

УДК 539.124

© 1992

ЭФФЕКТИВНАЯ МАССА ПРИМЕСИ В ФЕРМИ-ЖИДКОСТИ

В. И. Мешакин, В. М. Осадчиев

В модели самосогласованного поля получено выражение для эффективной и присоединенной масс примеси. Вычислена масса автолокализованного позитрона в простых металлах.

Примесь, погруженная в Ферми-жидкость, вызывает ее поляризацию, а наведенная поляризация среды оказывает обратное воздействие, что приводит к образованию примесной квазичастицы. Важной характеристикой квазичастицы является ее эффективная масса M^* , связывающая энергию и импульс в однородной изотропной среде квадратичным соотношением $\epsilon = p^2/2M$. Значение M^* необходимо для количественного описания динамических и кинетических свойств примеси, таких как затухание, скорость потерь энергии, диффузия.

В случае классической гидродинамики эффективная масса шарика увеличивается по сравнению с голой массой на величину присоединенной массы, равной половине массы вытесненной жидкости [1]. В случае квантовой примесной частицы в квантовой жидкости необходимо решить самосогласованную задачу, в которой учитываются свойства Ферми-жидкости, эффект отдачи, обусловленный сравнимостью масс примеси M и частицы среды m , а также возможное влияние внутренних степеней свободы примесной частицы.

В настоящей работе методами самосогласования [2] впервые получены общие выражения для эффективной и присоединенной масс квантовой жесткости (без внутренних степеней свободы) примеси. Оказывается, что приближение хорошо работает вплоть до легких примесей ($M > m$). Полученные результаты применены для вычисления эффективной массы автолокализованного позитрона в простых металлах. Получена оценка для вклада плазменных колебаний электронной Ферми-жидкости в эффективную массу автолокализованного позитрона. В работе используется система единиц $\hbar = c = 1$.

1. Присоединенная масса тяжелой примеси в Ферми-жидкости

Не нарушая общности, ограничимся случаем положительно заряженной примеси в электронной Ферми-жидкости. Результаты легко обобщаются на любой тип взаимодействия примеси с Ферми-системой. Форм-фактор плотности заряда жесткой примеси, совершающей поступательное движение со скоростью u , малой по сравнению со скоростью электронов на поверхности Ферми ($u \ll v_F$), имеет вид

$$\begin{aligned}\rho_m(\mathbf{r}, t) &= \int d^3R \rho_m(\mathbf{r} - \mathbf{R}) \delta(\mathbf{R} - u\mathbf{t}), \\ \rho_m(\mathbf{q}, \omega) &= 2\pi \rho_m(\mathbf{q}) \delta(\omega - \mathbf{q}u),\end{aligned}\tag{1}$$

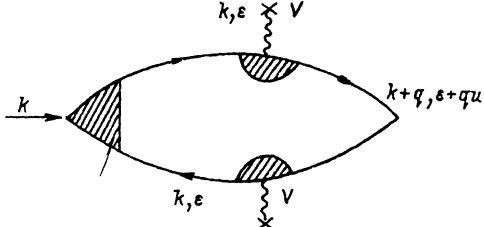


Рис. 1.

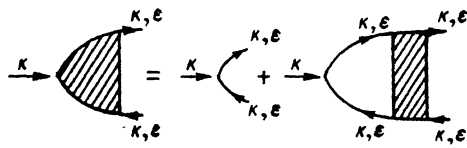


Рис. 2.

где R — координата центра инерции примеси. Сам факт задания движения означает, что массу примеси мы считаем бесконечно большой ($M \gg m$). Выберем скорость движения в интервале $v_F/L \ll v_F \ll v_F$ (p_F и ε_F — импульс и энергия Ферми соответственно). Это неравенство позволяет выделить моду поступательного движения примеси в системе с макроскопическим размером $L \rightarrow \infty$, не разрушая строения самой примесной квазичастицы.

По аналогии с классической гидродинамикой присоединенную массу определим как коэффициент пропорциональности между импульсом Ферми-жидкости и скоростью движения примеси $p = \bar{m}u$. Импульс Ферми-жидкости, индуцированный движущейся примесью, равен

$$p = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{d\varepsilon}{2\pi i} k \delta G(k, \varepsilon), \quad (2)$$

где δG — изменение функции Грина электрона с импульсом k и энергией ε в поле примеси $V_0 = -Q_q \rho_m$ ($Q_q = 4\pi e^2/q^2$ — кулоновское взаимодействие). В квазистатистическом пределе разность между динамическими $V_0(q, \omega)$ и статическим $V_0^{\text{st}}(q)$ взаимодействием является малой величиной, пропорциональной скорости u . Поэтому вначале выполним расчеты в теории возмущений по динамическому взаимодействию $V_0(q, \omega)$, а затем учтем высшие порядки в приближении статического поля $V_0^{\text{st}}(q)$. Во втором порядке по $V_0(q, \omega)$ импульс Ферми-жидкости определяется диаграммой (рис. 1) и записывается в виде

$$p = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{d\varepsilon}{2\pi i} k \tau_{k,k}(\varepsilon) G^2(k, \varepsilon) |V(q, qu)|^2 \times \\ \times G(k+q, \varepsilon+qu), \quad (3)$$

где $V = V_0(1 + GG\Gamma)$ — эффективное поле примеси, Γ — амплитуда взаимодействия Ферми-частиц [2]. Вершина τ определяется из географического уравнения (рис. 2)

$$\tau_{k,k}(\varepsilon) = k + \int \frac{d^3k'}{(2\pi)^3} \frac{d\varepsilon'}{2\pi i} k' G^2(k', \varepsilon') \Gamma_{k',\varepsilon',k,\varepsilon} \quad (4)$$

Для однородного векторного поля τ может быть найдена из калибровочной инвариантности [2]. Для этого домножим выражение (3) на $-eA/m$, где e — заряд электрона; A — константа, которой придадим смысл вектор-потенциала и будем стремиться A к нулю. Выражение $G^2(k, \varepsilon) (-e/m) A \tau_{k,k}(\varepsilon)$ есть изменение функции Грина электрона в однородном постоянном векторном поле $-eAk/m$. Вследствие калибровочной инвариантности такое поле изменяет фазу волновой функции $\psi \rightarrow \exp(ieA\Gamma)\psi$ и соответственно аргумент функции Грина электрона $k \rightarrow k - eA$. Следовательно,

$$-G^2(k, \varepsilon) \frac{eAk}{m} \tau_{k,k}(\varepsilon) \approx G(k - eA, \varepsilon) - G(k, \varepsilon) \approx -eA \frac{\partial G(k, \varepsilon)}{\partial k}. \quad (5)$$

Вблизи полюса $G(k, \varepsilon)$ справедливо соотношение

$$m \frac{\partial G(k, \varepsilon)}{\partial k} = 2mk \frac{\partial G}{\partial k^2} \approx -\frac{m}{m^*} k \frac{\partial G(k, \varepsilon)}{\partial \varepsilon}, \quad (6)$$

где m^* — эффективная масса электронной квазичастицы [2]. Поскольку в интеграл (3) дают вклад состояния, как близкие, так и далекие от поверхности Ферми, отличием эффективной массы электрона от голой массы можно пренебречь. Выражение (3) принимает вид

$$p = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{d\varepsilon}{2\pi i} |V(q, qu)|^2 \frac{d}{d\omega} [kG(k, \varepsilon) G(k+q, \varepsilon+\omega)]_{\omega=qu}. \quad (7)$$

Разбив (7) на два слагаемых с весом 1/2 и выполнив замену переменных интегрирования $\varepsilon' = \varepsilon + qu$, $k' = -(k+q)$, $q' = -q$ во втором слагаемом, получим связь p с поляризационным оператором среды K_0

$$p = - \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} q(qu) |V(q, qu)|^2 \frac{d}{d\omega^2} K_0(q, \omega) |_{\omega=qu},$$

$$K_0(q, \omega) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{d\varepsilon}{2\pi i} G(k, \varepsilon) G(k+q, \varepsilon+\omega). \quad (8)$$

Следующие порядки теории возмущений по полю примеси учтем в приближении статического взаимодействия $V^st(q)$. Это приводит к замене поляризованного оператора K_0 невозмущенных квазичастиц Ферми-жидкости и эффективного поля V на самосогласованные величины (\tilde{K}_0, U) . Самосогласованное поле примеси связано с индуцированной плотностью заряда $\delta\rho$ за счет поляризации Ферми-жидкости и взаимодействием электронов $F = Q + X$, состоящим из кулоновского и обменного членов. Поляризационный оператор электронов в поле U выражается через собственные волновые функции электронов в поле U

$$\tilde{K}_0(r_1, r_2, \omega) = \sum_{\lambda\mu} \varphi_\lambda^*(r_1) \varphi_\mu(r_1) \frac{n_\lambda - n_\mu}{\omega + \varepsilon_\lambda - \varepsilon_\mu} \varphi_\lambda(r_2) \varphi_\mu^*(r_2). \quad (9)$$

При $u \ll v_F$ функция \tilde{K}_0 плавно зависит от переменной ω , поэтому ее аргумент можно заменить характерным значением $\omega = u/R_0$ (R_0 — характерный размер квазичастицы, определяемый распределением самосогласованных плотностей $\rho_m, \delta\rho$). Выражение для присоединенной массы примеси принимает вид

$$\tilde{m} = -\frac{1}{3} \int d^3r_1 d^3r_2 \nabla V(r_1) \left[\frac{d\tilde{K}_0(r_1, r_2, \omega)}{d\omega^2} \right]_{u/R_0} \nabla V(r_2) =$$

$$= -\frac{1}{3} \left(\nabla V \left| \left[\frac{d\tilde{K}_0}{d\omega^2} \right] \right| \nabla V \right)_{u/R_0}. \quad (10)$$

Покажем, что на больших расстояниях пространственное распределение поля тока вокруг примеси Ферми-жидкости аналогично гидродинамическому. Поле тока в классической несжимаемости жидкости плотности ρ_0 вокруг движущегося шара размера R хорошо известно [1]

$$\mathcal{J} = \rho_0 \mathbf{v} = A \rho_0 \nabla (\mathbf{u} \nabla) \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{u}t|}, \quad A = \frac{R^3}{2}. \quad (11)$$

В Ферми-жидкости поле тока связано с индуцированной плотностью заряда $\delta\rho = \tilde{K} Q \rho_m$ уравнением непрерывности [3]

$$\frac{\partial \delta\rho}{\partial t} + \text{div } \mathcal{J} = 0, \quad (12)$$

$$\mathcal{J}(\mathbf{r}, t) = - \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} e^{i\mathbf{q}(\mathbf{r} - \mathbf{u}t)} \mathbf{q} \frac{\mathbf{q} \mathbf{u}}{q^2} \rho_m(\mathbf{q}) [\hat{K} Q]_{\mathbf{q}, \mathbf{q} \mathbf{u}}, \quad (13)$$

где \tilde{K} — двухчастичная функция Грина взаимодействующих Ферми-частиц в поле примеси. На больших расстояниях ($r \gg R_0$, $1/\rho_F$) индуцированный ток описывается выражением

$$\mathcal{J}(\mathbf{r}, t) \approx \frac{1}{4\pi} [\tilde{K} Q]_{\mathbf{q}=0, \omega=0} \nabla (\mathbf{u} \nabla) \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{u}t|}, \quad \rho_m(0) = 1. \quad (14)$$

Диэлектрическая проницаемость электронной Ферми-жидкости обращается в бесконечность при $\mathbf{q} \rightarrow 0$, $\omega \rightarrow 0$. Поэтому $[\tilde{K} Q]_{\mathbf{q}=0, \omega=0} = -1$. Из сравнения (11) и (14) находим соответствие асимптотик

$$\frac{R^3}{2} \leftrightarrow \frac{r_s^3}{3}, \quad \left(\rho_0 \frac{4}{3} \pi r_s^3 = 1 \right). \quad (15)$$

Заметим, что в классической гидродинамике константа $A = R^3/2$ находится из граничного условия (равенство нормальных скоростей жидкости и шара на границе), которое соответствует бесконечно узкой переходной области. В Ферми-жидкости возникает широкая переходная область, а поле тока определяется непосредственно из квантовых уравнений движения.

2. Эффективная масса примеси в Ферми-жидкости

В квантовой теории многих тел эффективная масса M^* выражается через собственно-энергетическую часть $\Sigma(p, \epsilon)$ квазичастицы [2]

$$\frac{M^*}{M} = 1 - \left\{ 2M^* \frac{\partial \Sigma}{\partial p^2} + \frac{\partial \Sigma}{\partial \epsilon} \right\}. \quad (16)$$

Зависящая от динамических перемен p, ϵ часть Σ имеет вид, определяемый графиками арочного типа (рис. 3). Двойная линия обозначает функцию Грина примеси (жесткая примесь обладает лишь переносными сте-

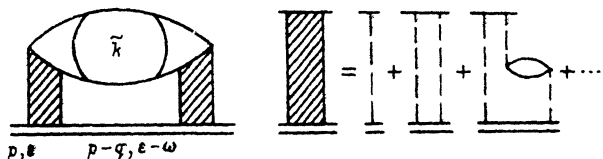


Рис. 3

пенями свободы), \bar{K} — двухчастичная функция Грина взаимодействующих частиц среды в поле примеси. Заштрихованный блок W обозначает неприводимое взаимодействие примеси с частицами среды, состоящее из «голового» взаимодействия W_0 (в случае позитрона в электронной Ферми-жидкости W_0 — кулоновское взаимодействие) и более сложных графиков (рис. 3). Из-за отсутствия параметра малости вычисление блока W и Σ представляет трудоемкую задачу. Однако при малых скоростях движения ($u = p/M^*$, $u \ll v_F$) оправдано использование приближения самосогласованного поля. Блок W будем считать статическим $W(q)$. Тогда для собственно-энергетической части справедливы выражения

$$\Sigma(p, \varepsilon) = - \int \frac{d\omega}{2\pi i} \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{W(q) \bar{K}(q, q, \omega) W(q)}{\varepsilon - \omega - \frac{(p-q)^2}{2M^*} + i\gamma}, \quad \gamma \rightarrow 0, \quad (17)$$

$$\left[2M^* \frac{\partial \Sigma}{\partial p^2} + \frac{\partial \Sigma}{\partial \varepsilon} \right]_{\varepsilon = \frac{p^2}{2M^*} \rightarrow 0} \approx \frac{1}{3} \int \frac{d\omega}{2\pi i} \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{q^2}{M^*} \frac{W(q) \frac{d^2 \bar{K}(q, q, \omega)}{d\omega^2} W(q)}{\omega + \frac{q^2}{2M^*} - i\gamma}. \quad (18)$$

Поляризационный оператор \bar{K} удовлетворяет уравнению Дайсона $\bar{K} = \bar{K}_0 + \bar{K}_0 F \bar{K}$, где \bar{K}_0 — поляризационный оператор невзаимодействующих частиц среды в самосогласованном поле примеси, F — неприводимое по каналу частица-дырка взаимодействие Ферми-частиц, которое мы будем считать статическим $F(q)$. Имеем

$$\frac{d^2 \bar{K}}{d\omega^2} = (1 + \bar{K}F) \frac{d\bar{K}_0}{d\omega^2} (F\bar{K} + 1) + 2(1 + \bar{K}F) \frac{d\bar{K}_0}{d\omega} F(1 + \bar{K}F) \frac{d\bar{K}_0}{d\omega} (F\bar{K} + 1). \quad (19)$$

В представлении собственных функций φ_λ одночастичных фермионных состояний в самосогласованном поле $U = W[1 + \bar{K}F]$ функция \bar{K}_0 представима в виде $A(\omega) + A(-\omega)$, где [2]

$$A(\omega) = \sum_{\mu} \varphi_\lambda^*(r_1) \varphi_\mu(r_1) \frac{n_\lambda(1 - n_\mu)}{\omega + \varepsilon_\lambda - \varepsilon_\mu + i\gamma} \varphi_\mu^*(r_2) \varphi_\lambda(r_2). \quad (20)$$

Основной вклад в интеграл (18) дают частоты вблизи полюса $\omega \approx -q^2/2M^*$. Отношение второго слагаемого в формуле (19) к первому имеет порядок $\omega^2/(\varepsilon_\lambda - \varepsilon_\mu)^2$.

Учитывая, что $|\varepsilon_\lambda - \varepsilon_\mu| \sim qv_F$, $q \sim 1/R_0$ (R_0 — характерный размер U), вторым слагаемым в (19) можно пренебречь при условии малости параметра отдачи (m — масса Ферми-частицы)

$$\xi^2 = \left(\frac{1}{2p_F R_0} \frac{m}{M} \right)^2 - \left(\frac{r_s}{4R_0} \frac{m}{M} \right)^2 < 1, \quad r_s \frac{2}{p_F} \quad (21)$$

Отбрасывая члены, квадратичные по ξ , имеем

$$\left[\frac{\partial \Sigma}{\partial \varepsilon} + 2M^* \frac{\partial \Sigma}{\partial p^2} \right]_{\varepsilon = \frac{p^2}{2M^*} \rightarrow 0} \approx \frac{1}{3} \frac{1}{M^*} \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} qV(q) \times$$

$$\times \left[\frac{d^3 A(q, q, \omega)}{d\omega^2} \right]_{\omega = -\frac{q^2}{2M}} \mathbf{q} V(q). \quad (22)$$

При $|\omega| \ll qv_F$ функция A плавно зависит от четвертой переменной, поэтому ее аргумент можно заменить характерным значением частоты $\omega^* = -1/MR_0^2$. Пренебрегая линейными по ξ членами, получим общие выражения для эффективной и присоединенной масс примеси

$$\left[\frac{d^2 A}{d\omega^2} \right] \approx 2 \left[\frac{dA}{d\omega^2} \right] + o(\xi) \approx \left[\frac{d\tilde{K}_0}{d\omega^2} \right] + o(\xi), \quad (23)$$

$$\left[\frac{\partial \Sigma}{\partial \varepsilon} + 2m^* \frac{\partial \Sigma}{\partial p^2} \right]_{\varepsilon = \frac{p^2}{2M^*} \rightarrow 0} = -\frac{\tilde{m}}{M^*}, \quad (24)$$

$$\tilde{m} \approx -\frac{1}{3} (\nabla V) \left[\frac{d\tilde{K}_0}{d\omega^2} \right]_{\omega = \omega^*} (\nabla V),$$

$$M^* = M + \frac{\tilde{m}M}{M^*} \approx M + \frac{\tilde{m}M}{M + \tilde{m}} \approx M + \tilde{m}, \quad \tilde{m} \ll M, M^*. \quad (25)$$

3. Эффективная масса автолокализованного состояния позитрона

В работе [4] показано, что в простых металлах e^+ находится в автолокализованном состоянии. Характерный размер квазичастичного образования R_0 , определяемый распределением самосогласованных плотностей позитрона ρ_+ и возмущением электронной плотности $\delta\rho$, слабо зависит от плотности электронов в металле ($R_0 \approx 6a_0$, a_0 — боровский радиус). Условие $\xi \ll 1$ выполнено, поэтому для эффективной массы e^+ справедливы выражения (24), (25). Одночастичные электронные состояния из-за сильной компенсации зарядов квазичастицы возмущаются не сильно, поэтому для оценки вместо \tilde{K}_0 можно использовать поляризационный оператор Линхарда K_0 . В импульсном и координатном представлениях имеем

$$\left[\frac{dK_0}{d\omega^2} \right] \approx -\frac{p_F m}{(\pi v_F)^2} \frac{1}{q^2} \rightarrow -\frac{p_F m}{(\pi v_F)^2} \frac{1}{4\pi |\gamma_1 - \gamma_2|}, \quad |\omega| \ll qv_F, \quad (26)$$

$q < p_F$.

Выражение для эффективной массы e^+ принимает вид

$$M^* = m + \tilde{m}, \quad \tilde{m} = \frac{1}{3} \frac{p_F m}{(\pi v_F)^2} \int d^3 r U^2(r) = \frac{1}{4} m \rho_0 \int d^3 r = \frac{U^2(r)}{\varepsilon_F^2}. \quad (27)$$

Здесь $\rho_0 = p_F^3 / 3\pi^2$ — плотность электронов металла. Потенциал U мал по сравнению с энергией Ферми ($U \ll \varepsilon_F$), поэтому $\tilde{m} \ll m$. Численная оценка $m \approx 0.1 m$ оказалась близка к оценке работы [5] ($M^* \approx 1.06m$), полученной для делокализованного e^+ в модели линейного экранирования (e^+ , e^-) взаимодействия.

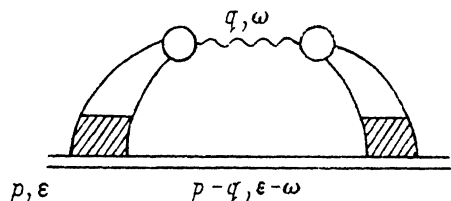


Рис. 4.

Заметим, что если примесь образует состояние типа пузырька ($U \sim \epsilon_F$) радиуса R , то оценка присоединенной массы по формуле (27) сравнима с гидродинамическим значением $\tilde{m} \sim (1/2)m\rho_0 4/3\pi R^3$ [1].

4. Вклад плазменного резонанса в эффективную массу примеси

При выводе формул (24), (25) для эффективной массы примеси мы игнорировали вклад плазменного полюса у \bar{K} . Получим оценку этого вклада. Зависящая от динамических переменных p , ϵ собственно-энергетическая часть Σ_{pl} , соответствующая виртуальному примешиванию плазмона к одночастному примесному состоянию, определяется графиком (рис. 4) и имеет вид

$$\Sigma_{pl} = \int \frac{d\omega}{2\pi i} \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{[Q_q(\rho_m - \delta\rho)_q]^2 [K_0(q, \omega_p) g(q, \omega_p)]^2}{\epsilon - \omega - \epsilon_{p-q} + i\gamma} \times \left[\frac{1}{\omega - \omega_p + i\gamma} + \frac{1}{-\omega - \omega_p + i\gamma} \right]. \quad (28)$$

Здесь ω_p — частота плазменного резонанса, $K_0 g$ — вычет в плазменном полюсе двухчастичной функции Грина электронов, штрихованный четырехугольник (рис. 4) означает амплитуду взаимодействия примеси с электронной жидкостью с учетом нелинейной экранировки $Q(\rho_m - \delta)$. Простые вычисления приводят к следующим формулам:

$$\left(\frac{\partial \Sigma_{pl}}{\partial \epsilon} \right)_{\epsilon, \epsilon_{p-q} < \omega_p} \approx - \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{[Q_q(\rho_m - \delta\rho)_q]^2 [K_0(q, \omega_p) g(q, \omega_p)]^2}{\omega_p^2}, \quad (29)$$

$$\left(2M^* \frac{\partial \Sigma_{pl}}{\partial p^2} \right)_{\epsilon, \epsilon_{p-q} < \omega_p} \approx \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} [Q_q(\rho_m - \delta\rho)_q]^2 [K_0(q, \omega_p) g(q, \omega_p)]^2 \times \left\{ \frac{1}{\omega_p^2} - \frac{2}{3} \frac{q^2}{M^* \omega_p^3} \right\}. \quad (30)$$

Используя уравнение для вычета $g(\omega_p) = QK_0(\omega_p)g(\omega_p)$ и условие нормировки $g(\omega_p)g(\omega_p) = (1/2)Q\omega_p$ [2], находим плазменный вклад в эффективную массу $(\Delta M)_{pl}$

$$\left[2M^* \frac{\partial \Sigma_{pl}}{\partial p^2} + \frac{\partial \Sigma_{pl}}{\partial \epsilon} \right] = - \frac{(\Delta M)_{pl}}{M},$$

$$(\Delta M)_{pl} \approx \frac{1}{3} \frac{4\pi e^2}{M^* \omega_p^2} \int d^3r [\rho_m - \delta\rho]^2. \quad (31)$$

Из-за большой энергии плазменных возмущений ($\omega_p \approx 10$ эВ) вклад плазменного резонанса в эффективную массу примеси оказывается малым. Например, в случае автолокализованного позитрона $(\Delta M)_{pl}/M \approx 0.01$.

Структура выражения (24) для присоединенной массы примеси аналогична структуре выражения для массового параметра в теории коллективных поверхностных квантово-гидродинамических колебаний ядра [6]. В частности, для сдвига ядра как целого массовый параметр B определяется выражением

$$B = -\frac{1}{3} \left(\nabla U \mid \left[\frac{d\tilde{K}_0}{d\omega^2} \right]_{\omega=0} \mid \nabla V \right), \quad (32)$$

которое отличается от (24) значением частоты ω в производной от поляризаационного оператора \tilde{K}_0 .

Отмеченная аналогия не случайна. В обоих случаях речь идет о системах со спонтанно нарушенной симметрией (энергия системы не зависит от положения примеси в Ферми-жидкости или положения ядра в пространстве). Согласно теории Голдстоуна, у таких систем существуют бесщелевые спектры возбуждений. В случае ядра возникает ветвь возбуждений, соответствующая его перемещению как целого ($|\omega| \ll qv_F$, $q \sim 1/R_j$, R_j — радиус ядра). Для $\omega = 0$ существует правило сумм, которое приводит к тому, что массовый параметр оказывается равным массе ядра ($B = m_n(Z + N)$, m_n — масса нуклона, $(Z + N)$ — число нуклонов) [6]. В случае примеси в Ферми-жидкости возникают две ветви. Одна ветвь ($\omega = 0$) соответствует движению примеси вместе с Ферми-жидкостью как целого. Масса для такого движения определяется формулой (32). Вторая ветвь возбуждений ($\omega \neq 0$) соответствует движению примеси относительно Ферми-жидкости. Масса для такого движения определяется формулой (24), причем условие $v_F/L \ll \omega \ll v_F/R_0$ обеспечивает возможность перемещения примеси относительно Ферми-жидкости и возможность использования самосогласованного поля.

Авторы благодарны А. Б. Мигдалу, М. А. Троицкому, В. А. Ходелю за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
- [2] Мигдал А. Б. Теория конечных Ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983.
- [3] Пайнс Д., Нозьер Ф. Теория квантовых жидкостей. М.: Мир, 1968.
- [4] Гольяев О. М., Осадчиев В. М., Поздняков С. Г. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. № 2. С. 79—82; ФТТ. 1987. Т. 29. № 3. С. 649—658.
- [5] Hamman D. R. // Phys. Rev. 1966. V. 146. N 1. P. 277—281.
- [6] Саперштейн Э. Е., Фаянс С. А., Ходель В. А. // ЭЧАЯ. 1978. Т. 9. № 2. С. 221.

Московский инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию
3 марта 1992 г.