1990 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 32, в. 1
1990 SOLID STATE PHYSICS Vol. 32, N 1

УДК 538.11

ФЛУКТУАЦИИ ПЛОТНОСТИ ЗАРЯДА В СИСТЕМАХ С ТЯЖЕЛЫМИ ФЕРМИОНАМИ

А. З. Солонцов

Рассмотрено влияние флуктуаций плотности заряда электронов и связанных с ними деформаций кристаллической решетки на низкотемпературные свойства металлов, близких к структурной неустойчивости. Показано, что возрастание роли флуктуаций плотности заряда в таких металлах обусловлено динамическим экранированием дальнодействующего кулоновского взаимодействия кристаллической решеткой. При этом получено, что флуктуации плотности заряда приводят к большим линейным по температуре вкладам в теплоемкость и коэффициент теплового расширения, характерным для систем с тяжелыми фермионами. Обсуждается аномальная температурная зависимость $\sim T^3 \ln T$ теплоемкости и коэффициента теплового расширения, обусловленная флуктуациями.

В последнее время большой интерес вызывают металлы с тяжелыми фермионами и близкие к ним системы, характеризуемые аномально большими линейными по температуре вкладами в теплоемкость [1-7]. Свойства таких систем обычно объясняют эффектами кондо-решетки [2] либо влиянием спиновых флуктуаций [3-5], существенных вблизи границы устойчивости парамагнитного состояния. При этом флуктуации плотности заряда (ФПЗ) электронов считаются подавленными из-за сильного кулоновского отталкивания электронов, а влиянием кристаллической решетки пренебрегается.

С другой стороны, среди металлов с тяжелыми фермионами имеется широкий класс систем, близких к структурной неустойчивости. Такая близость проявляется, например, в больших значениях барической производной $B'=(\partial B/\partial P)$ модуля всестороннего сжатия B, которые во многих системах с тяжелыми фермионами на основе редкоземельных элементов и актинидов велики [6-8].

Как показано ниже, в металлах, близких к структурной неустойчивости, существенную роль играют ФПЗ электронов и связанные с ними деформации кристаллической решетки. Возрастание роли ФПЗ в таких системах обусловлено динамическим экранированием дальнодействующего кулоновского взаимодействия кристаллической решеткой [9, 10], приводящим к усилению статической однородной восприимчивости электронов χ_e ($\mathbf{k}=0$, $\omega=0$) $\sim B^{-1}$ вблизи структурной неустойчивости с размягчением модуля сжатия B.

В настоящей работе рассмотрено влияние ФПЗ на низкотемпературные свойства металлов, близких к структурной неустойчивости. При этом показано, что ФПЗ приводят к большим линейным по температуре вкладам в теплоемкость и коэффициент теплового расширения, которые можно интерпретировать в терминах состояний с тяжелыми фермионами, а также к их аномальной температурной зависимости $\sim T^3 \ln T$.

Для рассмотрения эффектов ФПЗ воспользуемся следующим модельным выражением для энергии взаимодействия флуктуаций [11]:

$$H_{\text{int}}=\frac{V}{2}\int\frac{dk}{(2\pi)^3}\left\{\Phi(\mathbf{k})\,|\,\delta n(\mathbf{k})\,|^2+2\frac{N_i}{V}\left[\frac{4\pi Ze^2}{\mathbf{k}^2}+\lambda(\mathbf{k})\right](\mathbf{k},\ \mathbf{u}(\mathbf{k}))\,\delta n(-\mathbf{k})+\right.$$
$$\left.+m_i\frac{N_i}{V}D_i(\mathbf{k})\,|\,\mathbf{u}(\mathbf{k})\,|^2\right\},\tag{1}$$

учитывающим влияние кристаллической решетки. Здесь $\delta n(\mathbf{k})$, $\mathbf{u}(\mathbf{k})$ — Фурье-компоненты неравновесной плотности электронов и смещений ионов решетки; V — объем; Z, m_i, N_i — заряд, масса и число ионов в кристалле. Функция $\Phi(\mathbf{k})=4\pi e^2/\mathbf{k}^2+\varphi(\mathbf{k})$ характеризует дальнодействующее кулоновское и короткодействующее междуэлектронное взаимодействие; $\lambda(\mathbf{k})$ описывает деформационное взаимодействие электронов с решеткой; $D_i(\mathbf{k})=$ $=\omega_p^2+c_i^2\mathbf{k}^2$ описывает диагональные элементы динамической матрицы металла; $\omega_p=\sqrt{4\pi Z^2e^2N_i/m_iV}$ — плазменная частота ионов.

Следуя работе Бринкмана и Энгельсберга [12], с помощью (1) находим вклад в свободную энергию металла

$$\Delta F(V,T)=\frac{\hbar V}{2}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{d\omega}{2\pi}\operatorname{cth}\frac{\hbar\omega}{2\varkappa T}\int\frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}\{\operatorname{Im}\ln[\chi_0(\mathbf{k},\ \omega)\,\chi_e^{-1}(\mathbf{k},\ \omega)]-$$
$$-\Phi_{\text{eff}}(\mathbf{k},\ \omega)\,\chi_0(\mathbf{k},\ \omega)\},\tag{2}$$

обусловленный ФПЗ электронов и связанными с ними деформациями кристаллической решетки. Здесь

$$\chi_e(\mathbf{k},\ \omega)=\chi_0(\mathbf{k},\ \omega)/[1+\Phi_{\text{eff}}(\mathbf{k},\ \omega)\,\chi_0(\mathbf{k},\ \omega)]\tag{3}$$

— динамическая электронная восприимчивость, функция [10]

$$\Phi_{\text{eff}}(\mathbf{k},\ \omega)=\Phi(\mathbf{k})+\frac{\omega_p^2}{\omega^2-D_i(\mathbf{k})}\,\frac{4\pi e^2}{\mathbf{k}^2}\left[1+\frac{\lambda(\mathbf{k})\,\mathbf{k}^2}{4\pi Ze^2}\right]^2\tag{4}$$

описывает динамическое междуэлектронное взаимодействие с учетом экранирования кристаллической решеткой; $\chi_0(\mathbf{k},\ \omega)$ — динамическая восприимчивость электронного газа [9]. Отметим, что при пренебрежении влиянием решетки, когда $\Phi_{\text{eff}}(\mathbf{k},\ \omega)\approx4\pi e^2/\mathbf{k}^2$, флуктуационный вклад в свободную энергию (2) использовался, например, в [13] для вычисления теплоемкости.

Как следует из формулы (4), в пределе длинных волн и низких частот дальнодействующее кулоновское взаимодействие полностью экранируется кристаллической решеткой

$$\Phi_{\text{eff}}(\mathbf{k}=0,\ \omega=0)=\varphi(0)-2\lambda(0)/Z+m_ic_i^2V/Z^2N_i,\tag{5}$$

которая в этом пределе адиабатически следует за электронами. При этом однородная статическая восприимчивость электронов

$$\chi_e(\mathbf{k}=0,\ \omega=0)=(B_e/B)\,\chi_0\tag{6}$$

определяется модулем всестороннего сжатия металла

$$B=B_e[1+\Phi_{\text{eff}}(\mathbf{k}=0,\ \omega=0)\,\chi_0],\tag{7}$$

где $B_e=Z^2N_i^2/V^2\chi_0$ — модуль сжатия электронного газа; $\chi_0=\chi_0(\mathbf{k}=0,$ $\omega=0)$ — плотность состояний электронов на поверхности Ферми.

Адиабатическая связь деформаций решетки с ФПЗ электронов, проявляющаяся в экранировании дальнодействующего кулоновского взаимодействия (5) и в зависимости электронной восприимчивости (6) от упругого модуля сжатия подобна обсуждавшейся в [14] стрикционной деформации решетки, вызванной флуктуациями параметра порядка. При этом в отличие от рассмотренной в [14] слабой связи параметра порядка с решеткой обсуждаемые здесь эффекты связи электронов с решеткой определяются сильным кулоновским взаимодействием.

Ниже будем считать выполненным условие

$$B\ll B_e,\tag{8}$$

отвечающее близости металла к структурной неустойчивости. При этом электронная восприимчивость (3) в пределе длинных волн и низких частот существенно превосходит восприимчивость электронного газа χ_0 Как следует из (2), в этих условиях существенную роль играют длинноволновые и низкочастотные ФПЗ. Разлагая функции $\Phi_{\rm eff}(\mathbf{k},\ \omega)$, $\chi_0(\mathbf{k},\ \omega)$ в ряд по степеням ω и $\mathbf{k}$

$$\begin{gathered}\Phi_{\rm eff}(\mathbf{k},\ \omega)=\Phi_{\rm eff}(0,\ 0)+\chi_0^{-1}(A_0\mathbf{k}^2-\omega^2/c_e^2\mathbf{k}^2+\ldots),\\ \chi_0(\mathbf{k},\ \omega)=\chi_0(1-A_1\mathbf{k}^2+iD\omega/k+\ldots),\end{gathered}\tag{9}$$

получаем следующее явное выражение для динамической восприимчивости электронов с учетом влияния кристаллической решетки:

$$\chi_e(\mathbf{k},\ \omega)=\left[\chi_e^{-1}(\mathbf{k})-\chi_0^{-1}\left(\frac{\omega^2}{c_e^2\mathbf{k}^2}+iD\frac{\omega}{k}\right)\right]^{-1}.\tag{10}$$

Здесь $\chi_e(\mathbf{k})=\chi_0[B/B_e+A\mathbf{k}^2]^{-1}$ — неоднородная статическая восприимчивость, $c_e^2=B_eV/m_iN_i$, $A=A_0+A_1$,

$$A_0=\chi_0\left[\frac{\partial\varphi}{\partial\mathbf{k}^2}-\frac{2}{Z}\frac{\partial\lambda}{\partial\mathbf{k}^2}+\frac{2\lambda}{Z}\frac{c_i^2}{\omega_p^2}-\frac{\lambda^2}{4\pi Z^2e^2}-\frac{c_i^4}{\omega_p^4}4\pi e^2\right]^{k=0},$$

а коэффициенты A_1 и D определяются структурой энергетических зон электронов вблизи поверхности Ферми [4, 5]. При этом слагаемое $\sim\omega^2$ в выражении (10) для восприимчивости описывает недиабатические эффекты «запаздывания» решетки, а член $\sim D\omega/k$ характеризует релаксацию ФПЗ, обусловленную их распадом на фермиевские возбуждения.

С учетом разложения (10) перепишем выражение (2) для флуктуационного вклада в свободную энергию в следующем виде:

$$\Delta F\ (V,\ T)=\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{d\omega}{2\pi}\{\varkappa T\ln[1-\exp(-\hbar\omega/\varkappa T)]+\hbar\omega/2\}\,G(\omega),\tag{11}$$

где

$$G(\omega)=\int\limits_{k<k_c}\frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}\left\{\frac{Dc_e^2k}{c_l^2(\mathbf{k})\mathbf{k}^2-\omega^2}\left[1+2\frac{\omega^2}{c_l^2(\mathbf{k})\mathbf{k}^2}\right]+2\pi\omega\delta\left[\omega^2-c_l^2(\mathbf{k})\,\mathbf{k}^2\right]\right\},\tag{12}$$

$c_l(\mathbf{k})\ k=c_ek\sqrt{\chi_e^{-1}(\mathbf{k})\,\chi_0}$ — частота продольных фононов; $\mathbf{k}_c$ — вектор обрезания; интеграл в правой части (12) берется в смысле главного значения. Первое слагаемое в подынтегральном выражении (12) обусловлено ФПЗ электронов и связанными с ними деформациями кристаллической решетки. Второй член описывает обычный вклад продольных фононов, которым мы ниже будем пренебрегать. Отметим здесь, что мы также пренебрегли эффектами поперечных колебаний решетки, которые в используемой нами модели не связаны с ФПЗ, и учли малость величины $Dc_l\sim c_l/v_F\ll1$, где v_F — фермиевская скорость электронов. После интегрирования (12) находим

$$\begin{gathered}G(\omega)=\frac{\hbar}{4\pi^2\Gamma_0}\left\{\ln[1+(k_cr_c)^2]+3\left(\frac{\hbar\omega}{\varkappa T_0}\right)^2\left[\ln\left(\left(\frac{\varkappa T_0}{\hbar\omega}\right)^2[1+(k_cr_c)^{-2}]^{-1}\right)+\right.\right.\\ \left.\left.+[1+(k_cr_c)^2]^{-1}-\frac{3}{2}\right]\right\},\end{gathered}\tag{13}$$

где $\Gamma_0=\hbar A/D$; $\varkappa T_0=\hbar c_eB/B_e\sqrt{A}$ — характерная энергия ФПЗ; $r_c=\sqrt{AB_e/B}$ — корреляционный радиус. При этом, интересуясь областью низких температур, мы ограничились рассмотрением низкочастотных флуктуаций $\omega\ll\varkappa T_0/\hbar$, $(\varkappa T_0/\hbar)k_cr_c$.

Отметим, что слагаемое в правой части (13), не зависящее от частоты, отвечает учету адиабатической связи ФПЗ электронов с деформациями кристаллической решетки. Члены $\sim\omega^2$ и $\sim\omega^2\ln\omega$ описывают неадиабатические эффекты.

Интегрируя (11) с учетом (13), находим, что в области не слишком высоких температур $T \ll T_0$, $T_0 k_c r_c$ флуктуационный вклад в свободную энергию имеет следующий вид:

$$\Delta F(V,\ T) = -\frac{V}{24\pi}\frac{(\varkappa T)^2}{\Gamma_0}\left\{\ln\left[1+(k_c r_c)^2\right] + \right.$$

$$\left. + \frac{2\pi^2}{5}\left(\frac{T}{T_0}\right)^2\left[\ln\left(\frac{T_0^2}{T^2}\left[1+(k_c r_c)^{-2}\right]^{-1}\right) + \left[1+(k_c r_c)^2\right]^{-1} - 3(\zeta+1)/2\right]\right\}, \tag{14}$$

где

$$\zeta = -(60/\pi^4)\int\limits_0^\infty x^2 \ln x \ln\left[1-\exp(-x)\right] dx \simeq 1.15.$$

При этом в (14) пренебрежено независящим от температуры вкладом, обусловленным нулевыми флуктуациями.

С помощью (14) находим флуктуационный вклад $c = -T\,(\partial^2 \Delta F/\partial T^2)_V$ в низкотемпературную теплоемкость металла

$$c = \gamma T + \delta T^3 \ln(T_0^*/T), \tag{15}$$

где

$$\gamma = \frac{\varkappa^2}{12\pi\Gamma_0}\ln\left[1+(k_c r_c)^2\right], \quad \delta = \frac{2\pi}{5}\frac{\varkappa^2}{\Gamma_0 T_0^2}, \quad (T_0^*)^2 = T_0^2 \exp\left\{\left[1+(k_c r_c)^2\right]^{-1} - \frac{3}{2}(\zeta+1)\right\}. \tag{16}$$

Слагаемое γT в правой части (15) отвечает учету адиабатической связи электронов с решеткой, где коэффициент γ по форме совпадает с возникающим в теории спиновых флуктуаций [5]. Как и в [5], его можно интерпретировать в терминах фермионов с эффективной массой

$$m^* = m\left\{1 + (4\pi^3\Gamma_0\chi_0)^{-1}\ln\left[2+(k_c r_c)^2\right]\right\}, \tag{17}$$

где m — масса электрона без учета ФПЗ. Отметим здесь логарифмическую расходимость эффективной массы $m^* \sim \ln(B_e/B)$ в металлах, близких к структурной неустойчивости с размягчением упругого модуля сжатия $(B \to 0)$.

В пределе слабой пространственной дисперсии, когда величина Γ_0 мала, коэффициент γ и эффективная масса m^* могут достигать значений, характерных для систем с тяжелыми фермионами. Применительно к актинидам, полагая [5] $\Gamma_0 \sim 10^{-2}$ эВ$\cdot$Å^3, $A \sim 0.1$ Å^2, $\chi_0 \sim (10^{-2}$—$10^{-3})$ эВ$^{-1}\times$ $\times$Å^{-3}, $B \sim 10^{11}$ Па, $B_e/B \sim 10$, $k_c \sim 1$ Å^{-1}, получаем оценку $m^*/m \sim$ $\sim 10^2 \div 10^3$.

Последнее слагаемое в правой части (15) описывает аномальную температурную зависимость теплоемкости, обусловленную неадиабатическими эффектами связи деформаций кристаллической решетки с электронами. Сравнивая это слагаемое с вкладом в теплоемкость продольных фононов [15] $\beta T^3 = (2\pi^2\varkappa/15)(\varkappa T/\hbar c_l)^3$, получаем оценку $\delta/\beta \sim Dc_l$, показывающую, что в металлах, достаточно близких к структурной неустойчивости, когда выполнено условие (8), флуктуационный вклад в теплоемкость $\sim T^3 \ln T$ в пределе низких температур может быть не мал по сравнению с вкладом фононов.

Подчеркнем здесь отличие полученной выше температурной зависимости теплоемкости (15) от аналогичной по форме зависимости, возникающей в теории спиновых флуктуаций [3, 4], где коэффициент при члене $T^3 \ln T$, обусловленный спиновыми флуктуациями, имеет в отличие от (16) другой знак.

Температурная зависимость теплоемкости, подобная (15), возникает также при рассмотрении эффектов электрон-фононного взаимодействия в модели Фрёлиха [15, 16]. При сравнении результатов (15)—(17) с полученными в работах [15, 16] прежде всего заметим, что в этих работах фактически пренебрежено междуэлектронным взаимодействием и пространственной дисперсией электронной восприимчивости, проявляющимися в рассматриваемых нами флуктуационных эффектах, и использована модель сферической поверхности Ферми. Применительно к металлам, далеким от структурной неустойчивости, переходя в формулах (16), (17) к пределу слабой пространственной дисперсии ($k_c r_c \to 0$) и полагая в случае сферической поверхности Ферми [11, 15] $D=\pi/2v_F$, $\varepsilon_F=p_F^2/2m=mv_F^2/2$, для эффективной массы фермионов и коэффициента находим

$$m^*=m\left[1+\frac{B_e}{2B}\left(\frac{\hbar k_c}{p_F}\right)^2\right],$$

$$\delta=\frac{3\pi^4}{20}\left(\frac{B_e}{2B}\right)\frac{\varkappa^4}{\varepsilon_F^3}\frac{ZN_i}{V}\left(\frac{v_F}{c_l}\right)^2.$$

При замене в этих выражениях величины $B_e/2B$ константой электрон-фононного взаимодействия в модели Фрёлиха λ_0 они совпадают с полученными в [15, 16].

Как следует из (16), (17), такие результаты работ [15, 16] фактически получены в приближении слабой электрон-фононной связи ($\lambda_0 \ll 1$) и отвечают пренебрежимо малой перенормировке эффективной массы $m^*/m - 1 \sim (k_c r_c)^2 \sim \lambda_0 \ll 1$ и коэффициенту δ, в $v_F/\lambda_0 c_l \gg 1$ раз меньшему константы β, описывающей вклад фононов в теплоемкость. Напротив, обсуждаемые здесь эффекты ФПЗ в металлах, близких к структурной неустойчивости, могут приводить к большим эффективным массам фермионов $m^* \gg m$, а также к вкладу в теплоемкость $\delta T^3 \ln T_0^*/T$, сравнимому с теплоемкостью фононов βT^3.

Остановимся далее на температурной зависимости флуктуационного вклада в коэффициент теплового расширения металлов $\alpha=-(3B)^{-1}\partial^2\Delta F(V, T)/\partial V\partial T$. Учитывая формулы (8), (14), имеем

$$\alpha=aT+dT^3\ln(T_0^{**}/T), \tag{18}$$

где

$$a=\frac{\varkappa^2}{36\pi}\frac{B'}{B\Gamma_0}[1+(k_c r_c)^{-2}]^{-1},\qquad d=\frac{4\pi}{45}\frac{B'}{B\Gamma_0}\frac{\varkappa^2}{T_0^2},$$

$$(T_0^{**})^2=[1+(k_c r_c)^2]^{-1}T_0^2\exp\left\{\frac{3}{2}[1+(k_c r_c)^2]^{-1}+\frac{1}{2}[1+(k_c r_c)^2]^{-2}-\frac{3}{2}(\zeta+1)\right\}. \tag{19}$$

Как следует из (18) и (19), температурная зависимость коэффициента расширения подобна полученной выше для теплоемкости. При этом температуры T_0^*, T_0^{**}, характеризующие аномалии температурной зависимости соответственно c и α, различаются, причем $T_0^{**} > T_0^*$.

Подобно обычным константам Грюнайзена электронов и фононов удобно ввести флуктуационные константы Грюнайзена $\Gamma_\gamma=3aB/\gamma=\partial\ln\gamma/\partial\ln V$ и $\Gamma_\delta=3dB/\delta=(1/3)\partial\ln\delta/\partial\ln V$, характеризующие линейную $\sim T$ и логарифмическую $\sim T^3\ln T$ температурные зависимости вкладов ФПЗ в теплоемкость и тепловое расширение. Учитывая (16), (19), находим

$$\Gamma_\gamma=B'[1+(k_c r_c)^{-2}]^{-1},\qquad \Gamma_\delta={}^2/_3\,B'. \tag{20}$$

В соответствии с формулой (20) флуктуационные константы Грюнайзена Γ_γ и Γ_δ определяются барической производной модуля всестороннего сжатия B, которая в металлах, близких к структурной неустойчивости, велика. Полагая, например, φ/V, λ/V, $c_i=\mathrm{const}\,(V)$, имеем

$$B'=1+\Gamma_e B_e/B, \tag{21}$$

где $\Gamma_e=\partial\ln(\chi_0 V)/\partial\ln V$ — электронная константа Грюнайзена. Как следует из (21), в металлах, близких к структурной неустойчивости, когда выполнено неравенство (8), барическая производная B' существенно превосходит единицу.

При этом в условиях не слишком слабой пространственной дисперсии восприимчивости, когда $k_c r_c \gtrsim 1$, флуктуационная константа Грюнайзена

$\Gamma_\gamma \sim B'$ сравнима с величиной Γ_δ и константой Грюнайзена продольных фононов [17] $\Gamma_{ph}=(9/2)B'$, больших по сравнению с единицей. В этих условиях линейный вклад в тепловое расширение (18), обусловленное ФПЗ, в $\sim m^+B_e/mB \gg 1$ раз превышает обычный коэффициент теплового расширения [17], связанный с фермиевскими возбуждениями электронов без учета флуктуаций, а слагаемое $\sim T^3 \ln T$ не мало по сравнению с вкладом в тепловое расширение продольных фононов $\beta\Gamma_{ph}T^3/3B$.

Отметим здесь, что аномально большой линейный по температуре вклад в коэффициент теплового расширения и соответствующую ему константу Грюнайзена обнаружен в целом ряде металлов с тяжелыми фермионами и близких к ним системах на основе урана [18].

Модули всестороннего сжатия и их барические производные в актинидах

	α-Th	α-Pa	α-U	α-Np	α-Pu	UBe_{13}	UPt_3	$NpAl_2$
B (10^{11} Па)	1.57	0.58	1.47	1.18	0.42	1.08	2.35	0.46
B'	1.5	4.2	2.8	6.6	10.5	5.8	5.8	16

В таблице приведены значения упругих модулей всестороннего сжатия B и их барических производных B' для ряда актинидов и их соединений, измеренные при комнатных температурах в работах [6–8]. Как видно из этой таблицы, значения производных B' не малы во всех системах, исключая α-Th, где, по-видимому, отсутствуют заполненные состояния 5f-электронов [19]. В соответствии с формулами (8), (21) большие значения B' в этих системах отвечают их близости к структурной неустойчивости и позволяют ожидать существенного проявления эффектов ФПЗ. При этом в плутонии и $NpAl_2$, где величина B' превышает 10, эффекты ФПЗ проявляются наиболее ярко, и, по-видмимому, являются причиной «тяжелофермионного» поведения этих систем [20, 21].

В заключение отметим, что рассмотренные выше эффекты ФПЗ могут играть существенную роль также в сверхпроводящих керамиках $YBa_2Cu_3O_7$ и $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, где недавно в сверхпроводящих фазах наряду со структурными переходами обнаружены значительные линейные по температуре вклады в теплоемкость и коэффициент теплового расширения [22, 23].

Автор благодарен В. П. Силину за обсуждение затронутых в работе вопросов.

Список литературы

[1] Алексеевский Н. Е., Хомский Д. И. // УФН. 1985. Т. 147. № 4. С. 767—779.
[2] Brandt N. B., Moschalkov V. V. // Adv. Phys. 1984. V. 33. N 5. P. 373—468.
[3] Ларкин А. И., Мельников В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 20. № 6. С. 386—389.
[4] Coffey D., Pethick C. J. // Phys. Rev. 1986. V. B38. N 11. P. 7508—7513.
[5] Силин В. П., Солонцов А. З. // Кр. сообщ. по физике. 1988. № 1. С. 44—46.
[6] Dabos S., Dufour C., Benedict U. // JMMM. 1987. V. 63—64. P. 661—663.
[7] Benedict U., Dabos S., Gerward L. et al. // JMMM. 1987. V. 63—64. P. 403—405.
[8] Benedict U., Dabos S., Dufour C., Spirlet J. C. // J. Less-Comm. Met. 1986. V. 121.P. 461—468.
[9] Проблема высокотемпературной сверхпроводимости / Под ред. В. Л. Гинзбурга и Д. А. Киржница. М.: Наука. 1977. 400 с.
[10] Силин В. П., Солонцов А. З. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 5. С. 1808—1817.
[11] Булкин В. И., Солонцов А. З. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 4. С. 1119—1124.
[12] Brinkman W. F., Engelsberg S. // Phys. Rev. 1968. V. 169. N 1. P. 417—431.
[13] Kraeft W., Stolzmann W. // J. Phys. 1984. V. C17. N 20. P. 3561—3568.
[14] Леванюк А. П., Собянин А. А. // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 11. № 11. С. 540—543.
[15] Coffey D., Pethick C. J. // Phys. Rev. 1988. V. B37. N 1. P. 442—447.
[16] Элиашберг Г. М. // ЖЭТФ. 1962. Т. 43. № 2. С. 1105—1107.
[17] Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела. Т. 2. М. : Мир, 1979. 422 с.
[18] Franse J. J. M. // J. Less-Comm. Met. 1986. V. 121. P. 73—75.

[19] Карпенко Б. В. // Электронная структура и физические свойства редких земель и актинидов. Свердловск, УНЦ АН СССР, 1981. С. 86—113.
[20] Weinberger P., Gonis A., Freeman A. J., Boring A. M. // Physica. 1985. V. 130 BC. P. 13—20.
[21] Столяров В. А., Данелян Л. С., Прокофьева Л. Ю. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 8. С. 2474—2480.
[22] Lang M., Lechner T., Riedel S. et al. // Z. Phys. 1988. V. 69. N 4. P. 459—463.
[23] Bhattacharya S., Higgins M. J., Johnston D. C. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 12. P. 1181—1184.

Поступило в Редакцию
2 января 1989 г.