Температурная зависимость электронной теплоемкости сверхпроводников с квантовыми дефектами

© А.П. Жернов

Российский научный центр "Курчатовский институт",
123182 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 9 октября 1997 г.)

Рассматривается электронная теплоемкость металлов с квантовыми дефектами в сверхпроводящем состоянии. В адиабатическом подходе анализируется роль электронного поляронного эффекта, а также фактора заселенности уровней двухуровневых состояний. Обсуждаются случаи промежуточной и сильной связи.

Известно, что туннельное движение частиц в электронной жидкости сопровождается сильным электрон-поляронным эффектом (ЭПЭ). Последовательный анализ этой проблемы в адиабатическом подходе недавно выполнен в работах Кагана и Прокофьева [1]. Основываясь на этом подходе, в [2,3] мы рассмотрели ряд параметров сверхпроводников с квантовыми дефектами. В частности, в [2] исследованы специфические особенности поведения критической температуры сверхпроводящего перехода T_c из-за ЭПЭ. Обратим здесь внимание на то, что влияние двухуровневых состояний (ДУС) на T_c обсуждалась в целом ряде работ. Для случая туннельных состояний с симметричным потенциалом отметим работу [1]. Более реалистическая ситуация рассмотрена, например, в [5]. Кроме того, в [2,3] было изучено поведение фактора изотопического сдвига, параметра порядка Δ_0, а также магнитного поля H_{c2}. В рамках теории обсуждены эксперименты для аморфных систем и разбавленных гидридов металлов.

Данная работа является продолжением работ [2,3]. Далее в рамках представлений адиабатической теории исследуется влияние квантовых дефектов на электронную теплоемкость металлов в сверхпроводящем состоянии. Предполагается, что подобные дефекты описываются наборами ДУС.

Отметим, что системы с ДУС отличаются от стандартных сверхпроводников. В них помимо фононного механизма может реализоваться и нефононный механизм спаривания электронов через ДУС. При этом из-за пространственной делокализации туннелирующих частиц константа связи λ_{TS} может быть большой и реализуется случай сильной связи. Характерные частоты спектра Ω_{TS} взаимодействия электронов с ДУС $S_{\mathrm{TS}}(\omega)$ могут быть меньше или порядка критической температуры T_c. Оба названных параметра вследствие ЭПЭ, а также за счет факторов заселенности уровней зависят от температуры (см. далее).

Напомним еще, что в условиях сильного ЭПЭ в яме значительно понижается разность энергий между симметричным и антисимметричным ДУС. Масштаб перенормировок зависит от соотношения между значениями затравочной туннельной амплитуды и эффективной фононной частоты, параметра, характеризующего взаимодействие электрон-дырочных пар с туннелирующими атомами, критической температуры T_c (или сверхпроводящей щели) (см., например, [1]). При этом появляется собственная ширина, которая может быть сравнимой с расщеплением уровней в яме. Принимая во внимание сказанное, мы намерены в рамках последовательно адиабатического подхода показать, что ЭПЭ при подбарьерном движении дефекта приводит к существенным перенормировкам электронной теплоемкости сверхпроводников.

Анализ поведения электронной теплоемкости в области температур от нуля до T_c выполнен с использованием для скачка свободной энергии представления Бардина–Стефана [6] и системы интегральных уравнений типа уравнений Элиашберга для параметров порядка и перенормировки электронной массы. Ядро системы выражалось через определенную нами ранее спектральную функцию $S_{\mathrm{TS}}(\omega)$ дельтообразного вида [2,3]. Непосредственно рассмотрена величина $\delta C(T) = \Delta C(T)/\Delta C(T_c)$, где $\Delta C(T)$ — разность теплоемкостей в сверхпроводящем и нормальном состояниях. Обсуждаются случаи промежуточной связи и стандартного спектра притяжения и сильной связи и нестандартного спектра $S_{\mathrm{ST}}(\omega)$.

В разделе 1 приведены основные уравнения и алгебраические соотношения, которые позволяют определить фактор δC в различных частных случаях. В разделе 2 определяется модельный спектр взаимодействия электронов с ДУС — $S_{\mathrm{TS}}(\omega)$. В последнем разделе с использованием этого спектра и приведенных в разделе 1 представлений для δC анализируется влияние на теплоемкость сильного ЭПЭ, а также фактора заселенности уровней.

1. Общие соотношения для электронной теплоемкости сверхпроводника

В общем виде выражение для скачка свободной энергии

$$\Delta F = F_S(T) - F_N(T)$$

при переходе системы из нормального (N) состояния в сверхпроводящее (S) состояние получено в [7]. В [6] Бардин и Стефан с использованием теоремного типа соотношения между гриновскими функциями квазичастиц существенно упростили выражение для ΔF. Они нашли, что в мацубаровском представлении

$$\frac{\Delta F}{N(\varepsilon_F)} = -\pi T \sum_n \left[\sqrt{\omega_n^2 + \Delta^2(i\omega_n)} - |\omega_n|\right]$$

$$\times \left[Z_S(i\omega_n) - Z_N(i\omega_n)\frac{\omega_n}{[\omega_m^2 + \Delta^2(i\omega_m)]^{1/2}}\right],$$

$$\omega_n = \pi T(2n+1), \quad n = 0,\, 1,\, 2, \ldots . \tag{1}$$

Здесь $\Delta(i\omega_n)$ и $Z(i\omega_n)$ — соответственно функция щели и фактор перенормировки электронной массы. Через $N(\varepsilon_F)$ обозначена зонная плотность электронных состояний на уровне Ферми.

Величины $\Delta(i\omega_n)$ и $Z(i\omega_n)$ удовлетворяют системе стандартных нелинейных интегральных уравнений Элиашберга вида

$$\Delta(i\omega_n)Z(i\omega_n) = \pi\lambda T \sum_{m=-\infty}^{\infty} I(i\omega_n - i\omega_m)$$

$$\times \frac{\Delta(i\omega_m)}{[\omega_m^2 + \Delta^2(i\omega_m)]^{1/2}}, \tag{2a}$$

$$Z(i\omega_n) = 1 + \frac{\pi\lambda T}{\omega_n} \sum_{m=-\infty}^{\infty} I(i\omega_n - i\omega)$$

$$\times \frac{\Delta(i\omega_m)}{[\omega_m^2 + \Delta^2(i\omega_m)]^{1/2}}. \tag{2b}$$

Ядро уравнений $I(i\omega_n - i\omega_m)$ выражается через спектральную функцию притягивающего межэлектронного взаимодействия $S(\omega)$, а именно

$$I(i\omega_n - i\omega_m) = \frac{1}{\lambda}\int_0^\infty d\omega^2 \frac{S(\omega)}{\omega^2}\,\frac{\omega^2}{\omega^2 - (i\omega_n - i\omega_m)^2}. \tag{3}$$

В (2) для простоты константа связи λ предполагается много большей по величине, чем кулоновский псевдопотенциал.

По определению,

$$\Delta C = C_S(T) - C_N(T) = -T\frac{\partial \Delta C}{\partial T^2}.$$

Отметим, что вопрос о температурном поведении фактора ΔC неоднократно анализировался в рамках электрон-фононного механизма. Рассматривались случаи промежуточной и сильной связи, причем для стандартных и нестандартных S-спектров общего вида (в первом случае $\pi T_c < \omega_{ln}$, где ω_{ln} — характерная частота спектра, во втором $\pi T_c \leqslant \omega_{ln}$). Пионерские работы выполнены были Гейликманом и Кресиным. Они суммированы в монографии [8]. Результаты работ, выполненных позднее, обобщены в обзоре [9].

В случае промежуточной связи и S-спектра стандартного вида для области температур вблизи T_c в [10] подгонкой под экспериментальные данные было получено аналитическое представление в форме

$$\delta C = \Delta C(T \leqslant T_c) = \frac{\Delta C(T \leqslant T_c)}{\frac{2}{3}\pi^2(1+\lambda)N(\varepsilon_F)T_c}$$

$$= 1.43\left[1 + c_1\left(\frac{T_c}{\omega_{ln}}\right)^2 \ln\frac{\omega_{ln}}{d_1 T_c}\right]$$

$$- 3.77\left[1 + c_2\left(\frac{T_c}{\omega_{ln}}\right)^2 \ln\frac{\omega_{ln}}{d_2 T_c}\right] t, \quad t = 1 - \frac{T}{T_c},$$

$$c_1 = 53, \quad c_2 = 117, \quad d_1 = 3, \quad d_2 = 2.9. \tag{4}$$

В [11] аналитическим путем найдено выражение для δC, которое имеет более широкую область применимости, чем (4), а именно

$$\delta C = \frac{3}{2}\,\frac{a_c^2}{2\pi^2}Y_c(1-t)\left(1 + \left(\frac{\pi T_c}{\omega_{ln}}\right)^2\right)$$

$$- 6\frac{a_c^6}{\pi^2 b_c^4}tY_c^3\left(\frac{3}{4}\,\frac{b_c^4}{a_c^4}\left[1 + 6a_c^2\left(\tilde{L}\left(\frac{T_c}{\omega_{ln}}\right)\right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\left. - \frac{2}{3}\left(\frac{T_c}{\omega_{ln}}\right)^2 - \frac{\pi^2}{3a_c^2}\left(\frac{T_c}{\omega_{ln}}\right)^2\right)\right] - \frac{1}{2}\right). \tag{5}$$

Здесь с целью сокращения записи введены обозначения

$$a_c = \pi\sqrt{\frac{8}{7\xi(3)}}, \quad b_c = \pi\left[\frac{128}{93\xi(5)}\right]^{1/4},$$

$$Y_c^{-1} = 1 - 3a_c^2\left(\tilde{L}\left(\frac{T}{\omega_{ln}}\right) + \frac{1}{3}\left(\frac{T}{\omega_{ln}}\right)^2\right),$$

$$\tilde{L} = \left(\frac{T_c}{\omega_{ln}}\right)^2 \ln\frac{1.13\omega_{ln}}{eT}.$$

В пределе $T \to T_c$ (5) имеет тот же вид, что и (4), однако

$$c_1 = 3a_c^2, \quad c_2 = 122, \quad d_1 = 1, \quad d_2 = e.$$

При использовании формул (4) и (5) результаты получаются близкими.

Приближенное аналитическое представление для δC можно получить также в пределе сильной связи, которое справедливо при произвольном соотношении между характерной частотой туннельной моды и T_c. С использованием приведенного в [9] выражения для скачка свободной энергии имеем

$$\delta C = \frac{12}{\lambda}(1 - 4t). \tag{6}$$

Перейдем к пределу низких температур. Пусть связь промежуточная. Тогда фактор δC приближенно описывается формулой (см., например, [11])

$$\delta C = t - \sqrt{8\pi\frac{\Delta_0^5}{T^3T_c^2}}e^{-\Delta_0/T}$$

$$\times \left(1 + \frac{\Delta_0}{T}L\left(\frac{\Delta_0}{\omega_{ln}}\right) - 2\frac{2\Delta_0^2}{\omega_{ln}^2}\right), \tag{7}$$

где

$$L\left(\frac{\Delta_0}{\omega_{ln}}\right) = \frac{\Delta^2}{\omega_{ln}^2} \ln \frac{2\omega_{ln}}{eT}.$$

Отметим, что, как хорошо известно, параметры T_c и Δ_0 удовлетворяют соотношению

$$\frac{2\Delta_0}{T_c} = 3.53g\left(\frac{T_c}{\omega_{ln}}\right),$$

где фактор g описывает отклонение от теории БКШ. Его можно представить в форме

$$g = 1 + \alpha\left(\frac{T_c}{\omega_{ln}}\right)^2 \ln \frac{1.13\omega_{ln}}{\beta T_c}.$$

Подгонкой под большое число экспериментов в [12] было найдено, что $\alpha = 12.3$, $\beta = 2$ (в [13] аналитическим путем получено $\alpha = \pi^2$, $\beta = e$).

Вследствие связи между параметром порядка и T_c величина δC $(T \to T_c)$ (7) фактически зависит от двух параметров: ω_{ln}/T_c, T/T_c.

Для случая сильной связи мы в настоящей работе анализировали поведение $\delta C(T \to T_c)$, сопоставляя результаты, полученные решением методом итераций системы уравнений (2) для различных значений параметров, определяющих спектр взаимодействия и ядро (3).

В заключение раздела отметим следующее существенное обстоятельство. Пусть спектр взаимодействия имеет эйнштейновский вид, т. е.

$$S(\omega) = A\delta(\omega - \omega_{ln}), \quad A = \frac{\lambda\omega_{ln}}{2}. \tag{8}$$

Тогда подстановкой (8) в (1), (2) можно убедиться в том, что δC во всем интервале температур от нуля до T_c является функцией двух параметров (см. детали в обзоре [9] и в оригинальной работе [14]), а именно

$$\delta C = f(\omega_{ln}/T_c,\ T/T_c). \tag{9}$$

При этом фигурирующий в (9) эффективный фактор Зоммерфельда $\varkappa$ (посредством его описывается нетривиальная температурная зависимость теплоемкости C_N) определяется следующим выражением:

$$\varkappa = \frac{m_0 k_F}{3}\left[1 + 2\lambda Z(T/\omega_{ln})\right],$$

где m_0 — масса свободного электрона, k_F — фермиевский импульс. Фактор $Z(x)$ является некоторой универсальной функцией, для которой существует аппроксимационная формула алгебраического типа (см. детали в [15]).

2. Спектральная функция взаимодействия электронов с ДУС

Спектральная функция $S_{\mathrm{TS}}(\omega)$ взаимодействия электронов с ДУС, которые находятся в двойной потенциальной яме с эквивалентными минимумами, в пренебрежении ЭПЭ была определена в [4,16]. С учетом ЭПЭ она переопределена в [17] (см. также [2]). Имеем

$$S_{\mathrm{TS}}(\omega) = N(\varepsilon_F)\sum_l \left\langle\!\left\langle \left(\gamma_{\mathrm{TS}}^{(l)}(q)V_l(q)\right)^2 \right\rangle\!\right\rangle \times \operatorname{th}\frac{\Omega_{\mathrm{TS}}^{(l)}}{2T}\,\frac{\Gamma_l}{\left(\omega - \Omega_{\mathrm{TS}}^{(l)}\right)^2 + \Gamma_l^2}. \tag{10}$$

Здесь $\gamma_{\mathrm{TS}}^{(l)}(q)$ и $V_l(q)$ — соответственно псевдоспиновый форм-фактор и псевдопотенциал l-го дефекта, причем

$$\gamma_{\mathrm{TS}}^{(l)}(\mathbf{q}) \approx i \sin\frac{\mathbf{qR}_d}{2} \tag{11}$$

(R_d — расстояние между минимумами потенциальной ямы), $\Omega_{\mathrm{TS}}^{(l)}$ и Γ_l — характерные энергия и уширение l-го уровня (из-за взаимодействия с электронами). Символ $\langle\!\langle \dots \rangle\!\rangle$ расшифровывается следующим образом:

$$\langle\!\langle f(\mathbf{q})\rangle\!\rangle = \int\limits_{S_F}\int\limits_{S_F} \frac{dS_k}{v_F(k)}\frac{dS_{k'}}{v_F(k')} f(\mathbf{k}-\mathbf{k}') \Big/ \left(\int\limits_{S_F}\frac{dS_k}{v_F(k)}\right)^2.$$

Выше интегрирование выполняется по поверхности Ферми, элемент которой обозначен как dS_k, v_F — групповая скорость электрона, $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$.

Как уже отмечалось, в металлах существенную роль играют процессы электронной экранировки туннелирующей частицы. При этом, согласно [1], "быстрые" виртуальные электрон-дырочные пары с энергией $\omega_0 < E < \varepsilon_b$ (ω_0 — характерная энергия движения частицы порядка дебаевской частоты, ε_b — порядка энергии Ферми или ширины зоны) адиабатически следуют за частицей как при движении ее в яме, так и в подбарьерных переходах. ЭПЭ возникает только за счет взаимодействия частицы с "медленными" виртуальными возбуждениями с энергией меньшей, чем ω_0. Существенно, что энергия подобных медленных электрон-дырочных пар ограничена и снизу. В качестве соответствующей величины для нормальных металлов фигурирует обратное время жизни частицы в яме τ^{-1}. Для сверхпроводника вместо τ^{-1} обрезание происходит на частоте масштаба параметра энергетической щели $\Delta_0(T)$.

Согласно теории [1], сужение уровня, "затравочная" величина которого $\Delta_{\mathrm{TS}}^{(l)}$ равна разности энергий между симметричным и антисимметричным состояниями в яме, описывается фактором P_l, а именно

$$\Omega_{\mathrm{TS}}^{(l)} = P_l\Delta_{\mathrm{TS}}^{(l)}, \tag{12}$$

$$P_l = \begin{cases} (\Delta_{\mathrm{TS}}^{(l)}/\omega_0)^{b_l/(1-b_l)}, & \Delta_{\mathrm{TS}}^{(l)} > \pi T(2\Delta_0(T)), \\ (\pi T 2\Delta_0(T)/\omega_0)^{b_l}, & \pi T(2\Delta_0(T)) > \Delta_{\mathrm{TS}}^{(l)}. \end{cases} \tag{13}$$

Что касается собственной ширины уровня Γ_l, то

$$\Gamma_l \approx \pi b_l T / \left[1 + \exp(\Delta_0(T)/T)\right]^{-1} \tag{14}$$

(предполагается $T \approx \Omega_{\mathrm{TS}}$). Такого вида соотношение для Γ справедливо как выше, так и ниже температуры сверхпроводящего перехода T_c.

Прокомментируем соотношения (12) и (14). Во-первых, если в нормальном металле перенормированная частота Ω_{TS} удовлетворяет условию вида $\Omega_{\mathrm{TS}} > 2\Delta_0(0)$, то ниже точки T_c ее величина фактически не меняется. Если же $\Omega_{\mathrm{TS}} < 2\Delta_0(0)$, то при $T \leqslant T_c$ такая частота оказывается больше своего значения в нормальном металле в $(e\Delta_0/2\Delta_{\mathrm{TS}})^b$ раз (из-за изменения скорости релаксации туннельного состояния). Во-вторых, в обоих случаях при $T \leqslant T_c$ из-за ослабления взаимодействия частицы с электронной средой ширина уровня Γ экспоненциально падает с понижением температуры.

В выражении для $S(\omega)$ (10) неявно фигурирует функция распределения возможных значений эффективных туннельных амплитуд. Имея в виду качественную сторону явления, далее предполагаем, что функция распределения имеет лоренцевский вид в окрестности некоторого типичного значения Ω_{TS}, при этом индекс l опускается.

С использованием выражения для спектра взаимодействия (10) определим константу связи. Имеем

$$\lambda_{\mathrm{TS}} = 2\int_0^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} S_{\mathrm{TS}}(\omega) \approx c_{\mathrm{TS}} \frac{\eta}{\Omega_{\mathrm{TS}}} \operatorname{th} \frac{\Omega_{\mathrm{TS}}}{2T_c},$$

$$\eta = N^2(\varepsilon_F) \langle\langle \gamma^2_{\mathrm{TS}}(q) V^2(q) \rangle\rangle, \tag{15}$$

где c_{TS} — эффективная концентрация легких туннельных атомов, величину η принято называть фактором Хопфильда.

Прокомментируем соотношение (15). Для квантовых дефектов типа водорода (локализирующихся в междоузельных позициях), как правило, $\Omega_{\mathrm{TS}} \leqslant 1\,\mathrm{K}$ и фактор $\eta/\Omega_{\mathrm{TS}} \approx 10^4$ (см. детали в [2,3]). Принято считать, что число туннельных состояний в интервале энергий от 0 до 1 K порядка 10^{-5}, а в интервале 1–10 K $c_{\mathrm{TS}} \approx 10^{-4}$. В сильно неравновесных системах, например в свежеприготовленных аморфных материалах, концентрация ДУС может существенно превышать стандартные значения. Таким образом, параметр λ_{TS} в принципе может быть значительно больше единицы.

Заметим, что, согласно определению (15), константа связи электронов с ДУС пропорциональна фактору заселенности, причем

$$\lambda_{\mathrm{TS}} \sim \operatorname{th} \frac{\Omega_{\mathrm{TS}}}{2T} / \Omega_{\mathrm{TS}}.$$

Возможна ситуация, когда характерная частота Ω_{TS} меньше (и порядка) критической температуры T_c. Тогда за счет фактора заселенности константа λ_{TS} может существенно возрасти при $T \to 0$.

Суммируем вышесказанное. Если выполняется условие

$$\Delta_{\mathrm{TS}} > \Delta_0,\ T_c,$$

то во всем интервале температур $(0{-}T_c)$ справедливы соотношения

$$\Omega_{\mathrm{TS}} = \Delta_{\mathrm{TS}} (\Delta_{\mathrm{TS}/\omega_0})^b, \quad \lambda_{\mathrm{TS}} = \bar{\eta}/\Omega_{\mathrm{TS}}. \tag{16}$$

Здесь с целью сокращения записи положено $\bar{\eta} = c_{\mathrm{TS}}\eta$.

В случае сильной связи, когда

$$\Omega_{\mathrm{TS}} < \Delta_0,\ T_c,$$

эффективная амплитуда оказывается соответственно равной

$$\Omega_{\mathrm{TS}} = \begin{cases} \Delta_{\mathrm{TS}} \left(\frac{T_c}{\omega_0}\right)^b, & T = T_c, \\ \Delta_{\mathrm{TS}} \left(\frac{\Delta_0}{\omega_0}\right)^b, & T = 0. \end{cases} \tag{17}$$

Приближенное значение температуры $T_*^{(1)}$, при которой изменяется величина Ω_{TS}, находится из уравнения

$$\Delta_0(T_*^{(1)}) \approx T_c.$$

Одновременно при учете явного вида фактора заселенности константа связи λ_{TS} задается равенствами

$$\lambda_{\mathrm{TS}} = \begin{cases} \bar{\eta}/2T_c, & T = T_c, \\ \bar{\eta}/2\Omega_{\mathrm{TS}}, & T = 0 \end{cases} \tag{18}$$

(соответствующая температура кроссовера $T_*^{(2)} \approx \Omega_{\mathrm{TS}}$).

В заключение раздела остановимся на вопросе, связанном с оценками параметров ЭПЭ. Детально этот вопрос был рассмотрен нами в [2]. Здесь лишь отметим, что в принципе развиваемая теория приложима к метастабильным системам типа гидридов простых металлов, а также тройных соединений палладий–благородный металл–водород. В таких системах некоторая часть атомов водорода, по-видимому, локализуется в T-позициях и движется в двухъямных потенциалах с эквивалентными минимумами в соседних T-позициях. В таком случае характерная частота $\omega_0 \geqslant \Theta_D$, где Θ_D — дебаевская частота, а $\Delta_{\mathrm{TS}} \approx 1\,\mathrm{K}$.

Что касается параметра ЭПЭ b [11], то потенциал взаимодействия протона с электронами относительно сильный. Кроме того, не мала и величина $k_F R_d$. В результате

$$b \approx \left(\frac{1}{3} - \frac{1}{5}\right)\zeta^2, \quad \zeta = N(\varepsilon_F)/N_0(\varepsilon_F),$$

где ζ — отношение зонной электронной плотности на уровне Ферми к плотности в модели свободных электронов. Напомним, что в таких металлах, как, например, Al, Zn и Sn, значение $\zeta \approx 1$, а для Be и Cd — $\zeta \leqslant 1/2$. В первом случае роль ЭПЭ существенна, а во втором им можно пренебречь. При этом поляронный фактор $P \approx 0.5$. Так что сужение уровней существенное, но оно не катастрофическое.

Заметим, что, согласно оценкам, в названных соединениях MeH_x значения Ω_{TS} меньше, чем T_c (см., например, работы [18–20]). Вместе с тем константа связи $\lambda > 1$. Таким образом, мы имеем дело с нестандартными сверхпроводниками.

3. Влияние ЭПЭ на электронную теплоемкость

Как отмечалось выше, особенности температурного поведения фактора δC определяются значениями двух параметров T/T_c и T_c/Ω_{TS}. Определим их, основываясь на материале разделов 1 и 2.

Рассмотрим случай промежуточной связи (стандартного спектра $S_{\mathrm{TS}}(\omega)$). Примем во внимание, что T_c может быть выражена через нулевой момент $S_{\mathrm{TS}}(\omega)$ (см. [21]), а именно

$$T_c = z_1 \Omega_{\mathrm{TS}} \lambda_{\mathrm{TS}}, \quad z_1 = 0.072. \tag{19}$$

С использованием соотношений (16), (19) непосредственно получаем

$$\frac{T_c}{\Omega_{\mathrm{TS}}} = z_1 \bar{\lambda}_{\mathrm{TS}} \left(\frac{\omega_0}{\Delta_{\mathrm{TS}}}\right)^b, \quad \frac{T}{T_c} = \frac{T}{\bar{\eta} z_1}, \tag{20}$$

где с целью сокращения записи положено

$$\bar{\lambda}_{\mathrm{TS}} = \lambda_{\mathrm{TS}}(b=0) = \frac{\bar{\eta}}{\Delta_{\mathrm{TS}}}.$$

Оказывается, значение T/T_c не зависит от параметров ЭПЭ. Что касается значения T_c/Ω_{TS}, то оно увеличивается по мере усиления ЭПЭ.

Подставим (20) в формулы для приведенных значений теплоемкости (4), (5) и (7) (по определению, $\omega_{ln} = \omega_{\mathrm{TS}}$). Нетрудно убедиться в том, что при усилении ЭПЭ (и росте T_c/Ω_{TS}) при $T \to T_c$ угловой коэффициент k в выражении для фактора R вида

$$R = \frac{\Delta C(T)}{\Delta C(T_c)} = (1 - kt)$$

возрастает. Например, при $T_c/\Omega_{\mathrm{TS}} = 0.1,\ 0.2$ соответственно $k = 3.876,\ 4.291$.

Перейдем к случаю сильной связи. Воспользуемся для T_c представлением через первый момент спектра взаимодействия

$$T_c = z_2 \Omega_{\mathrm{TS}} \lambda_{\mathrm{TS}}^{1/2}, \quad z_2 = 0.183 \tag{21}$$

(см. детали в [20]). При $T \to T_c$ с использованием (17), (18) и (21) имеем

$$\frac{T_c}{\Omega_{\mathrm{TS}}} = \frac{z_2}{\sqrt{2}} \bar{\lambda}^{1/3} \left(\frac{\omega_0}{T_c}\right)^{b/3}, \tag{22}$$

$$\frac{T}{T_c} = \frac{1}{z_2} \frac{1}{\lambda^{1/3}} \left(\frac{\omega_0}{\pi T_c}\right)^{2b/3} \frac{T}{\Delta_{\mathrm{TS}}}. \tag{22a}$$

В пределе сильной связи фактор R зависит только от t, причем $R = 1 - kt$, $k = 4$. Вследствие (22) отклонение R от единицы, вообще говоря, должно уменьшаться при росте ЭПЭ. Заметим, что коэффициент k меньше, чем в случае промежуточной связи при $T_c/\Omega_{\mathrm{TS}} = 0.2$, но остается заметно больше, чем в теории БКШ, где $k = 2.636$.

Из (19), (22) непосредственно видно, что параметр T_c/Ω_{TS} сильно зависит от ЭПЭ. Из сказанного выше следует, что при усилении ЭПЭ для фактора R угловой коэффициент сначала возрастает, а затем начинает уменьшаться.

Рассмотрим ситуацию при $T \to 0$. Будем считать, что выполняется условие $\Omega_{\mathrm{TS}} < 2T_c$. С использованием (17), (18) имеем

$$T_c(0)/\Omega_{\mathrm{TS}}(0) = K_1 \frac{T_c}{\Omega_{\mathrm{TS}}(T_c)},$$

$$K_1 = \lambda^{1/6} \left(\frac{\pi T_c \omega_0^{1/2}}{\Delta_0^{3/2}}\right)^{b/3}, \tag{23}$$

$$\frac{T}{T_c(0)} = K_2 \frac{T}{T_c},$$

$$K_2 = \frac{2}{\lambda^{1/6}} \left(\frac{\pi T_c}{\Delta_0}\right)^{2b/3} \left(\frac{\Delta_0}{\omega_0}\right)^{b/6}. \tag{23a}$$

Здесь через $T_c(0)$ и $\Omega_{\mathrm{TS}}(0)$ обозначены значения параметров, определяемых форулами (20) и (17) при $T \to 0$. Посредством величин K_1 и K_2 явно учитывается изменение рассматриваемых параметров, обусловленных температурной зависимостью фактора заселенности уровня и поляронного фактора P.

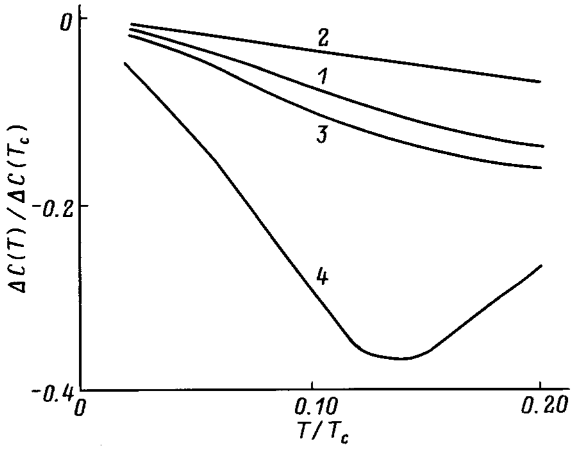
Примем во внимание полученное в [2] приближенное соотношение между Δ_0 и T_c вида

$$2\Delta_0/T_c \approx 9^{1+\frac{2}{3}b} \bar{\lambda}^{-\frac{1+4b}{6}} (\omega_0/\Delta_0)^{\frac{b(1+4b)}{6}}.$$

Тогда с учетом того, что $B < 1/2$, для фигурирующих в (23) и (23a) величин K_1 и K_2 имеем

$$K_1 \approx \lambda^{1/6} \left(\frac{\omega_0}{\Delta_0}\right)^{b/6}, \quad K_2 \approx \frac{2}{\lambda^{(1+b)/6}} \left(\frac{\Delta_0}{\omega_0}\right)^{b/6}. \tag{24}$$

Согласно (24), $K_1 > 1$ и $K_2 \leqslant 1$. Например, при $\lambda \approx 20$ $K_1 \approx 2$ и $K_2 \approx 1$.



Зависимость фактора $\Delta C(T)/\Delta C(T_c)$ от T/T_c. *1* — кривая теории БКШ, *2–4* — кривые, полученные в теории сильной связи и отвечающие значениям параметра T/ω_{ln}, соответственно равным 0.2, 0.6 и 1.2.

С целью иллюстрации возможной роли перенормировки фактора K_1 с использованием общего вида соотношений (1)–(3) и при задании ядра уравнений Элиашберга в форме (8) были выполнены численные расчеты. Результаты их представлены на рисунке, где приведены кривые зависимостей фактора $\Delta C(T)/\Delta C(T_c)$ от T/T_c в случае, когда $T/T_c \ll 1$. Предполагалось, что $\omega_{ln}/T_c = 0.2, 0.6$ и 1.2. Для сравнения на рисунке помещена кривая, которая фигурирует в теории БКШ.

Из рисунка непосредственно видно, что в случае сильной связи при $\lambda \geqslant 20$, когда $\omega_{ln}/T_c \approx 1$, за счет температурной зависимости (в интервале $0-T_c$) фактора заселенности уровня и поляронного фактора P величина $\Delta C(T)/\Delta C(T_c)$ может существенно возрасти (ср. кривые *3* и *4*). При этом следует еще учитывать перенормировку параметра Зоммерфельда. Поскольку $\varkappa \sim \sqrt{\lambda} T_c$, соответствующая величина равна $(\Delta_0/T_c)^{b/2}$. Заметим также, что в случае промежуточной связи, как отмечалось, зависимость фактора $R(T \to 0)$ от t ослабляется (ср. кривые *1* и *2*).

Таким образом, в настоящей работе рассмотрено влияние квантовых дефектов на электронную теплоемкость металлов в сверхпроводящем состоянии. Учитывался ЭПЭ в рамках представлений, развитых в адиабатической теории [1]. Показано, что для легких дефектов типа водорода параметры туннелирования имеют заметные значения. Проведено обсуждение случаев промежуточной и сильной связи. Известно было, что для дельтообразного спектра межэлектронного притяжения температурное поведение фактора δC определяется значениями двух величин: Ω_{TS}/T_c и T/T_c. В работе исследована зависимость названных параметров и $\Delta C(T)$ от ЭПЭ, при этом учитывалось изменение заселенности уровней с температурой. Отметим, что если параметр спектра притяжения электронов Ω_{TS}/T_c при $T = T_c$ в отсутствие ЭПЭ составляет несколько десятых, то в условиях сильного ЭПЭ может измениться тип связи. В результате существенным образом трансформируется характер температурной зависимости фактора $R = \Delta C(T)/\Delta C(T_c)$ по сравнению со случаем промежуточной связи, а именно при $\lambda_{\text{TS}} \gg 1$ в интервале температур вблизи T_c зависимость R от T ослабляется (а не усиливается), а при $T \to 0$, наоборот, усиливается (а не ослабляется).

Изложенная выше теория применима в принципе к системам типа гидридов sp-металлов, а также палладия, включая случай тройных систем. Применительно к системам с острым пиком в плотности электронных состояний (например, слабым гидридам типа ниобий–газообразная примесь–водород) теория требует дальнейшего развития.

Отметим, что в работе рассмотрены ДУС, отвечающие симметричному потенциалу. При этом расщепление уровней связывалось с туннелированием. В действительности из-за полей упругих напряжений и мезоскопических флуктуаций электронной плотности вырождение для симметричных конфигураций также должно сниматься (см. [22,23]). Более реалистический случай будет исследован в другой работе.

Другой интересный вопрос, который заслуживает особого рассмотрения, связан с изучением ситуации, когда дефекты имеют внутреннею степень свободы [24].

Автор признателен рецензенту за ценные замечания.

Список литературы

[1] Ю.М. Каган, Н.В. Прокофьев. ЖЭТФ **90**, 2176 (1986); **97**, 1698 (1990).
[2] А.П. Жернов. СФХТ **8**, 1 (1995).
[3] А.П. Жернов. ФНТ **22**, 556 (1996).
[4] G.M. Vijicic, V.L. Aksenov, N.M. Plakida, S.J. Stamenkovic. Phys. **C14**, 2344 (1981).
[5] V.I. Kozub. Phys. Rev. **B49**, 6895 (1994).
[6] J. Bardeen, M. Stephen. Phys. Rev. **136**, A1485 (1964).
[7] Y. Wada. Phys. Rev. **135**, A1481 (1964).
[8] Б.Т. Гейликман. Исследования по физике низких температур. Атомиздат, М. (1979).
[9] J.P. Carbotte. Rev. Mod. Phys. **62**, 1027 (1990).
[10] F. Marsiglio, J.P. Carbotte. Phys. Rev. **B33**, 6114 (1986).
[11] А.П. Жернов, Е.П. Чулкин. СФХТ **6**, 1 (1993).
[12] D. Mitrovic, H.G. Zarate, J.P. Carbotte. Phys. Rev. **B29**, 184 (1984).
[13] А.П. Жернов, Е.П. Чулкин. СФХТ **5**, 236 (1992).
[14] F. Blesius, J.P. Carbotte. J. Low Temp. Phys. **73**, 255 (1988).
[15] Е.О. Зайцев, В.З. Кресин. ЖЭТФ **74**, 1886 (1978).
[16] Г.М. Вуйичич, Н.М. Плакида. ФНТ **9**, 278 (1982).
[17] J. Kondo. Phys. **B123**, 175 (1984).
[18] B. Stritzker, F. Ochmann. Nucl. Inst. Meth. **209/210**, 831 (1983).
[19] Б.И. Белевцев, В.И. Однокозов. ФНТ **11**, 459 (1985).
[20] Л.Р. Жерихина, В.Б. Гинодман. ФНТ **13**, 452 (1987).
[21] C.R. Leavens. J. Phys. **C7**, 1911 (1977).
[22] Б.Л. Альтшулер, Б.З. Спивак. Письма в ЖЭТФ **49**, 671 (1989).
[23] V.I. Kozub. Solid State Commun. **95**, 415 (1995).
[24] В.Г. Карпов, Д.И. Паршин. Письма в ЖЭТФ **51**, 525 (1990).