

УДК 539.171.11

*А.И. Серый*

## ОБ ЭФФЕКТАХ ЯДЕРНОГО ПСЕВДОМАГНЕТИЗМА В ВЫРОЖДЕННОЙ НУКЛОННОЙ СРЕДЕ

В рамках статистической термодинамики показано, что для нейтронно-протонного газа с концентрациями нуклонов  $n_i \sim 10^{35} \text{ см}^{-3}$  благодаря ядерному псевдомагнитному полю без учёта  $\beta$ -равновесия возможна полная спонтанная ферромагнитная поляризация. Уравнение  $\beta$ -равновесия с ядерным межнуклонным взаимодействием не имеет “неполяризованных” решений для протонов с  $n_p \geq n_p^{kp} \sim 3 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-3}$ . Дальнейший рост плотности вплоть до  $\rho \sim 10^{13} \text{ г/см}^3$  без учёта нейтронного захвата и термодинамической выгоды приводит к решениям, соответствующим полной нейтронизации.

В рамках термодинамического подхода показано [3], что при концентрации холодного газа  $n_i \text{ (см}^{-3}\text{)}$  заряженных или нейтральных фермионов полная поляризация спинов наступает во внешнем сильном магнитном поле с индукцией соответственно

$$B^{(i)}(n_i) \approx 3.8 \cdot 10^{-7} n_i^{2/3} \text{ Гс (} i = e, p \text{)}, B^{(n)}(n_n) \approx 2.6 \cdot 10^{-7} n_n^{2/3} \text{ Гс,} \quad (1)$$

и уже при  $n_i \sim 10^{33} \text{ см}^{-3}$   $B^{(i)}(n_i) \sim 10^{15} \text{ Гс}$ . Такие поля довольно велики даже для астрофизических условий (за исключением магнетаров). Можно выяснить, возникает ли поляризация за счёт так называемого ядерного псевдомагнитного поля  $B_{\text{эф}}$ , обусловленного сильным взаимодействием. Существование  $B_{\text{эф}}$  предсказано в 1964 г. В.Г. Барышевским и М.И. Подгорецким;  $B_{\text{эф}}$  экспериментально обнаружено в 1970-е гг. [1, с. 55]. Идея данной работы предложена В.В. Тихомировым.

С 1969 г. опубликованы десятки работ по проблеме поляризуемости ядерной материи без внешних сверхсильных магнитных полей. В большинстве работ брались плотности порядка ядерных и выше, и в рамках различных подходов получены взаимоисключающие результаты (наиболее полный обзор см., напр., в [13]). Актуальность проблемы обусловлена тем, что спиновая поляризация нуклонов: а) может объяснить наличие магнитных полей  $\sim 10^{15} \text{ Гс}$  у магнетаров; б) влияет на нейтринные сечения и светимости, что влияет на сценарии взрывов сверхновых и последующего охлаждения нейтронных звёзд. В данной работе берём более низкие плотности, к которым в последние годы также появился интерес [9, 10, 12].

Потенциальная энергия ядерного взаимодействия нейтрона с протонным газом состоит из 2 частей – зависящей ( $W_{pn}$ ) и не зависящей от поляризации протонов. Первая связана с  $B_{\text{эф}}$  и имеет вид ( $m_{np}^*$  – приведённая масса 2 нуклонов,  $n_p$ ,  $\mathbf{p}_{0p}$  – концентрация и вектор спиновой поляризации протонов,  $\boldsymbol{\sigma}_n$  – вектор спина нейтрона) [1, с. 54]:

$$W_{pn}(\mathbf{r}) = -\pi \hbar^2 (m_{np}^*)^{-1} n_p(\mathbf{r}) \beta_{pn} \boldsymbol{\sigma}_n \cdot \mathbf{p}_{0p}, \quad (2)$$

$$\beta = (f^+ - f^-)(2J + 1)^{-1} = \{J = J_p = 1/2\} = \beta_{pn} = (f_t - f_s)/2 = -(a_t + |a_s|)/2. \quad (3)$$

$\beta_{pn}$  характеризует, вообще говоря, нуклон-нуклонное и нуклон-ядерное (нейтрон-ядерное) рассеяние [1, с. 48]. В нашем случае  $f^\pm$  – амплитуды рассеяния в состоянии с полным моментом нейтрона и ядра  $J \pm 1/2$ . В случае s-рассеяния полный момент совпадает со спиновым. В случае простейших ядер (протонов)  $f^+ = f_t$  (триплет),  $f^- = f_s$  (синглет). При низких энергиях  $E$   $f_{t,s} \rightarrow -a_{t,s}$  ( $a_{t,s}$  – длины рассеяния) [7, с. 22; 4, с. 659], причём  $a_t = 5.42 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ ,  $a_s = -23.71 \cdot 10^{-13} \text{ см} < 0$  [7, с. 20]. Т. о., при низких  $E$   $\beta_{pn} \approx$

$\approx -1.4565 \cdot 10^{-12}$  см. Синглетные длины рассеяния тождественных нуклонов (в  $10^{-13}$  см) равны  $a_p = -7.83$ ,  $a_n = -17.2$  [7, с. 30, 31], триплетные полагаем равными нулю. Тогда по аналогии с (3) получим (в  $10^{-12}$  см):  $\beta_{pp} = -0.3915$ ,  $\beta_{nn} = -0.86$ . Значение  $\beta_{pp}$  взято в приближении экстраполяции ядерной синглетной длины pp-рассеяния вплоть до  $E = 0$  (см., напр., [7, с. 30]), т. е. при игнорировании кулоновской маскировки ядерного притяжения между протонами, что имеет место при низких энергиях [4, с. 696].

Ядерная спиновая поляризация и обычное магнитное поле вызывают ряд сходных эффектов (например, ларморовская прецессия спина нейтрона в обычном магнитном поле и ядерная прецессия спина нейтрона в среде с поляризованными по спину ядрами), поэтому представим  $W_{pn}(\mathbf{r})$  как энергию магнитного момента  $\mu_i$  в некотором эффективном поле (которое и называется ядерным псевдомагнитным):

$$W_{pn}(\mathbf{r}) = -\pi\hbar^2(m_{np}^*)^{-1}n_p(\mathbf{r})\beta_{pn}\boldsymbol{\sigma}_n \cdot \mathbf{p}_{0p} = \pi\hbar^2(m_{np}^*)^{-1}n_p(\mathbf{r})|\beta_{pn}|\boldsymbol{\sigma}_n \cdot \mathbf{q}_{0p} = \\ = \pi\hbar^2(m_{np}^*|\mu_n|)^{-1}n_p(\mathbf{r})|\beta_{pn}||\mu_n|\boldsymbol{\sigma}_n \cdot \mathbf{q}_{0p} = -\boldsymbol{\mu}_n \cdot (\pi\hbar^2(m_{np}^*|\mu_n|)^{-1}n_p(\mathbf{r})|\beta_{pn}|\mathbf{q}_{0p}) \equiv -\boldsymbol{\mu}_n \cdot \mathbf{B}_{\text{эф}}^{pn}(\mathbf{r}). \quad (4)$$

Здесь  $\mathbf{q}_{0p}$  – вектор поляризации для  $\mu_p$  ( $|\mathbf{q}_{0p}| = (n_p \uparrow - n_p \downarrow)/(n_p \uparrow + n_p \downarrow)$ ). Отметим, что  $\mathbf{q}_{0p} = \mathbf{p}_{0p}$ ,  $\mathbf{q}_{0n} = -\mathbf{p}_{0n}$ . В силу того что  $\mathbf{q}_{0i} \uparrow \uparrow \mathbf{B}(\mathbf{r})$  ( $i = p, n$ ), из (4) видно, что  $\mathbf{B}_{\text{эф}}^{pn}(\mathbf{r}) \uparrow \uparrow \mathbf{B}(\mathbf{r})$ . Т. е. ядерное псевдомагнитное поле, действующее на нейтроны со стороны поляризованных протонов, сонаправлено с обычным магнитным полем, которое могло бы вызвать поляризацию этих протонов. Аналогично можно показать, что  $\mathbf{B}_{\text{эф}}^{nn}(\mathbf{r}) \uparrow \downarrow \mathbf{B}(\mathbf{r})$ ,  $\mathbf{B}_{\text{эф}}^{np}(\mathbf{r}) \uparrow \uparrow \mathbf{B}(\mathbf{r})$ ,  $\mathbf{B}_{\text{эф}}^{pp}(\mathbf{r}) \uparrow \downarrow \mathbf{B}(\mathbf{r})$ . Т. о.,  $\mathbf{B}_{\text{эф}}$ , действующее на нуклон со стороны нуклонов с той же проекцией изоспина, “отрицательно”, иначе – “положительно”:

$$\text{sign}(\mathbf{B}_{\text{эф}}^{ij}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r})) = -\text{sign}(T_{3i}T_{3j}). \quad (5)$$

В холодном ферми-газе с  $a < 0$  могут существовать спиновые волны (колебания спиновой плотности) [8, с. 329]. Рассмотрим флуктуации  $\mathbf{B}_{\text{эф}}$ , связанные с флуктуациями  $\mathbf{q}_{0p,n}$ ,  $\mathbf{p}_{0p,n}$ . Направим ось  $z$  (орт  $\mathbf{k}$ ) по  $\delta\mathbf{p}_{0p}$  и  $\delta\mathbf{q}_{0p}$ ;  $\uparrow$ ,  $\downarrow$  означает направленность спинов либо  $\mu_i$  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  $m_i c^2$  и энергии ядерного взаимодействия, не зависящей от  $p_{0p,n}$ ;  $i, j = p, n$ ;  $\gamma_i = \mu_i/\mu_N$ ,  $\mu_N$  – ядерный магнетон,  $\delta\mathbf{B}_{\text{эф}}^{(i)}$  – вариация ядерного псевдомагнитного поля, действующего на нуклон сорта “ $i$ ” со стороны поляризованных нуклонов обоих сортов):

$$\varepsilon_i = p_i^2/2m_i, \quad \varepsilon_i' = p_i^2/2m_i - |\gamma_i|\mu_N\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \delta\mathbf{B}_{\text{эф}}^{(i)}\text{sign}(T_{3i}). \quad (6)$$

Для энергии Ферми без учёта вышеуказанных составляющих получаем:

$$\varepsilon_{iF} = p_{iF}^2 \uparrow / 2m_i = p_{iF}^2 \downarrow / 2m_i, \quad \varepsilon_{iF}' = p_{iF}^2 \uparrow / 2m_i - \mu_N |\gamma_i| |\delta\mathbf{B}_{\text{эф}}^{(i)}| = p_{iF}^2 \downarrow / 2m_i + \mu_N |\gamma_i| |\delta\mathbf{B}_{\text{эф}}^{(i)}|, \quad (7)$$

где вариацию ядерного псевдомагнитного поля можно выразить согласно (4):

$$\delta\mathbf{B}_{\text{эф}}^{(i)} = -(|\gamma_i|\mu_N)^{-1}\pi\hbar^2((m^*_{ij})^{-1}n_j|\beta_{ij}|\delta\mathbf{p}_{0j} + (m^*_{ii})^{-1}n_i|\beta_{ii}|\delta\mathbf{p}_{0i})\text{sign}(T_{3i}). \quad (8)$$

Для энергетической выгоды поляризации в приближении  $\beta$ -стабильных нейтронов из (6) и (7) следует необходимость одновременного выполнения условий:

$$\delta\mathbf{p}_{0p} \cdot \delta\mathbf{B}_{\text{эф}}^{(p)} > 0, \quad \delta\mathbf{p}_{0n} \cdot \delta\mathbf{B}_{\text{эф}}^{(n)} < 0. \quad (9)$$

Отсюда следуют 2 возможных типа поляризации вдоль  $\mathbf{k}$ . В первом случае по  $\mathbf{k}$  направлены векторы  $\delta\mathbf{p}_{0p}$ ,  $\delta\mathbf{q}_{0p}$ ,  $\delta\mathbf{V}_{\text{эф}}^{(p)}$ ,  $\delta\mathbf{p}_{0n}$ , а против  $\mathbf{k}$  –  $\delta\mathbf{q}_{0n}$ ,  $\delta\mathbf{V}_{\text{эф}}^{(n)}$ . Т. е. это спиновая (антиферромагнитная) поляризация, т. к.  $\delta\mathbf{p}_{0p} \uparrow\uparrow \delta\mathbf{p}_{0n}$ . Во втором случае по  $\mathbf{k}$  направлены векторы  $\delta\mathbf{p}_{0p}$ ,  $\delta\mathbf{q}_{0p}$ ,  $\delta\mathbf{V}_{\text{эф}}^{(p)}$ ,  $\delta\mathbf{q}_{0n}$ ,  $\delta\mathbf{V}_{\text{эф}}^{(n)}$ , а против  $\mathbf{k}$  – вектор  $\delta\mathbf{p}_{0n}$ . Т. е. это поляризация собственных магнитных моментов (ферромагнитная), т. к.  $\delta\mathbf{q}_{0p} \uparrow\uparrow \delta\mathbf{q}_{0n}$ . Отметим, что, напр., в [13] и ряде других работ под ферромагнетизмом понимается  $\delta\mathbf{p}_{0p} \uparrow\uparrow \delta\mathbf{p}_{0n}$ , а под антиферромагнетизмом –  $\delta\mathbf{p}_{0p} \uparrow\downarrow \delta\mathbf{p}_{0n}$ , что равносильно  $\delta\mathbf{q}_{0p} \uparrow\uparrow \delta\mathbf{q}_{0n}$ . Неоднозначность возникает из-за того, что, напр., для электронов утверждения о сонаправленности спинов и собственных магнитных моментов равносильны, поэтому при переходе к смеси 2 сортов частиц, где  $\text{sign}(\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\mu}_i) = -\text{sign}(\boldsymbol{\sigma}_j \cdot \boldsymbol{\mu}_j)$ , возникает вопрос о том, какое из двух утверждений положить в основу определения ферромагнетизма смеси. Выбранное здесь определение основано на рассуждениях, аналогичных приведенным, напр., в [6, с. 331]: если магнитные моменты нейтронной и протонной подсистем направлены противоположно друг другу, то общий магнитный момент ослабляется и получается *скомпенсированный либо нескомпенсированный антиферромагнетизм*. Поэтому ферромагнетизму соответствует  $\delta\mathbf{q}_{0p} \uparrow\uparrow \delta\mathbf{q}_{0n}$ , а не  $\delta\mathbf{p}_{0p} \uparrow\uparrow \delta\mathbf{p}_{0n}$ .

Без кулоновской рр-маскировки в первом случае из (8) видно, что  $\delta\mathbf{p}_{0p} \uparrow\downarrow \delta\mathbf{V}_{\text{эф}}^{(p)}$ ,  $\delta\mathbf{p}_{0n} \uparrow\uparrow \delta\mathbf{V}_{\text{эф}}^{(n)}$ , т. е. (9) никогда не выполняется, поэтому поляризация 1-го типа невозможна. Из (8), (9) видно, что возможен только второй случай, причём если

$$\delta\mathbf{p}_{0i} = \text{sign}(T_{3i})\mathbf{k}\delta p_{0i}, \delta p_{0i} > 0, (m^*_{ij})^{-1}n_j|\beta_{ij}|\delta p_{0j} - (m^*_{ii})^{-1}n_i|\beta_{ii}|\delta p_{0i} > 0. \quad (10a)$$

Последнее неравенство перепишем численно, в т. ч. при конечной поляризации:

$$0.2690n_p\delta p_{0p} < n_n\delta p_{0n} < 1.6948n_p\delta p_{0p}, 0.2690n_p p_{0p} < n_n p_{0n} < 1.6948n_p p_{0p}. \quad (10b)$$

Перепишем (10б) с учётом т. н. параметра изоспиновой асимметрии  $A$ :

$$0.2690(1 - A)p_{0p} < (1 + A)p_{0n} < 1.6948(1 - A)p_{0p}, A = (n_n - n_p)/(n_n + n_p). \quad (11a)$$

Обе граничные поверхности, соответствующие реальным физическим ситуациям, лежат в пределах прямоугольного параллелепипеда  $V_{\Pi} = L(p_{0p}) \times L(p_{0n}) \times L(A) = 1 \times 1 \times (1 - (-1)) = 2$  (остальное “отсекается”). Объём такой области:

$$V = \int_0^1 dp_{0p} \int_0^1 dp_{0n} \int_C^D dA \approx 1.2904 \approx 0.645V_{\Pi}, \quad (11b)$$

где  $D = (p_{0p} - p_{0n}/1.6948)/(p_{0p} + p_{0n}/1.6948)$ ,  $C = (p_{0p} - p_{0n}/0.2690)/(p_{0p} + p_{0n}/0.2690)$ .

С учётом (9), (10a) перепишем (8) в виде

$$\delta\mathbf{V}_{\text{эф}}^{(i)} = \mathbf{k}\delta V_{\text{эф}}^{(i)} = \mathbf{k}(|\gamma_i|\mu_J)^{-1}\pi\hbar^2((m^*_{ij})^{-1}n_j|\beta_{ij}|\delta p_{0j} - (m^*_{ii})^{-1}n_i|\beta_{ii}|\delta p_{0i}). \quad (12)$$

При полной поляризации  $V_{\text{эф}}^{(i)}$  имеет вид:

$$V_{\text{эф}}^{(i)} = (|\gamma_i|\mu_J)^{-1}\pi\hbar^2((m^*_{ij})^{-1}n_j|\beta_{ij}| - (m^*_{ii})^{-1}n_i|\beta_{ii}|). \quad (13)$$

Запишем “преимущественные” ферми-импульсы ( $\delta n_i > 0$ ):

$$p_{iF}^{2\uparrow} = (3\pi^2 \hbar^3 n_i)^{2/3}; p_{iF}^{2\uparrow} = (6\pi^2 \hbar^3 (n_i/2 + \delta n_i))^{2/3}. \quad (14)$$

Учёт (7), (14), а затем учёт (14), (15) и условия  $\delta\varepsilon_{iF} = \varepsilon_{iF}' - \varepsilon_{iF} < 0$  (см. (7)) даёт:

$$(n_i/2 + \delta n_i)^{2/3} - (n_i/2 - \delta n_i)^{2/3} = 4m_i |\gamma_i| |\delta \mathbf{B}_{\text{эф}}^{(i)}| / (6\pi^2 \hbar^3)^{2/3}. \quad (15)$$

$$\delta\varepsilon_{iF} = (4m_i)^{-1} (3\pi^2 \hbar^3 n_i)^{2/3} ((1 + 2\delta n_i/n_i)^{2/3} + (1 - 2\delta n_i/n_i)^{2/3} - 2). \quad (16)$$

Можно убедиться, что всегда  $\delta\varepsilon_{iF} \leq 0$  (равенство при  $\delta n_i = 0$ ). Для флуктуаций потребуем, чтобы  $\delta n_i/n_i \ll 1$  (иначе вероятность таких флуктуаций весьма мала). Разложим (16) в ряд (такой метод для ферми-газа в обычном магнитном поле см., напр., в [2, с. 29, 30]). В 1-м порядке по  $\delta n_i/n_i$  получается  $\delta\varepsilon_{iF} = 0$ , т. е. флуктуации безразличны по отношению к  $\delta\varepsilon_{iF}$ . Смещение наступает во 2-м порядке по  $\delta n_i/n_i$ :

$$\delta\varepsilon_{iF} = -2(9m_i)^{-1} (3\pi^2 \hbar^3 n_i)^{2/3} (\delta n_i/n_i)^2. \quad (17)$$

Из (15) в 1-м порядке по  $\delta n_i/n_i$  имеем (аналогичную ф-лу см., напр., в [2, с. 30]):

$$2\delta n_i = n_i \delta p_{0i} = 3^{1/3} m_i |\gamma_i| \mu_{\text{Я}} n_i |\delta \mathbf{B}_{\text{эф}}^{(i)}| / (\pi^2 \hbar^3 n_i)^{2/3}. \quad (18)$$

На основе (12), (18) можно получить связь между  $\delta p_{0p}$  и  $\delta p_{0n}$ :

$$\delta p_{0i} (n_i |\beta_{ii}| / m_{ii}^* + (\pi^{1/2} n_i / 3^{1/2})^{2/3} / m_i) = \delta p_{0j} n_j |\beta_{ji}| / m_{ji}^*. \quad (19)$$

Видно, что при выполнении (19) условие (10а) всегда выполняется. Т. о., (10а), (10б), (19) дают условия энергетической выгоды флуктуаций спиновой плотности с возникновением преимущественной ориентации  $\mu_p \uparrow \uparrow \mu_n$  (ферромагнетизм). При такой поляризации для любой пр-пары возрастает вероятность иметь антипараллельные спины (при  $q_{0p,n} = 1$  соотношение синглетного и триплетного состояний равно 1 : 1 вместо 1 : 3 при  $q_{0p,n} = 0$ ) [7, с. 72]. Дейтронная бозе-конденсация  $p(n,\gamma)d$  возможна только из несвязанного синглетного s-состояния [5, с. 403]. Из несвязанного триплетного s-состояния дейтроны могут рождаться путём реакции  $p(n, e^+ e^-)d$ , но вероятность этого относительно мала. Кроме того, у несвязанного триплетного s-состояния нет виртуального уровня. Всё это качественно отдаёт предпочтение цепочке “ $q_{0p,n} = 0 \rightarrow$  ферромагнетизм  $\rightarrow$  радиационная дейтронная бозе-конденсация” по отношению к цепочке “ $q_{0p,n} = 0 \rightarrow$  триплетный по спину недейтронный антиферромагнетизм  $\rightarrow$  безызлучательная конверсионная дейтронная бозе-конденсация”. Процесс  $p(n,\gamma)d$  сильно уменьшает время жизни ферромагнитного состояния, но не устраняет самой его возможности.

При высоких степенях поляризации условие (10а) заменяется на более жёсткое, поскольку в разложении (16) нужно учитывать члены более высокого порядка по  $\delta n_i/n_i$ .

Исходя из (4) – (7), запишем выражения для энергии и энергии Ферми нуклона в нейтронно-протонном газе при конечной поляризации:

$$\varepsilon_i = \hbar^2 k_i^2 (2m_i)^{-1} \pm |\gamma_i| \mu_{\text{Я}} (|\mathbf{B}_{\text{эф}}^{ji}| - |\mathbf{B}_{\text{эф}}^{ii}|), \quad (20)$$

$$\varepsilon_{iF}' = p_{iF}^{2\uparrow} / 2m_i - \mu_{\text{Я}} |\gamma_i| (|\mathbf{B}_{\text{эф}}^{ji}| - |\mathbf{B}_{\text{эф}}^{ii}|) = p_{iF}^{2\downarrow} / 2m_i + \mu_{\text{Я}} |\gamma_i| (|\mathbf{B}_{\text{эф}}^{ji}| - |\mathbf{B}_{\text{эф}}^{ii}|). \quad (21)$$

При  $p_{0i} = 1$  формально получается, что  $p_{iF} \downarrow / 2m_i \leq 0$ . При этом (21) имеет вид:  
 $\varepsilon_{iF} \leq \mu_{я} |\gamma_i| (|B_{эф}^{ji}| - |B_{эф}^{ii}|)$ . (22а)

Подставляя (14) (при  $\delta n_i = n_i/2$ ) и (13) в (21), (22а), после упрощений получаем:

$$((9\pi/16)^{1/3} n_i^{2/3} (m_i)^{-1} + (m_{ii}^*)^{-1} n_i |\beta_{ii}|) m_{ji}^* |\beta_{ji}|^{-1} \leq n_j. \quad (22б)$$

При частичной поляризации вместо (22б) имеем 2 уравнения ( $i = n, p; j = p, n$ ):

$$((9\pi)^{1/3} n_i^{2/3} \{(1 + p_{0i})^{2/3} - (1 - p_{0i})^{2/3}\} (4m_i)^{-1} + (m_{ii}^*)^{-1} n_i |\beta_{ii}| p_{0i} m_{ji}^* (|\beta_{ji}| p_{0j})^{-1} = n_j. \quad (22в)$$

(22в) показывает, что невозможно  $p_{0i} \neq 0, p_{0j} = 0$ , поскольку тогда  $n_j \rightarrow \infty$ ; при  $p_{0p,n} = 0$  слева имеем неопределённость  $\{0/0\}$ . Кривые для (22б) см. на Рис. 1, где  $f_i(n_j) \equiv ((9\pi/16)^{1/3} n_j^{2/3} (m_j)^{-1} + (m_{jj}^*)^{-1} n_j |\beta_{jj}|) m_{ji}^* |\beta_{ji}|^{-1}$ . Кривая  $n_n = f_n(n_p)$  появляется вместо прямой  $n_n = 0.2690n_p$ , а кривая  $n_p = f_p(n_n)$  – вместо прямой  $n_p = 1.6948n_n$ . Имеется вторая точка пересечения этих кривых (помимо начала координат). При  $p_{0p,n} = 1$  она находится из уравнений:

$$((9\pi/16)^{1/3} (((9\pi/16)^{1/3} n_i^{2/3} (m_i)^{-1} + (m_{ii}^*)^{-1} n_i |\beta_{ii}|) m_{ji}^* |\beta_{ji}|^{-1})^{2/3} (m_j)^{-1} + (m_{jj}^*)^{-1} (((9\pi/16)^{1/3} n_i^{2/3} (m_i)^{-1} + (m_{ii}^*)^{-1} n_i |\beta_{ii}|) m_{ji}^* |\beta_{ji}|^{-1}) |\beta_{jj}| m_{ji}^* |\beta_{ji}|^{-1} = n_i. \quad (23)$$

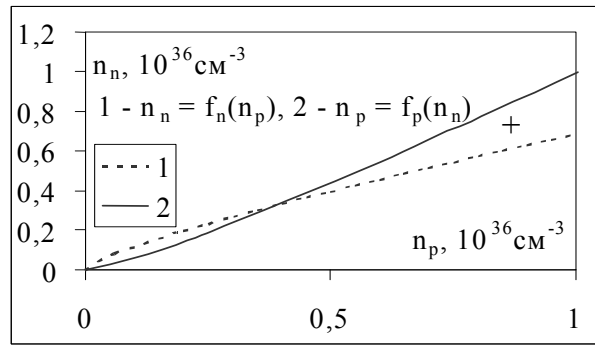


Рис. 1. Кривые энергетически выгодной (в приближении стабильных нейтронов) полной поляризации. “+” – область обоюдной полной поляризации

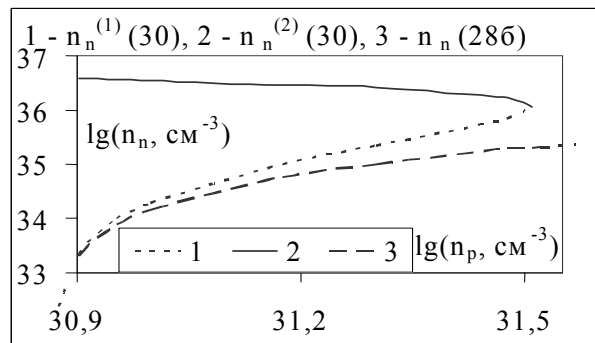


Рис. 2. Зависимости  $n_n(n_p)$  для различных уравнений  $\beta$ -равновесия

Численно это даёт (в  $10^{35} \text{ см}^{-3}$ )  $n_p^* = 3.8833 > n_n^* = 3.2552$ . Это на 2.5 порядка ниже концентраций нуклонов в ядре. Соответствующая плотность  $\rho \approx m_n n_n^* + m_p n_p^* \approx$

$\approx 1.1947 \cdot 10^{12}$  г/см<sup>3</sup>, что много для белых карликов и мало для жидких ядер нейтронных звёзд. Такие концентрации ещё удовлетворяют условию применимости модели ферми-газа:  $n \ll |a|^{-3}$  [8, с. 329] ( $a$  – длина рассеяния). При полной ферромагнитной поляризации и рассеянии без переворота спина (в вырожденной пр-среде переворотом спина пренебрегаем) имеем  $a_{np} = (a_t + a_s)/2$  [7, с. 72],  $|a_{np}|^{-3} = 1.3075 \cdot 10^{36}$  см<sup>-3</sup>.

Кроме того, согласно (1),  $B^{(p)}(n_p^*) = 2.023 \cdot 10^{17}$  Гс,  $B^{(n)}(n_n^*) = 1.230 \cdot 10^{17}$  Гс; согласно (13),  $B_{\text{эф}}^{(p)}(n_p^*, n_n^*) = 9.529 \cdot 10^{16}$  Гс,  $B_{\text{эф}}^{(n)}(n_p^*, n_n^*) = 1.235 \cdot 10^{17}$  Гс. Без учёта поляризации электронов соответствующее “поляризационное” магнитное поле  $B^* = 4\pi M^* \approx 4\pi\mu_j(|\gamma_n|n_n^* + |\gamma_p|n_p^*) = 1.084 \cdot 10^{14}$  Гс  $\sim 0.001B^{(p)}(n_p^*) \sim 0.001B^{(n)}(n_n^*)$  (см. (1)). Поэтому влияние  $M^*$  на поляризацию не учитываем; к тому же такая намагничённость может подавляться диамагнетизмом Ландау протонов и электронов.

Отметим, что в [9, 10, 12] рассматривалось ядерное вещество при плотностях такого порядка. Для симметричного ( $A = 0$ ) [9, 10, 12] и асимметричного ( $A > 0$ ) [12] ядерного вещества показано, что при рассмотрении пр-вещества при плотностях порядка ядерных как совокупности куперовских пр-пар уменьшение плотности (концентрации) приводит при некотором критическом её значении  $n_0 = n_0(\Theta, A)$  ( $\Theta$  – температура) к бозе-конденсации куперовских пар в дейтроны. Это связано с тем, что уравнение для энергетической щели спаривания в триплетно-изосинглетном канале ( $S = 1, T = 0$ ) в пределе  $\rho \rightarrow 0$  переходит в уравнение Шрёдингера для связанного состояния дейтрона. Термодинамически это означает изменение знака химического потенциала (без учёта энергии покоя) пр-вещества  $\chi_{00} = (\chi_n^* + \chi_p^*)/2$  (где  $\chi_i^* = \chi_i - m_i c^2$ ) с “+” на “-”, причём  $\chi_{00} \rightarrow -|\varepsilon_D|/2$  при  $n_p, n_n \rightarrow 0$ . В [12] для вычисления  $n_0$  берётся эффективное пр-взаимодействие, содержащее Парижский потенциал, репутация которого, однако, невысока. Для  $\Theta = 0$  К,  $A = 0$  получено, что  $n_0(0, 0) = 2n_{0p} = 2n_{0n} = 3 \cdot 10^{35}$  см<sup>-3</sup>  $< n_p^* + n_n^* \approx 7.14 \cdot 10^{35}$  см<sup>-3</sup> (см. выше). Для  $n_p + n_n < n_0(0, 0)$  превращение дейтронного конденсата в куперовские пары происходит при конечной температуре (например, для  $n_p + n_n = 2.4 \cdot 10^{35}$  см<sup>-3</sup>  $n_0 = n_0(0, \Theta)$ , где  $\Theta \approx 4 \cdot 10^9$  К). Показано, что асимптотическое поведение  $\chi_{00}$  при низких плотностях не зависит от  $A$ . При этом из графика в [12] видно, что при  $A_1 < A_2$   $\chi_i^*(n_p + n_n; A_1) < \chi_i^*(n_p + n_n; A_2)$  ( $i = p, n$ ), поэтому с ростом  $A$   $\chi_n^* + \chi_p^*$  переходит из “-” в “+” раньше, т. е.  $n_0(0, A)$  уменьшается, и поэтому перекрытия области дейтронной конденсации (в рамках модели куперовских пар) с областью “+” на Рис. 1, 4, по-видимому, не происходит. В нашем подходе, однако, дейтронная бозе-конденсация также возможна (прежде всего, через  $p(n, \gamma)d$ ).

Перейдём от приближения стабильных нейтронов к учёту  $\beta$ -равновесия (при суб- и сверхъядерных плотностях  $\beta$ -равновесию внимания почти не уделялось; при таких плотностях вместо электронов обычно берутся мезоны). О влиянии обычного магнитного поля  $\geq 10^{13}$  Гс на  $\beta$ -равновесие см., напр., в [11]. Компонента энергии ядерного взаимодействия, не зависящая от поляризации, различна для  $p, n$  и имеет вид:

$$U^{(i)} = U_{ji} + U_{ii} = -2\pi\hbar^2((m_{np}^*)^{-1}n_j\alpha_{np} + (m_{ii}^*)^{-1}n_i\alpha_{ii}), \quad (24)$$

$$\alpha = (J+1)(2J+1)^{-1}f^+ + J(2J+1)^{-1}f^- = \{J=1/2, f^+ = f_t, f^- = f_s\}/2 = (3/4)f_t + (1/4)f_s \Rightarrow \Rightarrow \alpha_{np} = -(3a_t + a_s)/4, \alpha_{ii} = -a_s/4. \quad (25)$$

$\alpha_{ij}$  характеризуют нуклонно-ядерное рассеяние (смысл обозначений тот же, что и для  $\beta_{ij}$ ). Численно (в  $10^{-13}$  см) имеем  $\alpha_{np} = 1.8625$ ,  $\alpha_{pp} = 1.9575$ ,  $\alpha_{nn} = 4.3$ .

Электроны считаем релятивистскими, неполяризованными. Распишем химические потенциалы ( $i = n, p$ ; при  $\beta$ -равновесии должно быть  $\chi_n = \chi_p + \chi_e$ ):

$$\chi_e = (m_e^2 c^4 + p_{ef}^2 \uparrow c^2)^{1/2}, \chi_i = m_i c^2 + 2^{2/3} p_{if}^2 \uparrow (2m_i)^{-1} + U^{(i)} - \gamma_i \mu_{Я} B_{эф}^{(i)}. \quad (26)$$

Считая среду электронейтральной ( $n_e = n_p$ ), беря  $p_{if}^2 \uparrow$  из (14),  $U^{(i)}$  – из (25),  $B_{эф}^{(i)}$  – из (13) (т. е. поляризация полная), с учётом (26) получим уравнение  $\beta$ -равновесия:

$$(m_e^2 c^4 + (3\pi^2 \hbar^3 n_p)^{2/3} c^2)^{1/2} + m_p c^2 + 2^{2/3} (3\pi^2 \hbar^3 n_p)^{2/3} (2m_p)^{-1} - 2\pi \hbar^2 ((m_{np}^*)^{-1} n_n \alpha_{np} + (m_{pp}^*)^{-1} n_p \alpha_{pp}) - \pi \hbar^2 ((m_{pn}^*)^{-1} n_n |\beta_{pn}| - (m_{pp}^*)^{-1} n_p |\beta_{pp}|) = m_n c^2 + 2^{2/3} (3\pi^2 \hbar^3 n_n)^{2/3} (2m_n)^{-1} - 2\pi \hbar^2 ((m_{np}^*)^{-1} n_p \alpha_{np} + (m_{nn}^*)^{-1} n_n \alpha_{nn}) - \pi \hbar^2 ((m_{pn}^*)^{-1} n_p |\beta_{pn}| - (m_{nn}^*)^{-1} n_n |\beta_{nn}|). \quad (27)$$

(27) необходимо решать численно при  $n_i \geq n_i^*$ . При  $n_i = n_i^*$   $\chi_e = 44.54$  МэВ,  $\chi_p = 938.41$  МэВ,  $\chi_n = 939.21$  МэВ, т. е.  $\chi_n < \chi_p + \chi_e$  и  $\beta$ -равновесие отсутствует. Порог нейтронизации соответствует  $n_p^{**} \approx 7.3462 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-3}$ . Из рис. 4 видно, что кривая, соответствующая (27), не проходит через область “+”, т. е. одновременное выполнение (22Б) и (27) невозможно. Из этого также, по-видимому, следует, что перекрытие с областью дейтронной бозе-конденсации в модели куперовских пар [12] также не происходит. Поэтому необходимо перейти к частичной поляризации.

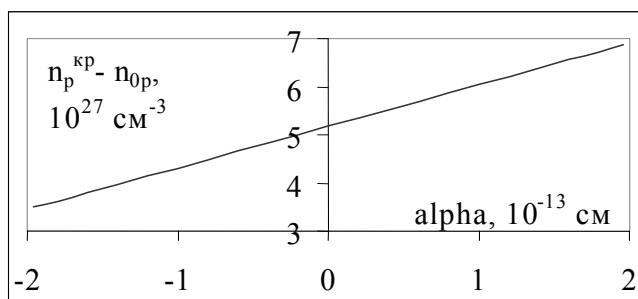


Рис. 3. Влияние степени кулоновской маскировки на  $n_p^{kp}$ .  $n_{0p} = 3.224 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-3}$ .

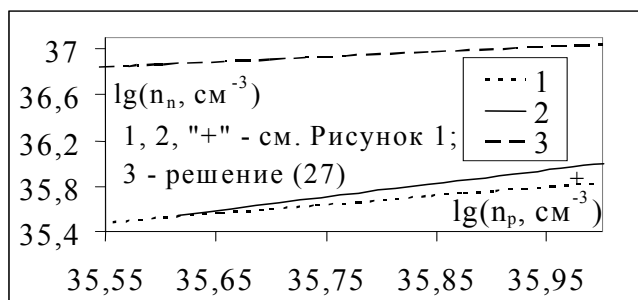


Рис. 4. Зависимости  $n_n(n_p)$  при энергетически выгодной (в приближении стабильных нейтронов) и  $\beta$ -равновесной полной поляризации

В отсутствие поляризации фермионов без поправки на ядерное взаимодействие между нуклонами уравнение порога нейтронизации, как известно, имеет вид:

$$(m_e^2 c^4 + (3\pi^2 \hbar^3 n_p)^{2/3} c^2)^{1/2} + m_p c^2 + (3\pi^2 \hbar^3 n_p)^{2/3} (2m_p)^{-1} = m_n c^2. \quad (28a)$$

Численно это даёт  $n_p' \approx 7.35582 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-3}$ , плотность  $\rho' \approx m_p n_p' \approx 1.2303 \cdot 10^7 \text{ г/см}^3$ .

Выше порога нейтронизации при тех же предположениях получаем уравнение:

$$(m_e^2 c^4 + (3\pi^2 \hbar^3 n_p)^{2/3} c^2)^{1/2} = (m_n - m_p) c^2 + (3\pi^2 \hbar^3)^{2/3} (n_n^{2/3} (2m_n)^{-1} - n_p^{2/3} (2m_p)^{-1}). \quad (28б)$$

В (28Б), как и в (27), для любого сколь угодно большого  $n_p$  существует единственное значение  $n_n$ , дающее при подстановке вместе с данным  $n_p$  в (28Б) тождество. Однако при ядерных плотностях и выше применение (28Б) неправомерно.

При учёте ядерного взаимодействия между протонами уравнение для порога нейтронизации принимает вид:

$$(m_e^2 c^4 + (3\pi^2 \hbar^3 n_p)^{2/3} c^2)^{1/2} + m_p c^2 + (3\pi^2 \hbar^3 n_p)^{2/3} (2m_p)^{-1} - 2\pi \hbar^2 (m_{np}^*)^{-1} n_p \alpha_{pp} = m_n c^2 - 2\pi \hbar^2 (m_{np}^*)^{-1} n_p \alpha_{np}. \quad (29)$$

Наличие  $2\pi \hbar^2 (m_{np}^*)^{-1} n_p \alpha_{np}$  в правой части вызвано тем, что первый же возникший нейтрон будет обладать энергией ядерного взаимодействия с протонным газом (если не учитывать результаты работ [9, 10, 12]). Численно (29) даёт  $n_p'' \approx 7.35583 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-3}$ ,  $\rho'' \approx m_p n_p'' \approx 1.2304 \cdot 10^7 \text{ г/см}^3$ . В пределах погрешностей  $n_p''$  и  $\rho''$  не отличаются от  $n_p'$  и  $\rho'$ . Покажем, что на условие существования нейтронов  $n_p > n_p''$  должны налагаться дополнительные ограничения.

При  $n_p > n_p''$  с поправкой на межнуклонное ядерное взаимодействие, считая, что  $\rho_{0i} = \rho_{0j} = 0$ , и пренебрегая кулоновской маскировкой для протонов, имеем:

$$(m_e^2 c^4 + (3\pi^2 \hbar^3 n_p)^{2/3} c^2)^{1/2} + m_p c^2 + (3\pi^2 \hbar^3 n_p)^{2/3} (2m_p)^{-1} - 2\pi \hbar^2 ((m_{np}^*)^{-1} n_n \alpha_{np} + (m_{pp}^*)^{-1} n_p \alpha_{pp}) = m_n c^2 + (3\pi^2 \hbar^3 n_n)^{2/3} (2m_n)^{-1} - 2\pi \hbar^2 ((m_{np}^*)^{-1} n_p \alpha_{np} + (m_{nn}^*)^{-1} n_n \alpha_{nn}). \quad (30)$$

Решения (28Б) и (30) (в пренебрежении  $p(n, \gamma)d$ ) представлены на рис. 2 и в таблице 1. При этом  $\rho \approx m_p n_p + m_n n_n$ . Т. о., теперь от  $n_p = n_p''$  до  $n_p = n_p^{kp} \approx 3.2247 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-3}$  одному значению  $n_p$  соответствуют уже два значения  $n_n$ , причём  $\partial n_n^{(1)} / \partial n_p > 0$ ,  $\partial \rho^{(1)} / \partial n_p > 0$ ,  $\partial n_n^{(2)} / \partial n_p < 0$ ,  $\partial \rho^{(2)} / \partial n_p < 0$ . При  $n_p > n_p^{kp}$  у (30) нет решений, т. е. неполяризованных равновесных конфигураций, описанных выше, при  $n_p > n_p^{kp}$  не существует. Для  $n_n^{(2)}$  решения существуют даже при  $n_p \rightarrow +0$ , при этом  $n_n^{(2)}$  стремится к конечному пределу, и его значение – максимальное из всех  $n_n^{(1)}$ ,  $n_n^{(2)}$ . Т. е. определение порога нейтронизации корректно не через  $n_p$ , а через  $\rho$ .

Кулоновская маскировка ядерного  $pp$ -взаимодействия не влияет заметно на (30). Так,  $(n_p^{kp}(\alpha_{pp} = 1.9575 \text{ фм}) - n_p^{kp}(\alpha_{pp} = -1.9575 \text{ фм})) / (n_p^{kp}(\alpha_{pp} = 1.9575 \text{ фм})) \approx 0.01\%$  (см. рисунок 3); при этом  $n_n(n_p^{kp}) \approx \text{const} = 1.131621 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3}$ .

Таблица 1

**Решения уравнений (28Б) и (30) в пренебрежении радиационным захватом**

$n_p, \text{ см}^{-3}$	$n_n, \text{ см}^{-3}$	$\rho, \text{ г/см}^3$	$n_n^{(1)}, \text{ см}^{-3}$	$\rho^{(1)}, \text{ г/см}^3$	$n_n^{(2)}, \text{ см}^{-3}$	$\rho^{(2)}, \text{ г/см}^3$
$\rightarrow +0$	----	----	----	----	$5.468 \cdot 10^{36}$	$9.159 \cdot 10^{12}$
$7.3558 \cdot 10^{30}$	0	$1.23 \cdot 10^7$	0	$1.23 \cdot 10^7$	$3.82 \cdot 10^{36}$	$6.39 \cdot 10^{12}$
$7.37 \cdot 10^{30}$	$= n_p$	$2.47 \cdot 10^7$	$= n_p$	$2.47 \cdot 10^7$	$3.82 \cdot 10^{36}$	$6.39 \cdot 10^{12}$
$7.5 \cdot 10^{30}$	$2.14 \cdot 10^{32}$	$3.71 \cdot 10^8$	$2.27 \cdot 10^{32}$	$3.93 \cdot 10^8$	$3.80 \cdot 10^{36}$	$6.37 \cdot 10^{12}$
$8 \cdot 10^{30}$	$1.96 \cdot 10^{33}$	$3.30 \cdot 10^9$	$2.23 \cdot 10^{33}$	$3.75 \cdot 10^9$	$3.75 \cdot 10^{36}$	$6.27 \cdot 10^{12}$
$10^{31}$	$1.46 \cdot 10^{34}$	$2.45 \cdot 10^{10}$	$1.94 \cdot 10^{34}$	$3.25 \cdot 10^{10}$	$3.53 \cdot 10^{36}$	$5.91 \cdot 10^{12}$
$2 \cdot 10^{31}$	$1.05 \cdot 10^{35}$	$1.76 \cdot 10^{11}$	$2.19 \cdot 10^{35}$	$3.66 \cdot 10^{11}$	$2.63 \cdot 10^{36}$	$4.40 \cdot 10^{12}$
$3.2247 \cdot 10^{31}$	$2.18 \cdot 10^{35}$	$3.65 \cdot 10^{11}$	$1.132 \cdot 10^{36}$	$1.895 \cdot 10^{12}$	$= n_n^{(1)}$	$= \rho^{(1)}$
$1.73 \cdot 10^{32}$	$1.132 \cdot 10^{36}$	$1.896 \cdot 10^{12}$	----	----	----	----
$1.783 \cdot 10^{33}$	$5.468 \cdot 10^{36}$	$9.162 \cdot 10^{12}$	----	----	----	----



Осуществим перемещение по кривым  $n_n^{(1)}$ ,  $n_n^{(2)}$ . Пусть некоторый объём электронейтральной ер-смеси сжимается, пока не начнётся нейтронизация (горизонтальный участок на рис. 7). Дальнейшее сжатие должно приводить (в пренебрежении реакцией  $p(n,\gamma)d$  либо превращением куперовских пр-пар в дейтроны) к быстрому росту нейтронной фракции (кривые 1 на рис. 2, 7, соответствующие “нижнему” решению (30)), что приводит к быстрому выходу из области превращения куперовских пр-пар в дейтроны (в модели, используемой в [9, 10, 12]). При достижении  $n_p = n_p^{kp}$  и  $n_n^{kp} = n_n(n_p^{kp})$  дальнейшее сжатие приводит к уменьшению  $n_p$  и дальнейшей нейтронизации (кривые 2 на рис. 2, 7, соответствующие “верхнему” решению (30)), причём при  $n_p = n_p^{kp}$  происходит дальнейший переход к более низким значениям  $n_p$  и дальнейший рост  $n_n$ ;  $n_n^{(2)}(n_p \rightarrow +0) \rightarrow 5.468 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3} = n_n^{\text{max}}$ . Т. о., (30), в отличие от (28Б), может объяснить нейтронизацию без нейтронного захвата по мере возрастания  $\rho$ . На самом деле учёт этого необходим, поэтому ценность полученных результатов снижается. С образованием новых ядер нужен учёт (согласно (3), (25)) новых амплитуд нуклон-ядерного рассеяния, в которых могут быть резонансы, что сильно усложняет общую картину  $\mathbf{B}_{\text{эф}}^{(1)}$ . Рассмотрение этой проблемы заслуживает отдельных работ.

Рассмотрим частично поляризованные состояния. При спонтанной ферромагнитной поляризации только нуклонов (её выгодность доказана выше) имеем:

$$\begin{aligned} & (m_e^2 c^4 + (3\pi^2 \hbar^3 n_p)^{2/3} c^2)^{1/2} + m_p c^2 + (3\pi^2 \hbar^3 n_p (1 + p_{0p}))^{2/3} (2m_p)^{-1} - 2\pi \hbar^2 ((m_{np}^*)^{-1} n_n \alpha_{np} + \\ & + (m_{pp}^*)^{-1} n_p \alpha_{pp}) - \pi \hbar^2 ((m_{pn}^*)^{-1} n_n p_{0n} |\beta_{pn}| - (m_{pp}^*)^{-1} n_p p_{0p} |\beta_{pp}|) = (3\pi^2 \hbar^3 n_n (1 + p_{0n}))^{2/3} (2m_n)^{-1} - \\ & - 2\pi \hbar^2 ((m_{np}^*)^{-1} n_p \alpha_{np} + (m_{nn}^*)^{-1} n_n \alpha_{nn}) - \pi \hbar^2 ((m_{pn}^*)^{-1} n_p p_{0p} |\beta_{pn}| - (m_{nn}^*)^{-1} n_n p_{0n} |\beta_{nn}|) + m_n c^2. \end{aligned} \quad (31)$$

При  $p_{0p,n} = 1$  (31) переходит в (27), при  $p_{0p,n} = 0$  – в (30). (31) вместе с условиями термодинамического равновесия в приближении стабильных нейтронов (22в) даёт систему из 3 уравнений с 4 неизвестными  $p_{0p,n}$ ,  $n_{n,p}$  для нахождения термодинамически выгодной  $\beta$ -равновесной поляризации. Наличие решений системы равносильно ситуациям, когда кривые на рис. 1 и кривые 1, 2 на рис. 2 строятся при  $0 < q_{0p,n} < 1$ , и хотя бы одна из кривых 1, 2 из рисунка 2 проходит через точку пересечения кривых на рисунке 1, т. е. 3 кривые пересекаются в одной точке. Такие решения не удалось найти для плотностей, при которых дейтронная бозе-конденсация, согласно [9, 10, 12], не происходит. В отсутствие решений негативным фактором по отношению к распространению поляризационных спиновых волн в пр-среде становится, помимо реакции  $p(n,\gamma)d$ , реакция  $p(e^-, \nu_e)n$ . Т. е. “время жизни” поляризованного состояния, описываемого кривыми на рис. 1, 4, ограничено; такое состояние термодинамически неустойчиво и может на некоторое время возникать, напр., при взрывах Сверхновых.

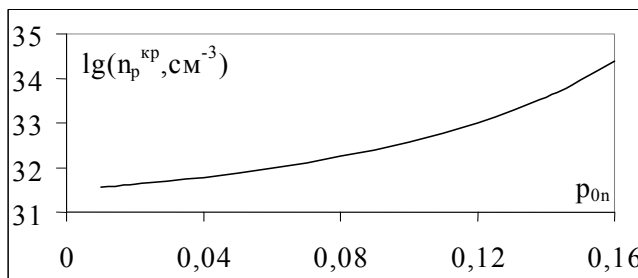


Рис. 5. Зависимость  $n_p^{kp}$  от степени поляризации нейтронов  $p_{0n}$

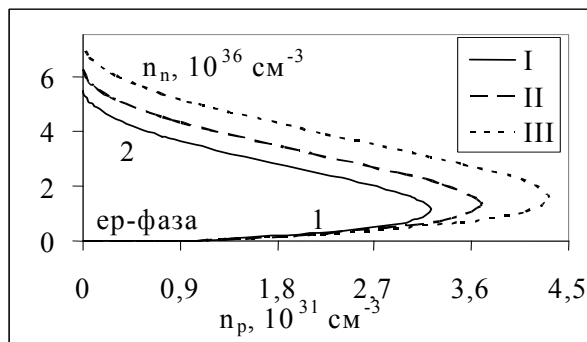


Рис. 6. I. Зависимость концентрации нейтронов при полной нейтронизации ( $n_n^{\max}$  при  $n_p \rightarrow 0$ ) от  $p_{0n}$ . II. Зависимость  $n_n^{kp}$  от  $p_{0n}$ .

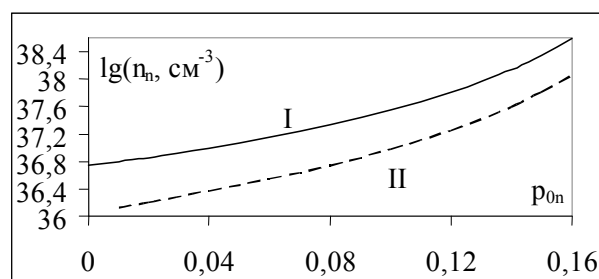


Рис. 7. Кривые  $\beta$ -равновесия. I. При  $p_{0p} = p_{0n} = 0$ . II. При  $p_{0p} = 1, p_{0n} = 0.01$ . III. При  $p_{0p} = 1, p_{0n} = 0.02$ . Нижний горизонтальный участок – ер-фаза.

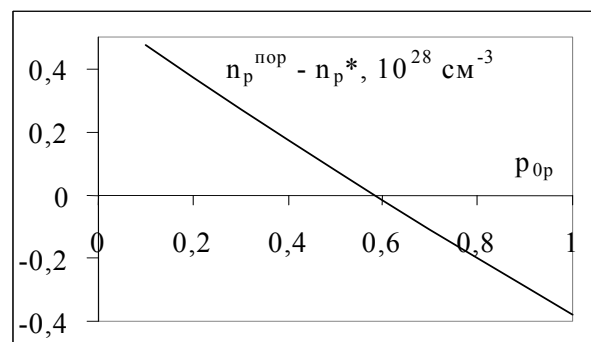


Рис. 8. Влияние  $p_{0p}$  на порог нейтронизации.  $n_p^* = 7.35 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-3}$ .

Некоторые результаты исследований (31) без (22в) см. на рис. 5 – 8. Отметим, что на рисунках 5 – 7 изменение  $p_{0p}$  в широких пределах не приводит к заметному изменению графиков. Это связано с тем, что  $n_n$  превосходит  $n_p$ , как правило, на 5 – 6 порядков. Для  $p_{0n} > 0.16$  графики не строились, поскольку из рисунка 6 видно, что тогда  $n_n^{kp}$  и  $n_n^{\max}$  уже превышают концентрацию нейтронов в ядре. Из рисунка 7 видно, что незначительное изменение степени поляризации нейтронов приводит к заметному сдвигу точки поворота ( $n_p^{kp}; n_n^{kp}$ ) кривой  $\beta$ -равновесия “вправо” и “вверх”, а верхнего участка кривой – “вверх”. Зависимости  $n_p^{kp}(p_{0n}), n_n^{kp}(p_{0n})$  приведены на рисунках 5 и 6 (кривая II). Из рисунка 8 видно, что с ростом поляризации протонов порог нейтронизации уменьшается незначительно:  $(n_p^{\text{pop}}(p_{0p} = 0) - n_p^{\text{pop}}(p_{0p} = 1)) / (n_p^{\text{pop}}(p_{0p} = 0)) \approx 0.13\%$ .

Полученные результаты могут представлять интерес при рассмотрении процессов, происходящих при коллапсе вырожденных ядер звёзд и взрывах Сверхновых, а также для “классической” ядерной модели ферми-газа.

Автор благодарит В. В. Тихомирова и С. Л. Черкаса за важные замечания.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 Барышевский, В. Г. Ядерная оптика поляризованных сред / В. Г. Барышевский. – М. : Энергоатомиздат, 1995. – 320 с.
- 2 Галицкий, В. М. Задачи по квантовой механике: учебное пособие : в 2 ч. / В. М. Галицкий, Б. М. Карнаков, В. И. Коган. – М. : Едиториал УРСС, 2001. Ч. 2. – 304с.
- 3 Иванов, М. А., Липовецкий, С. С., Секержицкий, В. С. // Астрон. ж. – 1993. – Т. 70, Вып. 3. – С. 531.
- 4 Ландау, Л. Д. Теоретическая физика. Т. 3. Квантовая механика (нерелятивистская теория) / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц – М. : Физматлит, 2001. – 808 с.
- 5 Маляров, В. В. Основы теории атомного ядра. – М. : Физматлит, 1959. – 472 с.
- 6 Сивухин, Д. В. Общий курс физики. Т. 3. Электричество / Д. В. Сивухин. – М. : Наука, 1977. – 688 с. ил.
- 7 Ситенко, А. Г. Лекции по теории ядра / А. Г. Ситенко, В. К. Тартаковский. – М. : Атомиздат, 1972. – 351 с.
- 8 Физическая энциклопедия / Гл. ред. А. М. Прохоров. – М. : Сов. энциклопедия, Т. 2. – Добротность – Магнитооптика, 1990. – 703 с.
- 9 Alm T., Friman B. L., Ropke G. and Schulz H. // Nucl. Phys. **A551** (1993) 45.
- 10 Baldo M., Lombardo U. and Schuck P. // Phys. Rev. **C52** (1995) 45.
- 11 Baym G., Pethick C., Sutherland P. // Astrophys. Journal. **170** (1971) 299.
- 12 Isayev A. A., Bastrukov S. I., Yang J. Pairing effects in low density domain of nuclear matter. // Nucl. Phys. **A734** (2004) E112 – E115.
- 13 Isayev A. A., Yang J. Spin polarized states in nuclear matter with Skyrme effective interaction. // article for Nova Science Publishers (NY) volume “Progress in Ferromagnetism Research” 18 p., 6 fig. (arXiv: nucl-th/0403059 v1 20 Mar 2004 (<http://arxiv.org>)).

Рукапіс паступіў у рэдкалегію 05.01.2006 г.

#### ***A.I. Sery. On the Effects of Nuclear Pseudomagnetism in a Degenerate Nuclear Medium***

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 nucleon concentrations of  $n_i \sim 10^{35} \text{ cm}^{-3}$  ignoring  $\beta$ -equilibrium.  $\beta$ -equilibrium equation with the nuclear internucleonic interaction has no “unpolarized” solutions for protons with  $n_p \geq n_p^{\text{cr}} \sim 3 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-3}$ . Further density growth up to  $\rho \sim 10^{13} \text{ g/cm}^3$  ignoring neutron capture and the thermodynamic preference leads to the solutions corresponding to total neutronization.