}_{0p}$, $\mathbf{q}_{0n} = -\mathbf{p}_{0n}$. Для энергетической выгодности поляризации в приближении β-стабильных нейтронов из (8) – (11б) следует необходимость одновременного выполнения условий:

$\delta\mathbf{p}_{0p}\cdot\delta\mathbf{B}_{эф}^{(p)} > 0,\ \delta\mathbf{p}_{0n}\cdot\delta\mathbf{B}_{эф}^{(n)} < 0.$ (12)

Из (12) следуют два возможных типа поляризации вдоль $\mathbf{k}$. В первом случае по $\mathbf{k}$ направлены векторы $\delta\mathbf{p}_{0p}$, $\delta\mathbf{q}_{0p}$, $\delta\mathbf{B}_{эф}^{(p)}$, $\delta\mathbf{p}_{0n}$, а против $\mathbf{k}$ – $\delta\mathbf{q}_{0n}$, $\delta\mathbf{B}_{эф}^{(n)}$. Это спиновая (антиферромагнитная) поляризация, т. к. $\delta\mathbf{p}_{0p} \uparrow\uparrow \delta\mathbf{p}_{0n}$. Во втором случае по $\mathbf{k}$ направлены векторы $\delta\mathbf{p}_{0p}$, $\delta\mathbf{q}_{0p}$, $\delta\mathbf{B}_{эф}^{(p)}$, $\delta\mathbf{q}_{0n}$, $\delta\mathbf{B}_{эф}^{(n)}$, а против $\mathbf{k}$ – вектор $\delta\mathbf{p}_{0n}$. Это поляризация собственных магнитных моментов (ферромагнитная), т. к. $\delta\mathbf{q}_{0p} \uparrow\uparrow \delta\mathbf{q}_{0n}$. Выше было сказано, что возможен только второй случай. В [4, с. 36] было получено общее условие термодинамического равновесия при флуктуациях ядерного псевдомагнитного поля

$$2\delta n_i = n_i\delta q_{0i} = 3^{1/3}m_i|\gamma_i|\mu_я n_i|\delta\mathbf{B}_{эф}^{(i)}|/(\pi^2\hbar^3 n_i)^{2/3}. \qquad (13)$$

Вводя обозначение

$$G_{ij} = ((3\pi^2\hbar^3 n_i)^{2/3}/m_i + 3g(\exp(-F_{6i}(0))\hbar c\left(\frac{n_i}{2}\right)^{\frac{1}{3}}(1 + F_{6i}(0))/3 -$$
$$- 2\pi\lambda_\pi^2\hbar c n_i))/(gF_3(n_j)), \qquad (19а)$$

на основе (11а), (11б), (13) можно получить связь между δp_{0p} и δp_{0n} (или δq_{0p} и δq_{0n}):

$$G_{ij} = \delta q_{0j}/\delta q_{0i} \Rightarrow \delta q_{0n}/\delta q_{0p} = G_{np} = 1/G_{pn}. \qquad (19б)$$

Кроме того, следует учесть условие β-равновесия (электроны считаем неполяризованными):

$$\chi_n = \chi_p + \chi_e,\ \chi_e = (m_e^2c^4 + (3\pi^2\hbar^3 n_p)^{2/3}c^2)^{1/2}, \qquad (20)$$

При малых поляризациях приближенно возьмем химические потенциалы неполяризованных протонов и нейтронов (обозначения см. выше):

$$\chi_p = X_p(0, 0),\ \chi_n = X_n(0, 0). \qquad (21)$$

На рисунке 1 область возможной поляризации расположена правее кривой I, причем кривая II β-равновесия попадает в эту область. Кривые I и II пересекаются в точках с $n_p \approx 8{,}73\cdot10^{33}$ см$^{-3}$, $n_n \approx 2{,}83\cdot10^{37}$ см$^{-3}$ и $n_p \approx 9{,}77\cdot10^{33}$ см$^{-3}$, $n_n \approx 1{,}52\cdot10^{38}$ см$^{-3}$. Это позволяет надеяться на возможность реализации в жидких ядрах нейтронных звезд с массой ~ 0,1 солнечной термодинамически выгодных β-равновесных слабых поляризаций.

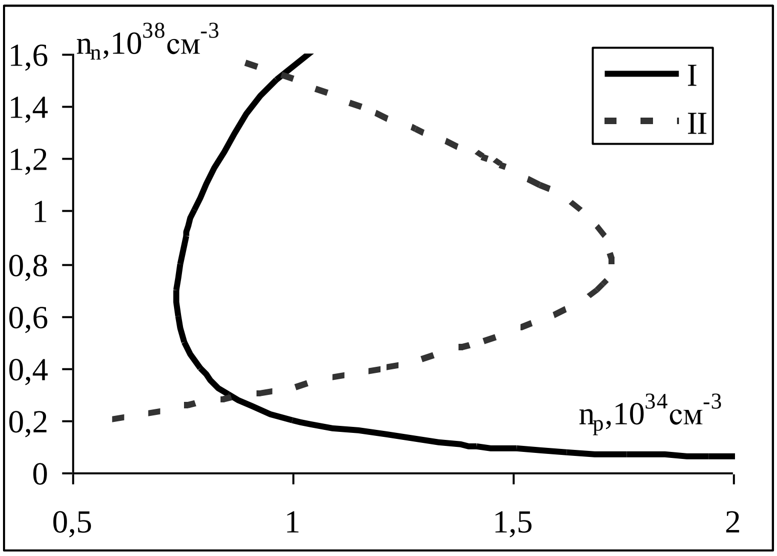

Рисунок 1 – Возможность обоюдной слабой поляризации.
I. Решение (19а), (19б). II. Уравнение β-равновесия

При полной поляризации вышеуказанного типа из (9) формально получается, что $p_{iF}^{/2}\downarrow/2m_i \le 0$, и тогда условие $\varepsilon_{iF}^{/} \le \mu_я|\gamma_i||\delta \mathbf{B}_{эф}^{(i)}|$ распишется следующим образом:

$$F_1(n_p) \le F_2(n_n),\ F_1(n_n) \le F_2(n_p) \tag{22}$$

(обозначения см. выше). В уравнении β-равновесия (20) остается в силе, но (21) заменяется на

$$\chi_i = m_i c^2 + (6\pi^2\hbar^3 n_i)^{2/3}(2m_i)^{-1} + (6\pi^2\hbar^3 n_j)^{2/3}(2m_j)^{-1} - F_1(n_i) + F_2(n_j), \tag{23}$$

Для частично поляризованных состояний (20) остается в силе, но вместо (22) и (23) запишем соответственно:

$$X_p(p_{0p}, p_{0n}) = X_p(-p_{0p}, -p_{0n}),\ X_n(-p_{0n}, -p_{0p}) = X_n(p_{0n}, p_{0p}), \tag{24}$$

$$\chi_p = X_p(p_{0p}, p_{0n}),\ \chi_n = X_n(-p_{0n}, -p_{0p}). \tag{25}$$

Результаты для полной поляризации представлены на рисунке 2. Точка пересечения двух кривых соответствует $n_p \approx n_n \approx 4\cdot 10^{37}$ см$^{-3}$. Искомая область обоюдной полной поляризации обозначена знаком «+». Уравнение β-равновесия не отображено, т. к. оно соответствует гораздо меньшим n_p и почти вплотную прилегает к оси n_n. Таким образом, β-равновесия при полной поляризации достичь не удается. В таблице 1 отображены решения уравнений β-равновесия для полной поляризации и отсутствия поляризации.

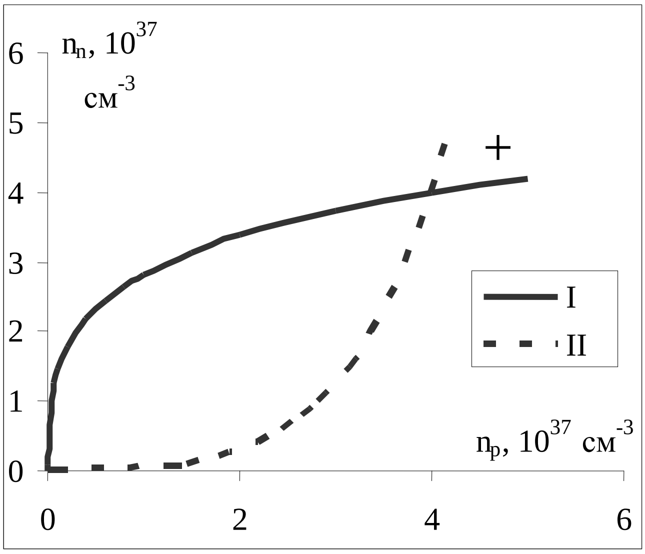

Рисунок 2 – Условия термодинамической выгодности обоюдной полной поляризации $p_{0p} = -p_{0n} = 1$. I. $F_1(n_p) = F_2(n_n)$. II. $F_1(n_n) = F_2(n_p)$. «+» – искомая область

Таблица 1 – Решения уравнений β-равновесия для полной поляризации (I) и отсутствия поляризации (II)

n_n, 10^{37} см$^{-3}$	0,1	0,5	1	8	10	12,5
n_p, 10^{33} см$^{-3}$ (I)	0,27	2,57	6,80	52,47	51,75	45,11
n_p, 10^{33} см$^{-3}$ (II)	0,12	0,94	2,43	17,25	16,53	13,79

Видно, что по порядку величины n_p не меняется, однако условия термодинамического равновесия для обоих предельных случаев различаются гораздо существеннее.

Полученные результаты требуют дальнейших исследований и могут представлять интерес при изучении жидких ядер нейтронных звезд, при рассмотрении процессов, так или иначе связанных со взрывами сверхновых звезд II типа, а также для «классической» ядерной модели ферми-газа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барышевский, В.Г. Ядерная оптика поляризованных сред / В.Г. Барышевский. – М. : Энергоатомиздат, 1995. – 320 с.

2. Физическая энциклопедия / гл. ред. А.М. Прохоров ; ред. колл. Д.М. Алексеев [и др.]. – М. : Большая Российская энцикл. – Т. 3. : Магнитоплазменный – Пойнтинга теорема. – 1992. – 672 с., ил.

3. Ситенко, А.Г.Лекции по теории ядра / А.Г. Ситенко, В.К. Тартаковский – М. : Атомиздат, 1972. – 351 с.

4. Серый, А.И. Об эффектах ядерного псевдомагнетизма в вырожденной нуклонной среде / А.И. Серый // Весн. Брэсцкага ун-та. Сер. прыродазн. навук. – 2006. – № 2(26). – С. 33–43.

5. Эриксон, Т. Пионы и ядра / Т. Эриксон, В. Вайзе / под ред. И.С. Шапиро ; пер. с англ. – М. : Наука, 1991. – 512 с.

6. Серый, А.И. К вопросу о зависимости амплитуд нуклон-нуклонного рассеяния от температуры / А.И. Серый // Весн. Брэсцкага ун-та. Сер. прыродазн. навук. – 2008. – № 1(30). – С. 55–67.

A.I. Sery. On Nuclear Pseudomagnetism in a Nucleon Medium with One-Pion Exchange

In the framework of statistical thermodynamics the total spontaneous ferromagnetic polarization is shown to be possible due to nuclear pseudomagnetic field for neutron-proton gas with one-pion exchange at nucleon concentrations of $n_i > 4 \cdot 10^{37}$ см$^{-3}$ ignoring β-equilibrium. Small degree of polarization is already possible at $n_p \sim 10^{33}$ cm^{-3}, if $n_n \sim 10^{37}$-10^{38} cm^{-3}. Expressions for nuclear pseudomagnetic field at small degrees of polarization have been obtained. The results can be applied to liquid cores of neutron stars and to the processes relevant to type II supernovae explosions.