Письма в ЖЭТФ, том 77, вып. 6, с. 299 – 304

Конкуренция ферромагнитного и антиферромагнитного спинового упорядочения в ядерной материи

А. А. Исаев[1)]

Харьковский физико-технический институт, 61108 Харьков, Украина

Поступила в редакцию 30 января 2003 г.

В рамках теории ферми-жидкости рассмотрена возможность ферромагнитного и антиферромагнитного фазовых переходов в симметричной ядерной материи с эффективным взаимодействием Скирма. Найдена зависимость ферромагнитного и антиферромагнитного параметров спиновой поляризации от плотности при $T = 0$ для эффективных потенциалов SkM*, SGII. Показано, что в области плотностей, где существуют оба решения уравнений самосогласования, ферромагнитное спиновое состояние является более предпочтительным по сравнению с антиферромагнитным.

PACS: 21.65.+f, 75.25.+z, 71.10.Ay

Возникновение в ядерной материи спонтанных состояний со спиновой поляризацией представляет в настоящее время большой интерес в связи с астрофизическими приложениями. В зависимости от того, является ли ядерная материя спиново поляризованной или нет, могут реализовываться совершенно различные сценарии взрыва сверхновой и охлаждения нейтронных звезд. Возможность фазового перехода нормальной ядерной материи в ферромагнитное состояние изучалась многими авторами. В работе [1] в газовой модели твердых сфер было показано, что нейтронная материя становится ферромагнитной при $\rho \approx 0.41\,\text{фм}^{-3}$. В работах [2, 3] установлено, что включение притягательного взаимодействия с большим радиусом значительно увеличивает плотность ферромагнитного перехода (например, вплоть до $\rho \approx \approx 2.3\,\text{фм}^{-3}$ в теории Бракнера с простым центральным потенциалом и твердым кором только для синглетных спиновых состояний [3]). На основе определения магнитной восприимчивости с эффективными силами Скирма в [4] было показано, что ферромагнитный переход возникает при $\rho \approx 0.18$–$0.26\,\text{фм}^{-3}$. Ферми–жидкостной критерий для ферромагнитной неустойчивости в нейтронной материи со взаимодействием Скирма достигается при $\rho \approx 2$–$4\rho_0$ [5], где ρ_0 – плотность насыщения ядерной материи. В работе [6] были сформулированы общие условия на параметры нейтрон-нейтронного взаимодействия, которые приводят к возникновению магнитоупорядоченного состояния в нейтронной материи. Спиновые корреляции в плотной нейтронной материи в рамках релятивистского подхода Дирака–Хартри–Фока с эффективным нуклон–мезонным лагранжианом изучались в [7], где ферромагнитный переход предсказывался при плотности, равной нескольким плотностям насыщения ядерной материи. Важность обменного фоковского члена в релятивистской теории среднего поля для возникновения ферромагнетизма в ядерной материи установлена в [8]. Устойчивость сильно асимметричной ядерной материи по отношению к спиновым флуктуациям исследовалась в [9], где было показано, что даже малая примесь протонов благоприятствует ферромагнитной неустойчивости системы. Этот вывод был также подтвержден в работе [10] в рамках релятивистского подхода Дирака–Хартри–Фока к сильно асимметричной ядерой материи.

Если рассматривать модели с реалистическим нуклон-нуклонным (НН) взаимодействием, ферромагнитный фазовый переход оказывается, по-видимому, подавленным вплоть до плотностей, гораздо больших ρ_0 [11 – 13]. В частности, ферромагнитная неустойчивость не была обнаружена в недавних исследованиях нейтронной материи [14] и асимметричной ядерной материи [15] в подходе Бракнера–Хартри–Фока с реалистическими НН потенциалами Неймеген II, Рейд 93 и Неймеген NSC97e. Тот же вывод был получен в [16], где вычислялась магнитная восприимчивость нейтронной материи с использованием двухчастичного потенциала Аргон v_{18} и трехчастичного потенциала Урбана IX.

Здесь будет продолжено изучение спиновой поляризуемости ядерной материи с использованием эффективного НН взаимодействия. Рассмотрение проводится в рамках ферми-жидкостного (ФЖ) описания ядерной материи [17, 18]. В качестве потен-

[1)]e-mail: isayev@mail-x-change.com

циала НН взаимодействия выбирается эффективное взаимодействие Скирма, использованное ранее в ряде аспектов для вычислений в ядерной материи [19–22]. Поскольку расчеты магнитной восприимчивости с эффективными силами Скирма показывают, что ядерная материя испытывает ферромагнитный фазовый переход при некоторой критической плотности, вполне естественным шагом является определение зависимости от плотности параметра ферромагнитной спиновой поляризации ядерной материи. Кроме того, будет рассмотрена возможность антиферромагнитного фазового перехода в ядерной материи, когда спины протонов и нейтронов направлены в противоположные стороны. Параметр антиферромагнитной спиновой поляризации будет также найден как функция плотности. Затем будет изучен вопрос о термодинамической устойчивости ферромагнитного и антиферромагнитного спиновых состояний и выяснено, какая фаза является более предпочтительной в области плотностей, где существуют оба типа решений уравнений самосогласования.

Отметим, что мы рассматриваем термодинамические свойства спиново поляризованных состояний в ядерной материи вплоть до области высоких плотностей, встречающихся в астрофизике. Тем не менее, мы используем чисто нуклонное описание ядерной материи, хотя другие степени свободы, такие как пионные, гиперонные, каонные или кварковые, могут быть важны при таких больших плотностях.

Основные уравнения. Нормальные состояния ядерной материи описываются нормальной функцией распределения нуклонов $f_{\kappa_1\kappa_2} = \mathrm{Tr}\,\rho a^+_{\kappa_2} a_{\kappa_1}$ ($\kappa \equiv \equiv (\mathbf{p}, \sigma, \tau)$, где $\mathbf{p}$ – импульс, $\sigma(\tau)$ – проекция спина (изоспина) на ось квантования, ρ – матрица плотности системы). Энергия системы задается в виде функционала функции распределения f, $E = E(f)$, и определяет одночастичную энергию

$$\varepsilon_{\kappa_1\kappa_2}(f) = \partial E(f)/\partial f_{\kappa_2\kappa_1}. \qquad (1)$$

Матричное уравнение самосогласования для нахождения функции распределения f следует из условия минимума термодинамического потенциала [17]:

$$f = \{\exp(Y_0\varepsilon + Y_4) + 1\}^{-1} \equiv \{\exp(Y_0\xi) + 1\}^{-1}. \qquad (2)$$

Здесь величины ε, Y_4 являются матрицами в пространстве переменных κ, причем $Y_{4\kappa_1\kappa_2} = Y_{4\tau_1}\delta_{\kappa_1\kappa_2}$ ($\tau_1 = p, n$), $Y_0 = 1/T$, $Y_{4p} = -\mu^0_p/T$ и $Y_{4n} = -\mu^0_n/T$ – множители Лагранжа, μ^0_p и μ^0_n – химические потенциалы протонов и нейтронов, T – температура. Мы изучим возможность образования различных типов спинового упорядочения (ферромагнитного и антиферромагнитного) в ядерной материи.

Нормальная функция распределения может быть разложена по матрицам Паули σ_i, τ_k в спиновом и изоспиновом пространствах:

$$f(\mathbf{p}) = f_{00}(\mathbf{p})\sigma_0\tau_0 + f_{30}(\mathbf{p})\sigma_3\tau_0 + \\ + f_{03}(\mathbf{p})\sigma_0\tau_3 + f_{33}(\mathbf{p})\sigma_3\tau_3. \qquad (3)$$

В случае функционала энергии, инвариантного по отношению к вращениям в спиновом и изоспиновом пространствах, структура одночастичной энергии аналогична структуре функции распределения f:

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_{00}(\mathbf{p})\sigma_0\tau_0 + \varepsilon_{30}(\mathbf{p})\sigma_3\tau_0 + \\ + \varepsilon_{03}(\mathbf{p})\sigma_0\tau_3 + \varepsilon_{33}(\mathbf{p})\sigma_3\tau_3. \qquad (4)$$

Используя соотношения (2), (4), можно явно выразить функции распределения $f_{00}, f_{30}, f_{03}, f_{33}$ через величины ε:

$$\begin{aligned} f_{00} &= \frac{1}{4}\{n(\omega_{+,+}) + n(\omega_{+,-}) + n(\omega_{-,+}) + n(\omega_{-,-})\}, \\ f_{30} &= \frac{1}{4}\{n(\omega_{+,+}) + n(\omega_{+,-}) - n(\omega_{-,+}) - n(\omega_{-,-})\}, \\ f_{03} &= \frac{1}{4}\{n(\omega_{+,+}) - n(\omega_{+,-}) + n(\omega_{-,+}) - n(\omega_{-,-})\}, \\ f_{33} &= \frac{1}{4}\{n(\omega_{+,+}) - n(\omega_{+,-}) - n(\omega_{-,+}) + n(\omega_{-,-})\}. \end{aligned} \qquad (5)$$

Здесь $n(\omega) = \{\exp(Y_0\omega) + 1\}^{-1}$ и

$$\begin{aligned} \omega_{+,+} &= \xi_{00} + \xi_{30} + \xi_{03} + \xi_{33}, \\ \omega_{+,-} &= \xi_{00} + \xi_{30} - \xi_{03} - \xi_{33}, \\ \omega_{-,+} &= \xi_{00} - \xi_{30} + \xi_{03} - \xi_{33}, \\ \omega_{-,-} &= \xi_{00} - \xi_{30} - \xi_{03} + \xi_{33}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} &\xi_{00} = \varepsilon_{00} - \mu^0_{00},\ \xi_{30} = \varepsilon_{30}, \\ &\xi_{03} = \varepsilon_{03} - \mu^0_{03},\ \xi_{33} = \varepsilon_{33}, \\ &\mu^0_{00} = \frac{\mu^0_p + \mu^0_n}{2}, \quad \mu^0_{03} = \frac{\mu^0_p - \mu^0_n}{2}. \end{aligned}$$

Как следует из структуры функций распределения f, величина $\omega_{\pm,\pm}$, являющаяся показателем в фермиевской функции распределения n, играет роль квазичастичного спектра. В рассматриваемом случае спектр является четырехкратно расщепленным ввиду спиновой и изоспиновой зависимостей одночастичной энергии в (4). Функции распределения f должны удовлетворять условиям нормировки

$$\frac{4}{\mathcal{V}}\sum_{\mathbf{p}} f_{00}(\mathbf{p}) = \rho, \tag{6}$$

$$\frac{4}{\mathcal{V}}\sum_{\mathbf{p}} f_{03}(\mathbf{p}) = \rho_p - \rho_n \equiv -\alpha\rho, \tag{7}$$

$$\frac{4}{\mathcal{V}}\sum_{\mathbf{p}} f_{30}(\mathbf{p}) = \rho_\uparrow - \rho_\downarrow \equiv \Delta\rho_{\uparrow\uparrow}, \tag{8}$$

$$\frac{4}{\mathcal{V}}\sum_{\mathbf{p}} f_{33}(\mathbf{p}) = (\rho_{p\uparrow} + \rho_{n\downarrow}) - (\rho_{p\downarrow} + \rho_{n\uparrow}) \equiv \Delta\rho_{\uparrow\downarrow}. \tag{9}$$

Здесь α – параметр изоспиновой асимметрии, $\rho_{p\uparrow}, \rho_{p\downarrow}$ и $\rho_{n\uparrow}, \rho_{n\downarrow}$ – плотности протонов и нейтронов со спином вверх и вниз, соответственно; $\rho_\uparrow = \rho_{p\uparrow} + \rho_{n\uparrow}$ и $\rho_\downarrow = \rho_{p\downarrow} + \rho_{n\downarrow}$ – плотности нуклонов со спином вверх и вниз. Плотности $\Delta\rho_{\uparrow\uparrow}$ и $\Delta\rho_{\uparrow\downarrow}$ могут рассматриваться как ферромагнитный (ФМ) и антиферромагнитный (АФМ) спиновые параметры порядка: если все спины нуклонов ориентированы в одном направлении (полностью поляризованное ФМ спиновое состояние), тогда $\Delta\rho_{\uparrow\uparrow} = \rho$ и $\Delta\rho_{\uparrow\downarrow} = 0$; если спины всех протонов ориентированы в одном направлении и спины всех нейтронов – в противоположном (полностью поляризованное АФМ спиновое состояние), тогда $\Delta\rho_{\uparrow\downarrow} = \rho$ и $\Delta\rho_{\uparrow\uparrow} = 0$.

Для получения уравнений самосогласования необходимо задать функционал энергии системы, который выберем в виде

$$\begin{gathered} E(f) = E_0(f) + E_{int}(f), \\ E_0(f) = 4\sum_{\mathbf{p}} \varepsilon_0(\mathbf{p}) f_{00}(\mathbf{p}),\ \varepsilon_0(\mathbf{p}) = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_0}, \\ E_{int}(f) = 2\sum_{\mathbf{p}} \{\tilde\varepsilon_{00}(\mathbf{p}) f_{00}(\mathbf{p}) + \tilde\varepsilon_{30}(\mathbf{p}) f_{30}(\mathbf{p}) + \\ + \tilde\varepsilon_{03}(\mathbf{p}) f_{03}(\mathbf{p}) + \tilde\varepsilon_{33}(\mathbf{p}) f_{33}(\mathbf{p})\}, \end{gathered} \tag{10}$$

$$\tilde\varepsilon_{00}(\mathbf{p}) = \frac{1}{2\mathcal{V}}\sum_{\mathbf{q}} U_0(\mathbf{k}) f_{00}(\mathbf{q}),\ \mathbf{k} = \frac{\mathbf{p}-\mathbf{q}}{2},$$

$$\tilde\varepsilon_{30}(\mathbf{p}) = \frac{1}{2\mathcal{V}}\sum_{\mathbf{q}} U_1(\mathbf{k}) f_{30}(\mathbf{q}),$$

$$\tilde\varepsilon_{03}(\mathbf{p}) = \frac{1}{2\mathcal{V}}\sum_{\mathbf{q}} U_2(\mathbf{k}) f_{03}(\mathbf{q}),$$

$$\tilde\varepsilon_{33}(\mathbf{p}) = \frac{1}{2\mathcal{V}}\sum_{\mathbf{q}} U_3(\mathbf{k}) f_{33}(\mathbf{q}).$$

Здесь m_0 – масса свободного нуклона, $U_0(\mathbf{k}), ..., U_3(\mathbf{k})$ – нормальные ФЖ амплитуды, $\tilde\varepsilon_{00}, \tilde\varepsilon_{30}, \tilde\varepsilon_{03}, \tilde\varepsilon_{33}$ – ФЖ поправки к свободному одночастичному спектру. С учетом (1), (10) получим уравнения самосогласования в виде

$$\begin{gathered} \xi_{00}(\mathbf{p}) = \varepsilon_0(\mathbf{p}) + \tilde\varepsilon_{00}(\mathbf{p}) - \mu_{00}^0, \quad \xi_{30}(\mathbf{p}) = \tilde\varepsilon_{30}(\mathbf{p}), \\ \xi_{03}(\mathbf{p}) = \tilde\varepsilon_{03}(\mathbf{p}) - \mu_{03}^0, \quad \xi_{33}(\mathbf{p}) = \tilde\varepsilon_{33}(\mathbf{p}). \end{gathered} \tag{11}$$

В дальнейшем для получения численных результатов будем использовать эффективное взаимодействие Скирма. В случае сил Скирма нормальные ФЖ амплитуды имеют вид [18]

$$U_0(\mathbf{k}) = 6t_0 + t_3\rho^\beta + \frac{2}{\hbar^2}[3t_1 + t_2(5+4x_2)]\mathbf{k}^2, \tag{12}$$

$$\begin{aligned} U_1(\mathbf{k}) &= -2t_0(1-2x_0) - \frac{1}{3}t_3\rho^\beta(1-2x_3) - \\ &\quad - \frac{2}{\hbar^2}[t_1(1-2x_1) - t_2(1+2x_2)]\mathbf{k}^2 \equiv a + b\mathbf{k}^2, \\ U_2(\mathbf{k}) &= -2t_0(1+2x_0) - \frac{1}{3}t_3\rho^\beta(1+2x_3) \\ &\quad - \frac{2}{\hbar^2}[t_1(1+2x_1) - t_2(1+2x_2)]\mathbf{k}^2, \\ U_3(\mathbf{k}) &= -2t_0 - \frac{1}{3}t_3\rho^\beta - \frac{2}{\hbar^2}(t_1 - t_2)\mathbf{k}^2 \equiv c + d\mathbf{k}^2, \end{aligned}$$

где t_i, x_i, β – феноменологические константы, характеризующие данную параметризацию сил Скирма. В численных расчетах мы будем использовать потенциалы SkM* [23] и SGII [24] построенные для описания свойств систем с малой изоспиновой асимметрией. С учетом явного вида ФЖ амплитуд и соотношений (6)–(9), получим

$$\xi_{00} = \frac{p^2}{2m_{00}} - \mu_{00}, \tag{13}$$

$$\xi_{03} = \frac{p^2}{2m_{03}} - \mu_{03}, \tag{14}$$

$$\xi_{30} = (a + b\frac{\mathbf{p}^2}{4})\frac{\Delta\rho_{\uparrow\uparrow}}{8} + \frac{b}{32}\langle\mathbf{q}^2\rangle_{30}, \tag{15}$$

$$\xi_{33} = (c + d\frac{\mathbf{p}^2}{4})\frac{\Delta\rho_{\uparrow\downarrow}}{8} + \frac{d}{32}\langle\mathbf{q}^2\rangle_{33}, \tag{16}$$

где эффективная масса нуклона m_{00} и эффективная изовекторная масса m_{03} определяются формулами

$$\begin{aligned} \frac{\hbar^2}{2m_{00}} &= \frac{\hbar^2}{2m_0} + \frac{\rho}{16}[3t_1 + t_2(5+4x_2)], \\ \frac{\hbar^2}{2m_{03}} &= \frac{\alpha\rho}{16}[t_1(1+2x_1) - t_2(1+2x_2)], \end{aligned} \tag{17}$$

и перенормированные химические потенциалы μ_{00}, μ_{03} должны находиться из уравнений (6), (7). В формулах (15), (16) $\langle\mathbf{q}^2\rangle_{30}, \langle\mathbf{q}^2\rangle_{33}$ – моменты второго порядка соответствующих функций распределения

$$\langle\mathbf{q}^2\rangle_{30} = \frac{4}{V}\sum_{\mathbf{q}} \mathbf{q}^2 f_{30}(\mathbf{q}), \tag{18}$$

$$\langle\mathbf{q}^2\rangle_{33} = \frac{4}{V}\sum_{\mathbf{q}} \mathbf{q}^2 f_{33}(\mathbf{q}). \tag{19}$$

Таким образом, с учетом выражений (5) для функций распределения f получим уравнения самосогласования (6)–(9), (18), (19) для эффективных химических потенциалов μ_{00}, μ_{03}, ФМ и АФМ спиновых параметров порядка $\Delta\rho_{\uparrow\uparrow}$, $\Delta\rho_{\uparrow\downarrow}$ и моментов второго порядка $\langle\mathbf{q}^2\rangle_{30}, \langle\mathbf{q}^2\rangle_{33}$.

ФМ и АФМ спиновые параметры порядка при нулевой температуре. Ранние исследования по спиновой поляризуемости с эффективными силами Скирма были основаны на вычислении магнитной восприимчивости и нахождении ее полюсной структуры [4, 5], определяющей начало неустойчивости по отношению к спиновым флуктуациям. Здесь мы непосредственно найдем ФМ спиновую поляризацию как функцию плотности ядерной материи при нулевой температуре. Кроме того, будет изучена возможность АФМ спинового упорядочения в ядерной материи и термодинамическая устойчивость двух типов упорядочения.

Рассмотрим поведение спиновой поляризации при нулевой температуре в симметричной ядерной материи ($\rho_p = \rho_n$). ФМ спиновое упорядочение соответствует случаю $\Delta\rho_{\uparrow\uparrow} \neq 0, \langle\mathbf{q}^2\rangle_{30} \neq 0, \Delta\rho_{\uparrow\downarrow} = 0, \langle\mathbf{q}^2\rangle_{33} = 0$, АФМ спиновое упорядочение – случаю $\Delta\rho_{\uparrow\downarrow} \neq 0, \langle\mathbf{q}^2\rangle_{33} \neq 0, \Delta\rho_{\uparrow\uparrow} = 0, \langle\mathbf{q}^2\rangle_{30} = 0$. В полностью ФМ поляризованном состоянии нетривиальные решения уравнений самосогласования имеют вид

$$\Delta\rho_{\uparrow\uparrow} = \rho,\ \langle\mathbf{q}^2\rangle_{30} = \frac{3}{5}\rho k_F^2. \tag{20}$$

Здесь $k_F = (3\pi^2\rho)^{1/3}$ – фермиевский волновой вектор симметричной ядерной материи в случае, когда степени свободы, соответствующие спину нуклонов вниз, недоступны. Для полностью АФМ поляризованной ядерной материи имеем

$$\Delta\rho_{\uparrow\downarrow} = \rho,\ \langle\mathbf{q}^2\rangle_{33} = \frac{3}{5}\rho k_F^2. \tag{21}$$

Величина k_F дается тем же выражением, что и в (20), поскольку теперь недоступны степени свободы, относящиеся к спину протонов вниз и к спину нейтронов вверх. Результаты численного определения ФМ

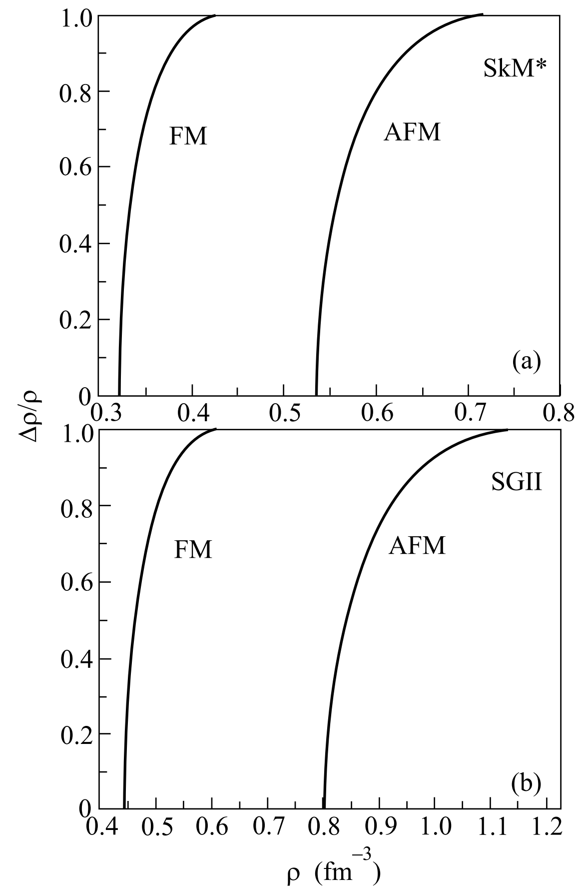

Рис.1. ФМ и АФМ параметры спиновой поляризации как функции плотности при нулевой температуре для (a) потенциала SkM*, (b) потенциала SGII

$\Delta\rho_{\uparrow\uparrow}/\rho$ и АФМ $\Delta\rho_{\uparrow\downarrow}/\rho$ параметров спиновой поляризации показаны на рис.1 для эффективных потенциалов SkM* и SGII.

ФМ спиновый параметр порядка появляется при плотности $\rho \approx 2\rho_0$ для потенциала SkM* и при $\rho \approx 2.75\rho_0$ для потенциала SGII. АФМ параметр порядка возникает при $\rho \approx 3.3\rho_0$ для взаимодействия SkM* и при $\rho \approx 5\rho_0$ для взаимодействия SGII. В обоих случаях ФМ упорядочение появляется раньше, чем АФМ упорядочение. Ядерная материя становится полностью ФМ поляризованной ($\Delta\rho_{\uparrow\uparrow}/\rho = 1$) при плотности $\rho \approx 2.7\rho_0$ для потенциала SkM* и при $\rho \approx 3.9\rho_0$ для потенциала SGII. Полностью АФМ поляризованное состояние ($\Delta\rho_{\uparrow\downarrow}/\rho = 1$) возникает при $\rho \approx 4.5\rho_0$ для взаимодействия SkM* и при $\rho \approx 7.2\rho_0$ для взаимодействия SGII.

Отметим, что моменты второго порядка $\langle\mathbf{q}^2\rangle_{30}, \langle\mathbf{q}^2\rangle_{33}$ функций распределения f_{30}, f_{33} также играют роль параметров порядка. На рис.2 показано поведение этих величин, нормированных на их значение в полностью поляризованном состоянии.

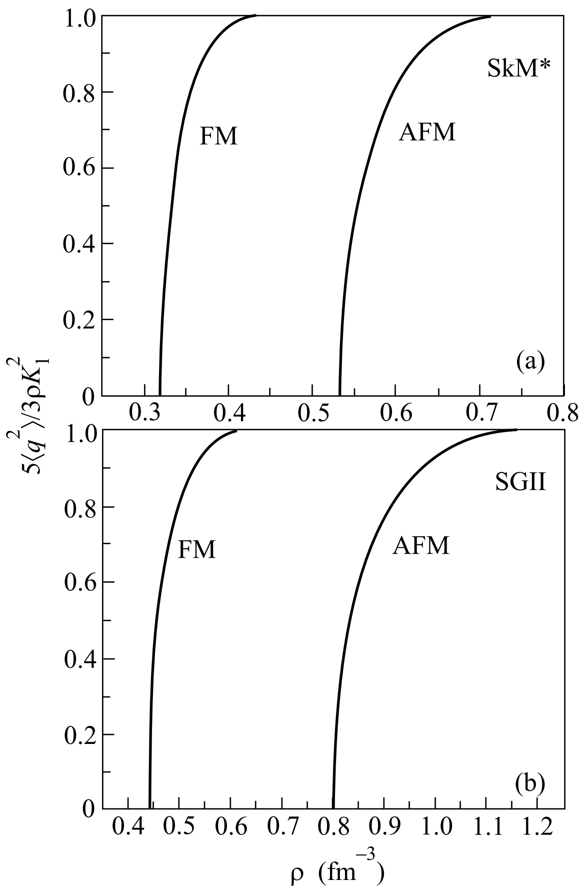

Рис.2. То же, что и на рис.1, но для моментов второго порядка функций распределения

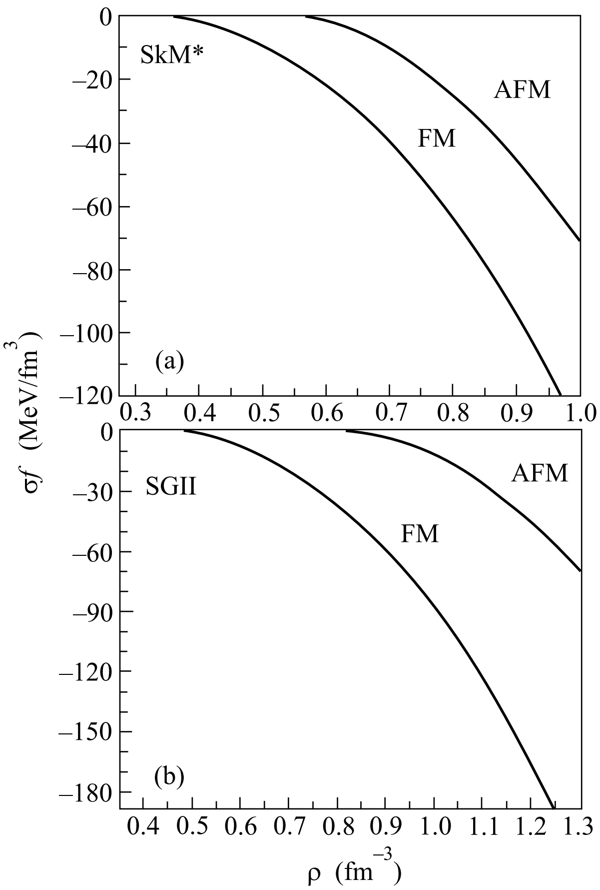

Рис.3. Плотность свободной энергии, измеряемая от плотности нормального состояния, для ФМ и АФМ спинового упорядочения как функция плотности при нулевой температуре для (a) потенциала SkM*, (b) потенциала SGII

Отношения $5\langle\mathbf{q}^2\rangle_{30}/3\rho k_F^2$ и $5\langle\mathbf{q}^2\rangle_{33}/3\rho k_F^2$ рассматриваются как ФМ и АФМ параметры порядка, соответственно. Поведение этих величин аналогично поведению параметров спиновой поляризации на рис.1 с теми же значениями граничных плотностей для возникновения и насыщения параметров порядка.

В области плотностей, где ФМ и АФМ решения уравнений самосогласования существуют одновременно, необходимо проверить, какое решение является термодинамически предпочтительным. С этой целью необходимо сравнить свободные энергии обоих состояний. Результаты вычисления плотности свободной энергии, измеряемой от плотности свободной энергии нормального состояния, показаны на рис.3. Видно, что для всей области сосуществования ФМ спиновое упорядочение является более предпочтительным, чем АФМ упорядочение и, более того, разность между соответствующими свободными энергиями становится все больше с увеличением плотности, так что нет основания предполагать, что АФМ спиновое упорядочение могло бы быть более предпочтительным при больших плотностях.

В заключение отметим, что нами рассмотрена возможность спонтанного появления спиново поляризованных состояний в симметричной ядерной материи, соответствующих ФМ и АФМ спиновым упорядочениям. Исследование проведено в рамках ферми-жидкостного описания ядерной материи, когда нуклоны взаимодействуют посредством эффективных сил Скирма (потенциалы SkM*, SGII). В отличие от предыдущих исследований, где возможность возникновения ФМ спиново поляризованных состояний рассматривалась на основе определения магнитной восприимчивости, здесь получены уравнения самосогласования для ФМ и АФМ параметров спиновых поляризаций, которые решены при нулевой температуре. Показано, что ФМ параметр порядка возникает при плотностях 2–2.75ρ_0 и АФМ параметр порядка – при плотностях 3.3–5ρ_0. В области плотностей, где существуют оба типа решения, ФМ спиновое упорядочение является термодинамически более предпочтительным, чем АФМ.

Автор выражает благодарность УНТЦ за финансовую поддержку (грант # 1480).

1. M. J. Rice, Phys. Lett. **29A**, 637 (1969).
2. S. D. Silverstein, Phys. Rev. Lett. **23**, 139 (1969).
3. E. Østgaard, Nucl. Phys. **A154**, 202 (1970).
4. A. Viduarre, J. Navarro, and J. Bernabeu, Astron. Astrophys. **135**, 361 (1984).
5. S. Reddy, M. Prakash, J. M. Lattimer et al., Phys. Rev. **C59**, 2888 (1999).
6. А. И. Ахиезер, Н. В. Ласкин, С. В. Пелетминский, ЖЭТФ **109**, 1981 (1996).
7. S. Marcos, R. Niembro, M. L. Quelle et al., Phys. Lett. **271B**, 277 (1991).
8. T. Maruyama and T. Tatsumi, Nucl. Phys. **A693**, 710 (2001).
9. M. Kutschera, and W. Wojcik, Phys. Lett. **223B**, 11 (1989).
10. P. Bernardos, S. Marcos, R. Niembro et al., Phys. Lett. **356B**, 175 (1995).
11. V. R. Pandharipande, V. K. Garde, and J. K. Srivatsava, Phys. Lett. **38B**, 485 (1972).
12. S. O. Bäckmann and C. G. Källman, Phys. Lett. **43B**, 263 (1973).
13. P. Haensel, Phys. Rev. **C11**, 1822 (1975).
14. I. Vidaña, A. Polls, and A. Ramos, Phys. Rev. **C65**, 035804 (2002).
15. I. Vidaña and I. Bombaci, Phys. Rev. **C66**, 045801 (2002).
16. S. Fantoni, A. Sarsa, and E. Schmidt, Phys. Rev. Lett. **87**, 018110 (2001).
17. A. I. Akhiezer, V. V. Krasil'nikov, S. V. Peletminsky et al., Phys. Rep. **245**, 1 (1994).
18. А. И. Ахиезер, А. А. Исаев, С. В. Пелетминский и др., ЖЭТФ **112**, 3 (1997).
19. R. K. Su, S. D. Yang, and T. T. S. Kuo, Phys. Rev. **C35**, 1539 (1987).
20. M. F. Jiang and T. T. S. Kuo, Nucl. Phys. **A481**, 294 (1988).
21. A. I. Akhiezer, A. A. Isayev, S. V. Peletminsky et al., Phys. Rev. **C63**, 021304(R) (2001).
22. A. A. Isayev, Phys. Rev. **C65**, 031302(R) (2002).
23. M. Brack, C. Guet, and H.-B. Hakansson, Phys. Rep. **123**, 275 (1985).
24. V. G. Nguyen and H. Sagawa, Phys. Lett. **106B**, 379 (1981).