ВІСНИК ЛЬВІВ. УН-ТУ *VISNYK LVIV UNIV.*
Серія фізична. 2006. Вип. 39. С. 68-75 *Ser. Physic. 2006. N 39. P.68-75*

УДК 538.94, 539.14
PACS number(s): .65.+f, 21.30.Fe, 71.10.Ay

СУПЕРПОЗИЦІЯ СИНГЛЕТНОГО ТА ТРИПЛЕТНОГО ВПОРЯДКУВАНЬ У ДВОКОМПОНЕНТНІЙ ФЕРМІ-РІДИНІ

С. Шульга, О. Яценко

ННЦ "Харківський фізико-технічний інститут",
вул. Академічна,1, 61108 Харків, Україна
e-mail: shulga@kipt.kharkov.ua

Досліджено співіснування при одній і тій самій температурі куперівських пар з різними типами симетрії у двокомпонентній фермі-рідині. Це виконано на прикладі симетричної ядерної матерії з потенціалом нуклонної взаємодії скірмівського типу. В розглянутій моделі припускається, що загальний спін пар дорівнює нулю, а ізотопічний набуває значення 0 та 1. Було показано можливість таких спарювань у ядерній матерії. На підставі фермірідинного підходу одержано систему рівнянь самоузгодження для надплинних параметрів порядку та отримані з неї багатощілинні розв'язки цих рівнянь при різних температурах.

Ключові слова: фермі-рідина, надплинність, ядерна матерія.

У статті розглянено багатощілинні надплинні стани симетричної ядерної матерії в моделі надплинної фермі-рідини, що розвинено у [1, 2]. В цій моделі надплинна фермі-рідина може перебувати у станах *SS*, *ST*, *TS* та *TT* або їх суперпозиціях (*S* –синглет, *T* – триплет; перша літера має відношення до спінових станів куперівської пари, друга – до її ізоспінових станів). Зацікавлення до вивчення фазових переходів у ядерній матерії простежується давно (див., напр., [3–6]). Але в цих працях йшлося скоріше про переходи з нормального стану в надплинний. Нас цікавитимуть також переходи з одного надплинного стану в інший. У дослідженнях [7, 8] вивчали можливість суперпозиції надплинних *TS* та *ST*-станів нейтрон-протонної куперівської пари. Було доведено, що такі стани принципово можливі.

Розглянемо суперпозицію надплинних *SS* та *ST*-станів тоді, коли можуть існувати нейтрон-нейтронні, нейтрон-протонні та протон-протонні куперівські пари з сумарним спіном куперівської пари, що дорівнює нулю (*S*=0, *T*=1).

Для опису можливих станів надплинної фермі-рідини ми задаємо функціонал енергії $E(f,g)$, який залежить від нормальної та аномальної одночастинкових матричних функцій розподілу f_{12} та g_{12}, відповідно. Тут $i = \mathbf{p}_i, \alpha_i, a_i$ – сукупність квантових чисел: імпульсу $\mathbf{p}_i$ та проекцій спіну й ізоспіну квазічастинки фермі-рідини α_i та a_i, відповідно.

Блокова одночастинкова матриця густини

$$\hat{f} = \begin{pmatrix} f & g \\ g^{\dagger} & \widetilde{1-f} \end{pmatrix}, \ f^{\dagger} = f \ , \ \tilde{g} = -g$$

відповідно [1] має вигляд функції розподілу Фермі:

$$\hat{f} = \left(\exp\frac{\hat{\varepsilon} - \hat{\mu}}{T} + 1 \right)^{-1}, \tag{1}$$

де T – температура системи, $\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & \Delta \\ \Delta^{\dagger} & -\tilde{\varepsilon} \end{pmatrix}$ – блоковий оператор енергії квазічастинок, що об'єднує саме енергію квазічастинки ε і параметр порядку Δ, та $\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & 0 \\ 0 & -\mu \end{pmatrix}$ – блоковий оператор хімічного потенціалу, де μ – хімічний потенціал системи, а енергія квазічастинок фермі-рідини ε та параметр порядку Δ визначають за формулами

$$\varepsilon_{12} = \frac{\partial E(f,g)}{\partial f_{21}}, \ \ \Delta_{12} = 2\frac{\partial E(f,g)}{\partial g_{21}^{\dagger}}, \tag{2}$$

$$\varepsilon^{\dagger} = \varepsilon \ , \ \tilde{\Delta} = -\Delta \ .$$

Ентропія системи $S = -\mathrm{Sp}\,\hat{f}\ln\hat{f}$ має максимум у стані рівноваги, що описують функцією розподілу (1) при постійних значеннях енергії $E(f,g)$ та числа квазічастинок

$$N = \mathrm{tr}\, f \ . \tag{3}$$

Ми вважаємо, що повний імпульс системи дорівнює нулю.

У цій статті ми визначаємо функціонал енергії в наближенні Хартрі-Фока. Якщо гамільтоніан системи є відомим:

$$H = \sum_{1,2} \varepsilon_{12}\, a_1^{+} a_2 + \frac{1}{2}\sum_{1...4} v(1234)\, a_1^{+} a_2^{+} a_4 a_3 \ ,$$

то в цьому наближенні функціонал енергії матиме вигляд

$$E(f,g) = \sum_{1,2} \varepsilon_{12} f_{21} + \frac{1}{2}\sum_{1...4} v(1234)\left(f_{31} f_{42} - f_{41} f_{32} + g_{21}^{\dagger} g_{34} \right). \tag{4}$$

За формулою (4) легко визначити чотири нормальні амплітуди взаємодії $U_i(\mathbf{p},\mathbf{q})$ та чотири аномальні надплинні амплітуди взаємодії $V_i(\mathbf{p},\mathbf{q})$ квазічастинок фермі-рідини [1].

Зазначимо, що оскільки ε та Δ залежать від f та g, співвідношення (4) є системою нелінійних інтегральних рівнянь самоузгодження для визначення ε та Δ, яку ми запишемо в тому особливому випадку, який розглянуто в цьому дослідженні.

Аналітичне визначення нормальної та аномальної матричних функцій розподілу f та g як функцій параметра порядку Δ і енергії квазічастинок фермі-рідини ε (або $\xi = \varepsilon - \mu$) зведене передусім до проблеми діагоналізації матриці $\hat{f}$, що, своєю чергою, приводить нас до розв'язування квадратного матричного рівняння відносно матриці X [1]:

$$X\Delta^{\dagger}X - \xi X - X\tilde{\xi} - \Delta = 0\,. \qquad (5)$$

Після розв'язування цього рівняння функції f та g визначають за формулами

$$f = Kn + X\left(1-\tilde{n}\right)X^{\dagger}K\,, \qquad g = K\left(1-n\right)X - X\tilde{n}\tilde{K}\,, \qquad (6)$$

де

$$K = \left(1 + XX^{\dagger}\right)^{-1}$$

і n – матрична функція розподілу елементарних збуджень надплинної фермі-рідини, яка має вигляд

$$n = \left[\exp\beta\left(\xi - X\Delta^{\dagger}\right) + 1\right]^{-1},\ \beta = 1/T\,.$$

Величину $E = \xi - X\Delta^{\dagger}$ можна назвати енергією елементарних збуджень надплинної фермі-рідини. Звичайно, вона як матриця у спіновому та ізоспіновому просторах може мати різні власні значення (до чотирьох), і тому спектр елементарних збуджень є в загальному випадку багатощілинним.

Ентропію надплинної фермі-рідини обчислюють в цьому випадку за формулою

$$S = -\,\mathrm{tr}\left[n\ln n + \left(1-n\right)\ln\left(1-n\right)\right].$$

Ми будемо розглядати надплинну ядерну матерію, в якій кількість нейтронів та протонів однакова і в якій існують нейтрон-нейтронні, протон-нейтронні та протон-протонні куперівські пари. Це означає, що ізоспін куперівських пар може дорівнювати як нулеві, так і одиниці. Будемо також вважати, що звичайний спін куперівських пар дорівнює нулю, тому ми розглядаємо *SS* (синглет-синглетні) та *ST* (синглет-триплетні) надплинні стани та їх суперпозицію. Отже, параметр порядку такої надплинної ядерної матерії треба записувати у вигляді

$$\Delta = \left(i\Delta_0 + \vec{\Delta}\vec{\tau}\right)\sigma_2\tau_2\,, \qquad \vec{\Delta} = \left(i\Delta_1, \Delta_2, i\Delta_3\right). \qquad (7)$$

У двокомпонентній фермі-рідині симетрія матриці $\Delta(\mathbf{p})$ за імпульсами відрізнятиметься від симетрії параметра порядку в однокомпонентній системі, отже маємо такі співвідношення:

$$\Delta_0(\text{-}\mathbf{p}) = -\Delta_0(\mathbf{p}),\ \vec{\Delta}(\text{-}\mathbf{p}) = \vec{\Delta}(\mathbf{p})\,.$$

Нехай $\left[\xi,\Delta\right]=0$, $\tilde{\xi}=\xi$. У цьому випадку $\left[\xi,\Delta\Delta^{\dagger}\right]=0$ і рівняння (5) розв'язується в матричному вигляді. Для величини $X\Delta^{\dagger}$ маємо розв'язки

$$X\Delta^{\dagger} = \xi + \eta E\,,\ E = \sqrt{\xi^2 + \Delta\Delta^{\dagger}}\,.$$

Тоді за формулами (4) матриці f та g легко обчислюються. Зазначимо, що функції розподілу не залежать від знаку η, тому можна покласти $\eta = -1$. Тоді

$$f = \frac{1}{2}\left[1 - \frac{\xi}{E}\left(1-2n\right)\right], \quad g = -\frac{1-2n}{2E}\Delta\,.$$

Енергія елементарних збуджень є $E = \xi - X\Delta^{\dagger} = \eta E = \sqrt{\xi^2 + \Delta\Delta^{\dagger}}$. У цьому випадку матриця E має два власні значення, тобто елементарні збудження фермі-рідини у стані суперпозиції *SS* та *ST*-надплинності мають дві щілини. Згодом ми їх визначимо.

Рівняння узгодження для визначення енергії ε та параметра порядку Δ в загальному випадку визначають за співвідношеннями (2). Якщо енергія ε є скалярною величиною $\varepsilon = \varepsilon_0 \equiv \frac{p^2}{2m}$, а матричну структуру параметра порядку подано формулою (7), то у випадку взаємодії $v(1234)$, яка є інваріантною відносно обертань у спіновому та ізоспіновому просторах, а також трансляційно інваріантною, рівняння для визначення ε (або $\xi=\varepsilon-\mu$) та Δ мають вигляд:

$$\xi(\mathbf{p}) = \varepsilon^0(\mathbf{p}) - \mu + \sum_{\mathrm{q}} U_{ss}(\mathbf{p},\mathbf{q}) f_0(\mathbf{q}),$$

$$\Delta_0(\mathbf{p}) = \sum_{\mathrm{q}} V_{ss}(\mathbf{p},\mathbf{q}) g_0(\mathbf{q}),$$

$$\vec{\Delta}(\mathbf{p}) = \sum_{\mathrm{q}} V_{st}(\mathbf{p},\mathbf{q}) \vec{g}(\mathbf{q}),$$

де $f_0(\mathbf{q})$, $g_0(\mathbf{q})$ та $\vec{g}(\mathbf{q})$ є нормальна та аномальна функції розподілу квазічастинок в фермірідинній теорії симетричної ядерної матерії:

$$f(\mathbf{p}) = f_0(\mathbf{p}), \quad g(\mathbf{p}) = \left(ig_0(\mathbf{p}) + \vec{g}(\mathbf{p})\vec{\tau}\right)\sigma_2\tau_2, \quad \vec{g} = (ig_1, g_2, ig_3).$$

Нормальні та аномальні амплітуди взаємодії U_{ss}, V_{ss} та V_{st} визначають взаємодією $v(1234)$ у наближенні Хартрі-Фока.

За модель взаємодії візьмемо двохнуклонну взаємодію Скірма. Її широко використовують в ядерній фізиці, вона зручна тим, що явно залежить від густини ядерної матерії та не потребує перенормувань взаємодії двох нуклонів за наявності середовища.

Потенціал $v(1234)$ може бути розкладений по матрицях Паулі

$$v(1234) = u_0(\mathbf{k},\mathbf{k}') + u_1(\mathbf{k},\mathbf{k}')P_\sigma + u_2(\mathbf{k},\mathbf{k}')P_\tau + u_3(\mathbf{k},\mathbf{k}')P_\sigma P_\tau,$$

де

$$2P_{\sigma\alpha_1\alpha_2\alpha_3\alpha_4} = \left(1+\vec{\sigma}\vec{\sigma}\right)_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\alpha_4} = \delta_{\alpha_1\alpha_3}\delta_{\alpha_2\alpha_4} + \vec{\sigma}_{\alpha_1\alpha_3}\vec{\sigma}_{\alpha_2\alpha_4} \text{ і т.д.;}$$

$$\mathbf{k} = \frac{\mathbf{p}_3 - \mathbf{p}_4}{2}, \quad \mathbf{k}' = \frac{\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2}{2}, \quad \mathbf{p} = \mathbf{p}_3 + \mathbf{p}_4, \quad \mathbf{p}' = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2, \quad \mathbf{p}' = \mathbf{p},$$

$$v(1234) = v(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2; \mathbf{p}_3, \mathbf{p}_4)_{\alpha_{1\ldots4}a_{1\ldots4}} = v(\mathbf{k}'; \mathbf{k})_{\alpha_{1\ldots4}a_{1\ldots4}}. \tag{8}$$

Припустімо, що взаємодія двох нуклонів не залежить від їх сумарного імпульсу, тому ми вилучили аргументи $\mathbf{p}$ з формули (8).

Величини u_i задані через числа t_j, x_j та β, які є відомими параметризаціями взаємодії Скірма:

$$u_0(\mathbf{k},\mathbf{k}') = t_0 + \frac{t_1}{2}\left(\mathbf{k}^2 + \mathbf{k}'^2\right) + t_2\mathbf{k}\mathbf{k}' + \frac{t_3}{6}\rho^\beta,$$

$$u_1\left(\mathbf{k},\mathbf{k}'\right)=x_0t_0+x_1\frac{t_1}{2}\left(\mathbf{k}^2+\mathbf{k}'^2\right)+x_2t_2\mathbf{k}\mathbf{k}'+x_3\frac{t_3}{6}\rho^\beta .$$

(Ми працюємо з моделлю, в якій лише u_0 та u_1 не дорівнюють нулю).

Потенціал взаємодії, що відповідає за *SS*-спарювання, є

$$V_{ss}=\left(u_0-u_1\right)_a ,$$

а за *ST*-спарювання:

$$V_{st}=\left(u_0-u_1\right)_s .$$

Індекси *a* та *s* означають, відповідно, асиметричну та симетричну частини цих величин за імпульсами.

До системи рівнянь самоузгодження належать відповідні за взаємодією величини $g_s=3g_s'$ та g_t, які визначають за формулами

$$g_s\cos\vartheta=-\frac{k_f^3}{4\pi^2\varepsilon_f}\cdot V_{ss}=-\frac{k_f^3}{4\pi^2\varepsilon_f}\cdot t_2\left(1-x_2\right)\mathbf{k}\mathbf{k}' ,$$

$$g_t=-\frac{k_f^3}{4\pi^2\varepsilon_f}\cdot V_{st}=-\frac{k_f^3}{4\pi^2\varepsilon_f}\cdot\left\{t_0\left(1-x_0\right)+\frac{t_1}{2}\left(1-x_1\right)\left(\mathbf{k}^2+\mathbf{k}'^2\right)+\frac{t_3}{6}\left(1-x_3\right)\rho^\beta\right\} ,$$

причому $k_f=\left(\frac{3}{2}\pi^2\rho\right)^{1/3}$, $\varepsilon_f=\frac{\hbar^2k_f^2}{2m}$, а ϑ є кут між векторами $\mathbf{k}$ та $\mathbf{k}'$.

До того ж, ми вважаємо, що потенціал не дорівнює нулю лише в тонкому прошарку навколо сфери Фермі, завширшки 2θ, де значення θ дорівнює θ=0,1ε_f .

Енергія квазічастинки, яка відраховується від хімічного потенціалу, має вигляд

$$\xi=\varepsilon_0-\mu+\tilde{\varepsilon} ,$$

де $\tilde{\varepsilon}$ є її частиною, яка відповідає за взаємодію. Цю формулу зручно переписати у вигляді

$$\xi=\frac{\mathrm{p}^2}{2\mathrm{m}_*}-\mu_* ,$$

де m_* – перенормована маса та μ_* – перенормований хімічний потенціал. Перенормовану масу знаходять з виразу

$$\frac{\hbar^2}{2m_*}=\frac{\hbar^2}{2m}+\frac{1}{16}\left(3t_1+t_2\left(5+4x_2\right)\right)\rho ,$$

де m – маса вільного ферміону, а для μ_* в систему рівнянь самоузгодження додасться ще одне рівняння, яке безпосередньо беруть зі співвідношення (3).

Визначимо також перенормований імпульс p_* :

$$\mu_*=\frac{p_*^2}{2m_*} .$$

Сама система рівнянь самоузгодження має такий вигляд:

$$\begin{cases} \left(\frac{3a}{2} \int_0^{\eta} d\xi \int_0^1 dx\, x^2 \left\{ \varphi_+ + \varphi_- + (\varphi_+ - \varphi_-) \frac{\sqrt{\Delta_1^2 + \Delta_3^2}}{\sqrt{\Delta_0^2 x^2 + \Delta_2^2}} \right\} - \frac{1}{g_s'} \right) \Delta_0 = 0 \\ \left(\frac{a}{2} \int_0^{\eta} d\xi \int_0^1 dx \left\{ \varphi_+ + \varphi_- + (\varphi_+ - \varphi_-) \frac{\sqrt{\Delta_1^2 + \Delta_3^2}}{\sqrt{\Delta_0^2 x^2 + \Delta_2^2}} \right\} - \frac{1}{g_t} \right) (\Delta_1 \text{ or } \Delta_3) = 0 \\ \left(\frac{a}{2} \int_0^{\eta} d\xi \int_0^1 dx \left\{ \varphi_+ + \varphi_- + (\varphi_+ - \varphi_-) \frac{\sqrt{\Delta_0^2 x^2 + \Delta_2^2}}{\sqrt{\Delta_1^2 + \Delta_3^2}} \right\} - \frac{1}{g_t} \right) \Delta_2 = 0 \\ a^3 \left\{ 1 + \frac{3\eta^2}{8} - \frac{3}{8} \int_0^{\eta} d\xi \cdot \xi^2 \int_0^1 dx (\varphi_+ - \varphi_-) \right\} - 1 = 0 \end{cases} , \qquad (9)$$

де

$$\varphi_{\pm} = \frac{\operatorname{th} \frac{E_{\pm}}{2T}}{E_{\pm}}, \quad a \equiv \frac{p_*}{p_f}, \quad \eta = \frac{\theta}{a^2} \frac{m_*}{m}$$

та

$$E_{\pm} = \sqrt{\xi^2 + \left(\sqrt{\Delta_0^2 + \Delta_2^2} \pm \sqrt{\Delta_1^2 + \Delta_3^2} \right)^2} .$$

Змінна інтегрування x є косинус кута між векторами $\mathbf{k}$ та $\mathbf{k}'$.

Замість параметрів порядку Δ_1 та Δ_3 обчислимо комбінований параметр порядку $\Delta_4 = \sqrt{\Delta_1^2 + \Delta_3^2}$. Це спричинено тим, що рівняння для Δ_1 та Δ_3 є еквівалентними, і тому немає можливості розрізнити ці величини.

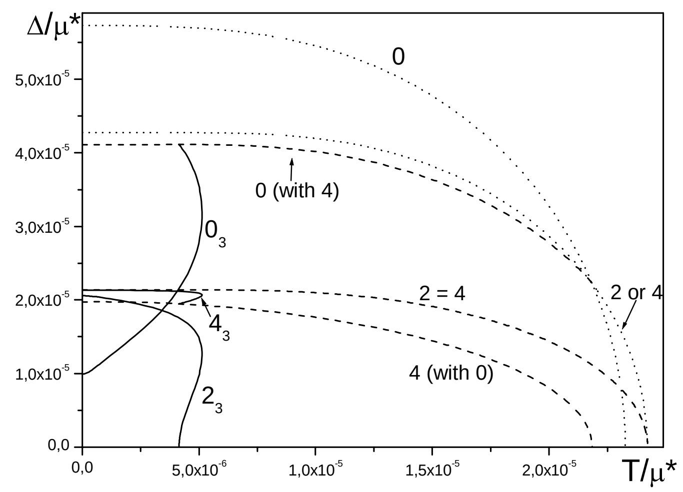

Рис. 1. Варіанти розв’язку системи рівнянь (9)

На рис. 1 зображені одразу всі варіанти розв'язку системи (9) при $T \neq 0$ на прикладі одного із значень $W \equiv \frac{1}{g'_s} - \frac{1}{g_t}$, коли $W = 0{,}06 > 0$.

Можливі такі реалізації розв'язку системи:

I) Не дорівнює нулю лише один з параметрів порядку (на графіку – крапчасті криві, що позначені "0" та "2 or 4" – відповідно Δ_0, Δ_2 та Δ_4). Це не є синглет-триплетні стани системи.

2) Не дорівнюють нулю одночасно два з параметрів порядку (на графіку – пунктирні криві, що позначені "0 with 4", "4 with 0" та "2 and 4"). Розв'язок, при якому $\Delta_0 \neq 0$ та $\Delta_4 \neq 0$, є синглет-триплетним так само, як і розв'язок, при якому $\Delta_0 \neq 0$ та $\Delta_2 \neq 0$ (яке однак реалізується лише при $W < 0$).

3) Не дорівнюють нулю всі три з шуканих параметрів порядку водночас (на графіку – нерозривні криві, що позначені цифрами "0", "2" та "4"). Цей розв'язок реалізується лише при $W > 0$; воно є синглет-триплетним і найбільш цікавим, тому що за деяких температур, а при певних W навіть при всіх температурах, де воно реалізується, воно є двозначним.

На рис. 2 показано графік залежності (при $T = 0$) відношення параметрів порядку $\alpha \equiv \frac{\Delta_2}{\Delta_0}$ від різниці потенціалів $W \equiv \frac{1}{g'_s} - \frac{1}{g_t}$ для реалізації взаємодії Скірма SKM* та $\theta \equiv 0{,}1$. Як видно з цього графіка, ширина діапазону *W*, при якій можливі суперпозиції *SS* та *ST*-станів, коли всі шукані параметри порядку не дорівнюють нулю, є вельми обмеженою. Це означає, що потенціали V_{ss} та V_{st} мають бути близькими один до одного. В одиницях густини ширина цього діапазону становитиме близько 0,1 від загальної густини системи. У випадку, коли один з параметрів порядку Δ_2 або Δ_4 дорівнює нулю, цей діапазон буде ширшим, але він також обмежений.

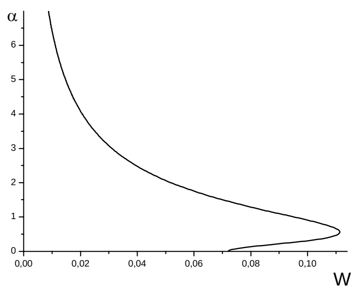

Рис. 2. Залежність відношення параметрів порядку від різниці потенціалів

Як видно, за певних *W* навіть при *T*=0 мають місце двозначні розв'язки для параметрів порядку.

Для інших реалізацій взаємодії Скірма, при яких також можлива суперпозиція *SS* та *ST*-станів (t_2 має бути меншим за 0), якісний вигляд буде таким, як той, що зображений на рис. 2, хоча кількісно трохи відрізнятиметься.

У статті ми не досліджували термодинамічну стійкість отриманих надплинних станів. Але навіть у тому випадку, якщо вони будуть малостійкими, можлива стабілізація таких станів за допомогою, наприклад, включення магнітного поля (нейтронні зірки), або подібно до однокомпонентної системи ^{3}He у випадку надплинної А-фази.

1. *Ахиезер А., Исаев А.* и др. К теории синглет-триплетного спаривания фермионов // ТМФ. 1998. Т. 115. № 3. С. 459–476.
2. *Ахиезер А.И., Исаев А.А.* и др. К теории сверхтекучести ядерной материи на основе ферми-жидкостного подхода // ЖЭТФ. 1997. Т. 112. Вып. 1(7). С. 3–24.
3. *Akhiezer A.I., Isaev A.A.* et al. Multi-gap superfluidity in nuclear matter // Physics Letters B, 1999. Vol. 451. P. 430–436.
4. *Akhiezer A.I., Krasilnikov V.V.* et al. Research on superfluidity and superconductibility on the basis of the Fermi liquid concept // Physics Reports, 1994. Vol. 245. № 1&2 P. 1–110.
5. *Alm T., Friman B. L.* et al. Pairing instability in hot asymmetric nuclear matter // Nuclear Physics A. 1993. Vol. 551. № 1. P. 45–53.
6. *Alm T., Röpke G. et al.* $^3D_2$ pairing in asymmetric nuclear matter // Nuclear Physics A. 1996. Vol. 604. № 4. P. 491–504.
7. *Sedrakian A., Alm T.* et al. Superfluidity in asymmetric nuclear matter // Physical Review C. 1997. Vol. 55. № 2. P. 582–584.
8. *Sedrakian A., Lombardo U.* Thermodynamics of a n-p condensate in asymmetric nuclear matter // Physical Review Letters. 2000. Vol. 84. № 4. P. 602–605.

SUPERPOSITION OF THE SINGLET AND TRIPLET STATES IN A TWO-COMPONENT FERMI-LIQUID

S. Shulga, A. Yatsenko

National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology",
Akademicheskaya st., 1, UA–61108 Kharkiv, Ukraine
e-mail: shulga@kipt.kharkov.ua

A co-existence of the Cooper pairs with different types of symmetry in a two-component Fermi-liquid is analyzed. This has been made by the example of the symmetrical nuclear matter with the Skyrme's interaction. In the observed model it is assumed that the common spin of the pairs is equal to zero, and the isotopical spin takes values of 0 and 1. Earlier it was proved the possibility of such pairings in a nuclear matter. On the basis of the Fermi-Liquid approach a system of self-consistency equations for the superfluid order parameters is deduced and multi-gap solutions at different temperatures are obtained.

Key words: Fermi liquid, superfluidity, nuclear matter.

Стаття надійшла до редколегії 19.05.2004
Прийнята до друку 21.11.2005