В.М. КОЛОМІЄЦЬ, С.В. ЛУК'ЯНОВ

Інститут ядерних досліджень НАН України
(Просп. Науки, 47, Київ 03680; e-mail: lukyanov@kinr.kiev.ua)

УДК 539.142

ДИФУЗІЯ НА ДЕФОРМОВАНІЙ ПОВЕРХНІ ФЕРМІ

Розглянуто наближення дифузії для опису процесу релаксації на збуреній поверхні Фермі у фермі-рідині. Встановлено залежність часу релаксації від мультипольності деформації поверхні Фермі. Досліджено часову еволюцію нерівноважних збуджень частинка–дірка.

Ключові слова: кінетична теорія, фермі-рідина, наближення дифузії, час релаксації, частинка–дірка.

1. Вступ

Важливим аспектом динаміки фермі-рідини є наявність фермі-руху частинок та пов'язані з ним ефекти динамічного збурення поверхні Фермі. Обидва явища можна розглядати в квазікласичному наближенні, в якому початкові квантово-механічні рівняння руху трансформуються в рівняння руху для локальних величин, таких як густина нуклонів, потік густини, тиск, тощо [1,2]. Зазвичай це робиться шляхом врахування деформації поверхні Фермі. Таке наближення дає простий та водночас прозорий опис висококолективізованих ядерних гігантських резонансів і встановлює співвідношення між мікроскопічною теорією та феноменологічними моделями, зокрема ядерною моделлю рідкої краплини [3–6].

Урахування збурення поверхні Фермі приводить до появи деяких особливостей в динаміці фермі-рідини, зокрема до збудження поперечних хвиль [1, 3, 4]. Цей ефект відсутній у звичайній класичній нев'язкій гідродинаміці. Певні труднощі виникають при описі згасання колективного руху, де опис динаміки макроскопічної ядерної рідини є далеким від завершення. Зазначимо, що узагальнення теорії з метою опису дисипативних ефектів приводить до необхідності врахування збурення поверхні Фермі в інтегралі зіткнень, що є ключовим елементом кінетичної теорії фермі-рідини [5, 7, 8].

У даній роботі для опису дисипації на збуреній поверхні Фермі використано дифузійне наближення [9]. Це наближення дає простий результат для залежності часу релаксації від мультипольності деформації поверхні Фермі. В розділі 2 розглянуто кінетичне рівняння для функції розподілу Вігнера та зроблено його спрощуючі перетворення із застосовуванням дифузійного наближення. В розділі 3 встановлюється залежність часу релаксації від мультипольності збурення поверхні Фермі та досліджується релаксація збуджень типу частинка–дірка. Висновки наведені в розділі 4.

2. Наближення дифузії для зіштовхувального кінетичного рівняння

Розпочнемо розгляд із зіштовхувального кінетичного рівняння у наступній, адаптованій до проблем ядерної фізики, формі [10, 11]:

$$\frac{\partial f_1(\mathbf{R}, \mathbf{p}_1; t)}{\partial t} + \hat{L} f_1(\mathbf{R}, \mathbf{p}_1; t) = \delta \mathrm{St}\{f\}. \qquad (1)$$

Тут $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}; t)$ – функція розподілу Вігнера у фазовому просторі, $\delta\mathrm{St}\{f\}$ – інтеграл зіткнень, а оператор $\hat{L}$ дається виразом

$$\hat{L} = \frac{1}{m}\, \mathbf{p} \cdot \nabla_{\mathbf{R}} - (\nabla_{\mathbf{R}} U) \cdot \nabla_{\mathbf{p}}. \qquad (2)$$

Одночастинковий потенціал U у виразі (2) включає в себе, у загальному випадку, самоузгоджене та зовнішнє поля. Обмежуючись борнівським наближенням для амплітуди розсіювання нуклонів, запишемо інтеграл зіткнень $\delta\mathrm{St}\{f\}$ в (1) такій формі:

$$\delta\mathrm{St}\{f\} = \int \frac{g^2 d\mathbf{p}_2 d\mathbf{p}_3 d\mathbf{p}_4}{(2\pi\hbar)^6} w(\{\mathbf{p}_j\}) Q(\{f_j\}) \times$$
$$\times\, \delta(\Delta\epsilon)\delta(\Delta\mathbf{p}), \qquad (3)$$

де $w(\{\mathbf{p}_j\}) \equiv w(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2; \mathbf{p}_3, \mathbf{p}_4)$ – усереднена по спіну та ізотопічному спіну імовірність розсіювання двох нуклонів, множник $g = 4$ враховує виродження по спіну та ізотопічному спіну, $Q(\{f_j\}) = f_1 f_2 (1-f_3)(1-f_4) - (1-f_1)(1-f_2) f_3 f_4$ – фактор блокування Паулі, $\Delta\mathbf{p} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_3 - \mathbf{p}_4$ і $\Delta\epsilon = \epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_3 - \epsilon_4$. Тут $\epsilon_j = p_j^2/2m + U(r_j)$ – одночастинкова енергія. Інтегруючи в інтегралі зіткнень (3) по початкових, $\mathbf{p}_2$ і кінцевих, $\mathbf{p}_4$, імпульсах частинок в оточуючому середовищі, ми перепишемо кінетичне рівняння (1) у вигляді майстеррівняння, яке включає притоковий та відтоковий члени. А саме:

$$\frac{\partial f_1(\mathbf{R}, \mathbf{p}_1; t)}{\partial t} + \hat{L} f_1(\mathbf{R}, \mathbf{p}_1; t) = \int \frac{\mathrm{g} d\mathbf{p}_2}{(2\pi\hbar)^3} \times$$
$$\times \Big[W_{2\to 1}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \tilde{f}_1(\mathbf{R}, \mathbf{p}_1; t)\, f_2(\mathbf{R}, \mathbf{p}_2; t) -$$
$$- W_{1\to 2}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)\, \tilde{f}_2\, (\mathbf{R}, \mathbf{p}_2; t) f_1(\mathbf{R}, \mathbf{p}_1; t) \Big], \qquad (4)$$

де $\tilde{f}_j = 1 - f_j$. Величина $W_{i\to j}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$ являє собою імовірність розсіювання з переходом частинки із стану $\mathbf{p}_i$ в стан $\mathbf{p}_j$ в оточенні частинок середовища. Ця величина включає імовірність як прямого розсіювання двох нуклонів, $1 \to 2$, так і зворотного, $2 \to 1$. Ці імовірності збігаються в силу принципу детального балансу. Зазначимо також, що імовірність $W_{i\to j}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$ залежить від функцій розподілу $f(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ в початкових та кінцевих станах. У найнижчому порядку борнівського наближення ці функції можуть бути замінені на рівноважні функції розподілу $f_{\mathrm{eq}}(\mathbf{R}, \mathbf{p})$, які є ізотропними в імпульсному просторі. Ми припустимо також, що головний внесок в імовірність розсіювання дають переходи, які відповідають малому переданому імпульсу: $|\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2| \ll p_{\mathrm{F}}$, де p_{F} – імпульс Фермі (останнє зумовлено тим, що внаслідок наявності фактора $\tilde{f}_j f_j$ основний внесок в інтеграл зіткнень дають стани, що лежать поблизу поверхні Фермі, див. також [11]). Приймаючи це до уваги, ми скористаємось таким розкладом для імовірності розсіювання $W_{i\rightleftarrows j}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)$:

$$W(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = W(|\mathbf{p}_1 + \mathbf{s}/2|, s) = W(p_1, s) +$$
$$+ \frac{1}{2} s_\nu \nabla_{p_1,\nu} W(p_1, s) +$$
$$+ \frac{1}{8} s_\nu s_\mu \nabla_{p_1,\nu} \nabla_{p_1,\mu} W(p_1, s) + ... \qquad (5)$$

де $\mathbf{s} = \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1$, а підсумовування відбувається по індексах, що повторюються.

Підставляючи вираз (5) в рівняння (4), та зберігаючи члени до другого порядку по переданому імпульсу включно, ми перепишемо майстер-рівняння (4) таким чином:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \hat{L} f_1 = -\nabla_{p_1,\nu} \Big[K_p \left(\nabla_{p_1,\nu}\, \epsilon_1\right) f_1\, \tilde{f}_1 +$$
$$+ f_1^2\, \nabla_{p_1,\nu}\, D_p \Big] + \nabla_{p_1}^2 \left(f_1\, D_p\right). \qquad (6)$$

Тут коефіцієнт дифузії D_p в імпульсному просторі має вигляд [9]:

$$D_p = \frac{1}{2}\, g(p_1) \int d\mathbf{s}\; s^2\, w(p_1, s), \qquad (7)$$

а коефіцієнт рухливості K_p пов'язаний з коефіцієнтом дифузії D_p співвідношенням

$$K_p = g^{-1}(p_1)\, \frac{\partial}{\partial \epsilon_1}\, g(p_1)\, D_p. \qquad (8)$$

Права частина рівняння (6) може бути ідентифікована як редукований інтеграл зіткнень:

$$\mathrm{St}\{f\} = -\nabla_{p_1,\nu} \left[K_p \left(\nabla_{p_1,\nu} \epsilon_1\right) f_1 \tilde{f}_1 + f_1^2 \nabla_{p_1,\nu} D_p \right] +$$
$$+ \nabla_{p_1}^2 \left(f_1\, D_p\right). \qquad (9)$$

3. Час релаксації для збуреної поверхні Фермі

Транспортне рівняння (6) є нелінійним, диференційним рівнянням для функції розподілу Вігнера $f(\mathbf{R}, \mathbf{p}; t)$. В подальшому, ми розглянемо це рівняння в наближенні: $D_p = \mathrm{const}$, $K_p = \mathrm{const}$. Перепишемо його таким чином:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \hat{L}\, f = -K_p\, \nabla_{p,\nu}\, f\, \tilde{f}\, \nabla_{p,\nu}\, \epsilon + D_p\, \nabla_p^2\, f. \qquad (10)$$

У стаціонарному випадку $\partial f/\partial t = 0$ це рівняння задовольняється рівноважною функцією розподілу $f_{\rm eq}$, яка відповідає сферичній поверхні Фермі і має вигляд

$$f = f_{\rm eq}(\mathbf{R},\mathbf{p}) = \left(1 + \exp\frac{p^2/2m + U - \lambda}{T}\right)^{-1}, \qquad (11)$$

де λ – хімічний потенціал, який знаходиться з умови збереження числа частинок A:

$$\int \frac{{\rm g}d\mathbf{R}d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} f_{\rm eq}(\mathbf{R},\mathbf{p}) = A. \qquad (12)$$

Зазначене твердження випливає із визначення (2) для оператора $\hat{L}$:

$$\hat{L}\, f_{\rm eq} = 0,$$

а також з того факту, що права частина рівняння (10)

$$\mathrm{St}\{f\} = -K_p\, \nabla_{p,\nu}\, f\, \tilde{f}\, \nabla_{p,\nu}\, \epsilon + D_p\, \nabla_p^2\, f \qquad (13)$$

для $D_p = \mathrm{const}$, $K_p = \mathrm{const}$ дорівнює нулю при $f = f_{\rm eq}$ і

$$T = -D_p/K_p. \qquad (14)$$

Останнє співвідношення може бути інтерпретоване як визначення температури T.

3.1. Мультипольна деформація поверхні Фермі

Для аналізу залежності інтеграла зіткнень $\mathrm{St}\{f\}$ від мультипольності деформації поверхні Фермі, ми розглянемо мале відхилення $\delta f = f - f_{\rm eq}$ функції розподілу від її значення у рівновазі. Розкладемо це відхилення в ряд по сферичних функціях [11]:

$$\delta f = -\frac{\partial f_{\rm eq}}{\partial \epsilon} \sum_{lm} \nu_{lm}(\mathbf{r},t)\, Y_{lm}(\Omega_p). \qquad (15)$$

Підставляючи цей розклад у вираз для лінеаризованого інтеграла зіткнень (13), отримуємо мультипольний розклад, який містить всі мультипольні члени l, починаючи з $l = 0$. Цей результат отримується як наслідок використаного вище дифузійного наближення. Однак, коректний вираз для інтеграла зіткнень не містить членів з $l = 0$ та $l = 1$ внаслідок умов збереження повних кількості частинок та імпульсу в зіткненнях. Враховуючи ці умови, розклад (15) та лінеаризований по відношенню до δf вираз для інтеграла зіткнень (9), визначимо час релаксації $\tau_{r,l}$ при збуренні поверхні Фермі мультипольності l таким чином:

$$\frac{1}{\tau_{r,l}} = -\frac{\displaystyle\int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3}\, \mathrm{St}\{f\}\, Y_{lm}(\Omega_p)}{\displaystyle\int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3}\, \delta f\, Y_{lm}(\Omega_p)} = $$
$$= \frac{D_p(p_{\rm F})}{p_{\rm F}^2}\, l\,(l+1), \quad l \geq 2. \qquad (16)$$

Як видно з рівняння (16), член рухливості, а у зв'язку з цим і середнє ядерне поле U, не дає внеску в час релаксації $\tau_{r,l}$, який отриманий внаслідок використання наближення дифузії на збуреній поверхні Фермі.

З рівняння (16) також видно, що при зростанні мультипольності деформації поверхні Фермі l час релаксації $\tau_{r,l}$ зменшується як $\sim l^{-2}$. При застосуванні наближення ядерної рідинної динаміки (ЯРД) [3, 14] припускається, що для ізоскалярних збуджень можна обмежитись мультипольністю збурення поверхні Фермі $l = 2$. Зазначене вище швидке згасання вищих мультипольностей збурення поверхні Фермі в (16) дає аргумент на користь придатності наближення ЯРД для опису висококолективізованих ядерних збуджень.

Співвідношення (16) можна використати для отримання величини коефіцієнта дифузії $D_p(p_{\rm F})$ із експериментальних ядерних даних. В рамках наближення ЯРД час релаксації $\tau_{r,l=2}$ визначає ширину $\Gamma_{\rm GQR}$ ізоскалярного гігантського квадрупольного резонансу (ГКР) таким чином (див. [14]):

$$\Gamma_{\rm GQR} = \frac{4\,\epsilon_{\rm F}\,\hbar}{m r_0^2} \frac{\tau}{1 + (\omega_{\rm R}\tau)^2} A^{-2/3}, \qquad (17)$$

де $\epsilon_{\rm F}$ – енергія Фермі, r_0 – середня відстань між нуклонами в ядрі, $\tau \equiv \tau_{r,l=2}$ і $\omega_{\rm R}$ – власна частота ГКР. На рис. 1 наведені результати розрахунків та порівняння з експериментальними даними для ширини ГКР в ядрах вздовж всієї періодичної системи елементів. Тут були використані такі величини: $\epsilon_{\rm F} = 40$ МеВ, $r_0 = 1{,}2$ фм та експериментальне значення енергії ГКР $\hbar\omega_{\rm R} \approx 63 A^{-1/3}$ МеВ. Використовуючи час релаксації τ із (16), із підгонки ширини (17) до експериментальних даних (див. суцільну криву на рис. 1) ми отримуємо таке значення ядерного коефіцієнта дифузії на збуреній поверхні Фермі: $D_p(p_{\rm F}) = D_p = 2{,}5 \cdot 10^{-21}$ МеВ$^2 \cdot$ фм$^{-2} \cdot$ с.

Як видно з рис. 1, з врахуванням квадрупольного збурення поверхні Фермі при використанні згаданого вище значення коефіцієнта дифуії $D_p(p_{\rm F})$, наближення ЯРД дає цілком задовільний опис ширин $\Gamma_{\rm GQR}$.

Звернемо увагу на певну особливість ядерних ізовекторних збуджень, а саме, ізовекторний струм не зберігається в нейтрон-протонних зіткненнях [16] і тому дипольна деформація поверхні Фермі з $l = 1$ має бути представлена в інтегралі зіткнень [2, 17, 18].

3.2. Збурення поверхні Фермі типу частинка–дірка

Інша можливість для збурення поверхні Фермі з'являється внаслідок початкового нерівноважного збудження типу частинка–дірка. Обмежимось випадком ядерної матерії, яка є однорідною в **r**-просторі та припустимо сферичну симетрію поверхні Фермі з радіусом $p_{\rm F}$. Імпульс Фермі отримується з умови збереження числа частинок A у фіксованому об'ємі $\mathcal{V}$:

$$\int\limits_0^{p_{\rm F}} \frac{4\pi\mathcal{V}\mathrm{g}}{(2\pi\hbar)^3}\, p^2 dp = A.$$

В початковий момент $t = 0$ збурена функція розподілу $f_{\rm in}(p, t = 0)$ для збудження частинка–дірка дається виразом

$$f_{\rm in}(p, t = 0) =$$
$$= [1 - \theta(p - p'_1) + \theta(p - p'_2)]\,[1 - \theta(p - p_{\rm F})] +$$
$$+ [1 - \theta(p - p_2)]\,\theta(p - p_1)\theta(p - p_{\rm F}), \qquad (18)$$

який відтворює збудження частинки з імпульсом $p_1 < p < p_2$, та дірки з імпульсом $p'_1 < p < p'_2$ для фіксованих величин $p_1 > p_{\rm F}$ та $p'_2 < p_{\rm F}$, відповідно. Слід звернути увагу на те, що інтервали $\Delta p' = p'_2 - p'_1$ та $\Delta p = p_2 - p_1$ для збудження одна частинка – одна дірка мають задовольняти такі умови:

$$\int\limits_0^{p_{\rm F}} \frac{4\pi\mathcal{V}\mathrm{g}dp}{(2\pi\hbar)^3} p^2 f_{\rm in}(p, t = 0) = A - 1,$$

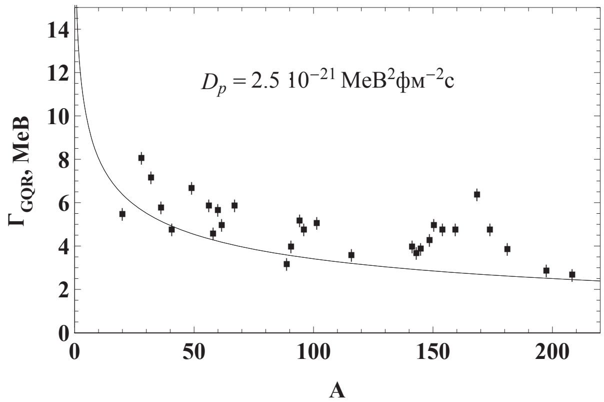

Рис. 1. Залежність ширини ізоскалярного ГКР від масового числа A. Результати отримані з використанням формул (17) та (16) при значенні коефіцієнта дифузії $D_p(p_{\rm F}) = D_p = 2{,}5 \cdot 10^{-21}$ МеВ$^2 \cdot$ фм$^{-2} \cdot$ с. Експериментальні дані взято з роботи [15]

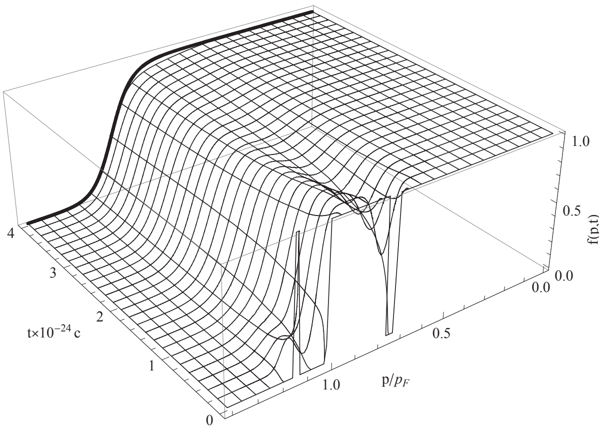

Рис. 2. Еволюція в часі початкової функції розподілу (18) в імпульсному просторі з $p'_1/p_{\rm F} \simeq 0{,}71$, $p'_2/p_{\rm F} \simeq 0{,}75$, $p_1/p_{\rm F} \simeq 1{,}12$, $p_2/p_{\rm F} \simeq 1{,}13$, що відповідає початковій енергії збудження $E_{\rm ex} = 30$ МеВ. Жирна лінія – розподіл Фермі (11) з $T = -D_p/K_p$. Розрахунки зроблені для $A = 16$

$$\int\limits_{p_{\rm F}}^{\infty} \frac{4\pi\mathcal{V}\mathrm{g}dp}{(2\pi\hbar)^3} p^2 f_{\rm in}(p, t = 0) = 1.$$

Приймаючи до уваги сферично симетричний розподіл частинок у імпульсному просторі, кінетичне рівняння (10) перепишемо таким чином:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{K_p}{m}\left[p\frac{\partial}{\partial p} f\,\tilde{f} + 3f\,\tilde{f}\right] + \frac{D_p}{p^2}\frac{\partial}{\partial p}p^2\frac{\partial}{\partial p}\,f. \quad (19)$$

Рівняння (19) може бути розв'язане числовими методами з початковою умовою (18). Нижче, в розрахунках ми використали такі значення транспортних коефіцієнтів: $D_p = 2{,}5 \cdot 10^{-21}$ МеВ$^2 \cdot$фм$^{-2} \cdot$с та $K_p = -6{,}2510^{-22}$ МеВ$\cdot$фм$^{-2} \cdot$с. Стартуючи з початкового стану $f_{\rm in}(p, t = 0)$ і покладаючи початкову енергію збудження $E_{\rm ex} = 30$ МеВ, була обчислена часова еволюція функції розподілу Вігнера $f(p, t)$, яка наведена на рис. 2 для ядра $A = 16$. Як видно з рис. 2, імпульсний розподіл $f(p, t)$ розвивається в напрямку рівноважного розподілу фермі-типу $f_{\rm eq}(p)$, що має вигляд (11). Згідно із (14), відповідна рівноважна температура може бути оцінена як $T = -D_p/K_p \approx 4$ МеВ.

Зазначимо, що енергія збудження фермі-системи $E_{\rm ex}$ пов'язана з рівноважною температурою T відомим співвідношенням $E_{\rm ex} = aT^2$, де a – параметр статистичної густини рівнів. Для нашого випадку знаходимо $a \approx A/8{,}5$ МеВ$^{-1}$. Отримане значення параметра густини рівнів a добре узгоджується з відповідною експериментальною величиною $a_{\rm exp} \simeq A/8$ МеВ$^{-1}$ [19], що може свідчити про самоузгодженість дифузійного підходу при обчисленні таких різних величин, як ширина гігантських мультипольних резонансів і статистична густина рівнів.

4. Висновки

Ми розглянули процес встановлення рівноваги в багатотільній фермі-системі, який зумовлений міжчастинковими зіткненнями на збуреній поверхні Фермі. У відповідності із флуктуаційно-дисипативною теоремою, наше наближення поєднує як дисипативний, так і дифузійний аспекти, що приводять до еволюції системи в часі в напрямку рівноважної межі. Ми розглянули два типи нерівноважних станів. Перший – мультипольна деформація поверхні Фермі, яка виникає внаслідок збудження звукової моди. При цьому ми встановили, що час релаксації швидко зменшується з ростом мультипольності l збурення поверхні Фермі. Час релаксації $\tau_{r,l}$ залежить від коефіцієнта дифузії D_p і не залежить від коефіцієнта рухливості K_p. Другий – релаксація збуджень типу частинка–дірка. Ми показали, що відповідний час релаксації залежить від обох транспортних коефіцієнтів D_p та K_p, а система еволюціонує в напрямку рівноважної функції розподілу Фермі з рівноважною температурою $T = -D_p/K_p$.

1. G. Bertsch, Nucl. Phys. A **249**, 253 (1975).
2. V.M. Kolomietz and H.H.K. Tang, Phys. Scripta **24**, 915 (1981).
3. G. Eckart, G. Holzwarth, and J.P. da Providencia, Nucl. Phys. A **364**, 1 (1981).
4. V.M. Kolomietz, Sov. J. Nucl. Phys. **37**, 325 (1983).
5. A.G. Magner, V.M. Kolomietz, H. Hofmann, and S. Shlomo, Phys. Rev. C **51**, 2457 (1995).
6. D. Kiderlen, V.M. Kolomietz, and S. Shlomo, Nucl. Phys. A **608**, 32 (1996).
7. G. Bertsch, Z. Phys. A **289**, 103 (1978).
8. V.M. Kolomietz, V.A. Plujko, and S. Shlomo, Phys. Rev. C **54**, 3014 (1996).
9. E.M. Lifshitz and L.P. Pitaevskii, *Physical Kinetics* (Pergamon Press, Oxford, 1981), Ch. 2.
10. L.P. Kadanoff and G. Baym, *Quantum Statistical Mechanics* (Benjamin, London, 1962), Ch. 9.
11. A.A. Abrikosov and I.M. Khalatnikov, Rep. Progr. Phys. **22**, 329 (1959).
12. P. Ring and P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem* (Springer-Verlag, New York, 1980), Ch. 13.
13. G. Wolshin, Phys. Rev. Lett. **48**, 1004 (1982).
14. V.M. Kolomietz and S. Shlomo, Phys. Rep. **690**, 133 (2004).
15. F.E. Bertrand, Nucl. Phys. A **354**, 129 (1981).
16. K. Ando, A. Ikeda, and G. Holzwarth, Z. Phys. A **310**, 223 (1983).
17. Cai Yanhuang and M. Di Toro, Phys. Rev. C **39**, 105 (1989).
18. M. Di Toro, V.M. Kolomietz, and A.B. Larionov, Phys. Rev. C **59**, 3099 (1999).
19. S. Shlomo and V.M. Kolomietz, Rep. Prog. Phys. **68**, 1 (2005).

Одержано 15.01.14

В.М. Коломиец, С.В. Лукьянов

ДИФФУЗИЯ
НА ДЕФОРМИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ФЕРМИ

Р е з ю м е

Рассмотрено приближение диффузии для описания процесса релаксации на возмущенной поверхности Ферми в ферми-жидкости. Определена зависимость времени релаксации от мультипольности деформации поверхности Ферми. Исследована временная эволюция неравновесных частично-дырочных возмущений.

V.M. Kolomietz, S.V. Lukyanov

DIFFUSION ON THE DISTORTED FERMI SURFACE

S u m m a r y

The diffusion approximation to the relaxation on the distorted Fermi surface in a Fermi liquid is considered. The dependence of the relaxation time on the multipolarity of a Fermi surface deformation is established. The time evolution of the non-equilibrium particle-hole excitations is studied.