ЖЭТФ, 2002, том 122, вып. 2 (8), стр. 404–410

ВЛИЯНИЕ НЕЛОКАЛЬНОСТИ ОТКЛИКА КВАЗИЧАСТИЦ НА НЕЛИНЕЙНЫЙ ЭФФЕКТ МЕЙССНЕРА В СВЕРХПРОВОДНИКАХ С d-СПАРИВАНИЕМ

М. С. Каленков *

Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 6 марта 2002 г.

Найдена нелинейная поправка к глубине проникновения магнитного поля в сверхпроводник с $d_{x^2-y^2}$-спариванием с учетом нелокальных эффектов. Расчет проведен для самосогласованного распределения экранирующего сверхпроводящего тока. Аналитическое выражение для нелинейной поправки получено в пределе чистого сверхпроводника для ориентаций, не допускающих формирования поверхностных уровней. Показано, что наличие унитарных примесей в сверхпроводнике делает ненаблюдаемым нелинейный эффект Мейсснера в нелокальном режиме почти при всех ориентациях кристалла или из-за подавления нелокального отклика квазичастиц примесями, или из-за значительного вклада в глубину проникновения от андреевских поверхностных уровней с малой энергией. В пределе борновского рассеяния существует широкий интервал ориентаций и длин свободного пробега, где учет нелокальности отклика при вычислении нелинейной поправки к глубине проникновения необходим при достаточно низких температурах.

PACS: 74.25.Nf, 74.20.Fg

1. ВВЕДЕНИЕ

Глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник зависит от типа спаривания и взаимной ориентации кристалла и магнитного поля, особенно при низких температурах. Наблюдение линейной температурной зависимости глубины проникновения магнитного поля при низких температурах практически не оставляет сомнений в существовании линий нулей у параметра порядка на поверхности Ферми в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [1, 2]. Кроме того, в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и некоторых других ВТСП-соединениях глубина проникновения магнитного поля λ превышает длину когерентности ξ на несколько порядков ($\lambda/\xi \sim 100$ для $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$). Последнее обстоятельство позволяет в большинстве случаев считать связь тока с полем локальной. При достаточно низких температурах, как показано в работах [3, 4], локальный отклик квазичастиц в сверхпроводниках с $d_{x^2-y^2}$-симметрией параметра порядка приводит к линейной по магнитному полю (пропорциональной $|\mathbf{H}|$) поправке к глубине проникновения. Внесение примесей изменяет зависимость глубины проникновения на квадратичную [4, 5]. Несмотря на экспериментальные попытки обнаружить нелинейный эффект Мейсснера [6–9], в настоящее время согласие с теорией отсутствует как по величине эффекта, так и по его зависимости от температуры и поля.

В работе [10] было впервые указано, что электродинамика в локальной форме не всегда применима к квазичастицам с импульсами в окрестности нуля параметра порядка. Эффективная длина когерентности таких квазичастиц $\xi_{\mathbf{p}_f} \sim \hbar v_f/|\Delta(\mathbf{p}_f)|$ может легко превысить величину глубины проникновения магнитного поля. Доля таких квазичастиц обычно мала по сравнению с общим числом возбужденных квазичастиц, и их вкладом можно пренебречь. При температурах $T < T^* \sim \hbar v_f/\lambda$ все квазичастицы локализованы (в импульсном пространстве) около нулей параметра порядка и их отклик на магнитное поле необходимо вычислять с учетом влияния нелокальности. Такой расчет для нелинейной поправки к глубине проникновения проведен в [11], где показано, что учет нелокальности отклика приводит к квадратичной по полю зависимости глубины про-

*E-mail: kalenkov@lpi.ru

никновения. Используемое авторами приближение приводит, однако, к завышенному приблизительно на порядок результату. В настоящей работе проведены вычисления нелинейной поправки к глубине проникновения с учетом влияния нелокальности отклика квазичастиц, свободные от недостатков подхода, используемого в [11].

Внесение примесей изменяет эффективную длину когерентности квазичастиц $\xi_{\mathbf{p}_f}$ и при достаточной концентрации рассеивателей делает отклик сверхпроводника локальным. Показано, что умеренное количество борновских примесей практически не влияет на нелинейную поправку к глубине проникновения, тогда как достаточно небольшого количества резонансно-рассеивающих примесей, чтобы сделать отклик сверхпроводника полностью локальным.

Смена знака параметра порядка в зависимости от направления на поверхности Ферми может приводить к формированию поверхностных уровней с малой энергией [12–15]. Их вклад в глубину проникновения при малых температурах и концентрациях примесей становится существенным [16–18], что делает ненаблюдаемым влияние нелокальности на отклик сверхпроводника.

2. МОДЕЛЬ

При вычислении нелинейной поправки к глубине проникновения будет использоваться квазиклассическая теория сверхпроводимости. Матричная мацубаровская гриновская 2×2-функция удовлетворяет уравнению Эйленбергера

$$-i\mathbf{v}_f(\mathbf{p}_f)\nabla\hat{g}(\mathbf{p}_f,\omega_n,\mathbf{r}) = \left[\left(i\omega_n + \frac{e}{c}\mathbf{v}_f(\mathbf{p}_f)\mathbf{A}(\mathbf{r})\right)\hat{\tau}_3 - \hat{\Delta}(\mathbf{p}_f,\mathbf{r}) - \hat{\sigma}, \hat{g}(\mathbf{p}_f,\omega_n,\mathbf{r})\right], \quad (1)$$

$$\hat{g}^2(\mathbf{p}_f,\omega_n,\mathbf{r}) = -\pi^2\hat{1}, \quad (2)$$

где $\mathbf{p}_f$ — импульс квазичастиц на поверхности Ферми, $\mathbf{v}(\mathbf{p}_f)$ — фермиевская скорость, $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ — векторный потенциал, $\omega_n = \pi(2n+1)T$ — мацубаровская частота, $\hat{\Delta}$ — матрица параметра порядка, $\hat{\sigma}$ — примесная собственно-энергетическая часть, «шляпка» над символом означает матрицу 2×2 в пространстве частица–дырка. Матричная гриновская функция и матрица параметра порядка имеют вид

$$\hat{g} = \begin{pmatrix} g & f \\ f^+ & -g \end{pmatrix}, \quad \hat{\Delta} = \begin{pmatrix} 0 & \Delta \\ -\Delta^* & 0 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Распределение электрического тока в сверхпроводнике связано с диагональным элементом гриновской функции

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = 2eTN_f \sum_{\omega_n=-\infty}^{\infty} \langle \mathbf{v}_f g(\mathbf{p}_f,\omega_n,\mathbf{r})\rangle_{S_f}. \quad (4)$$

Здесь N_f — плотность состояний на поверхности Ферми в нормальном металле на одну проекцию спина. Угловые скобки $\langle\ldots\rangle_{S_f}$ означают нормированное усреднение по поверхности Ферми.

Глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник находится из определения

$$\lambda = \frac{\int_0^\infty H(x)dx}{H(0)}, \quad (5)$$

где $H(x)$ — распределение магнитного поля в сверхпроводнике, которое находится из совместного решения уравнений (1), (4) и уравнений Максвелла. Предполагается, что сверхпроводник занимает полупространство $x > 0$, а магнитное поле направлено вдоль оси z. Далее будем считать, что электрический ток и векторный потенциал имеют ненулевые компоненты только вдоль оси y.

Нелинейная поправка к глубине проникновения сильно зависит от взаимного положения нулей параметра порядка и направления протекания экранирующего тока. Это связано с тем, что вклад в нелинейную поправку к глубине проникновения при малых температурах дают квазичастицы с малой энергией ($\varepsilon \sim T$), а следовательно, с импульсами близкими к нулю параметра порядка. Отклик на магнитное поле таких квазичастиц становится нелокальным при температурах $T \lesssim T^*$, только если магнитное поле меняется вдоль траектории квазичастицы. В этом случае квазичастица распространяется в переменном магнитном поле и учет нелокальности отклика становится необходим.

Дальнейшее изложение основано на аналитическом разложении решения уравнения (1) по степеням магнитного поля. Это означает, что неаналитические поправки, появляющиеся при некоторых кристаллических ориентациях [3, 4, 11], не могут быть найдены с помощью излагаемого подхода. Представим все величины в виде рядов по степеням внешнего магнитного поля

$$\hat{g}(\mathbf{p}_f, \omega_n, x) = \hat{g}^{(0)}(\mathbf{p}_f, \omega_n, x) + \hat{g}^{(1)}(\mathbf{p}_f, \omega_n, x) + \\ + \hat{g}^{(2)}(\mathbf{p}_f, \omega_n, x) + \hat{g}^{(3)}(\mathbf{p}_f, \omega_n, x) + \dots, \quad (6)$$

$$j(x) = j^{(1)}(x) + j^{(3)}(x) + \dots \quad (7)$$

Четные порядки в разложении электрического тока отсутствуют в силу соотношений симметрии. Выделим явно локальный и линейный по полю вклад в ток

$$j^{(1)}(x) = -\frac{c}{4\pi\lambda_0^2}A(x) - \int_0^\infty \tilde{K}^{(1)}(x, x')A(x')\,dx'. \quad (8)$$

Здесь λ_0 — глубина проникновения магнитного поля при нулевой температуре в локальном приближении, а ядро $\tilde{K}^{(1)}(x, x')$ содержит малые температурные поправки и учитывает влияние нелокальности, а также содержит линейный отклик поверхностных состояний, который предполагается малым. Тогда уравнение для векторного потенциала принимает вид

$$A''(x) - \frac{1}{\lambda_0^2}A(x) = \frac{4\pi}{c}\int_0^\infty \tilde{K}^{(1)}(x, x')A(x')dx' - \\ - \frac{4\pi}{c}j^{(3)}(x), \quad A'(0) = H(0). \quad (9)$$

Считая слагаемые с $K^{(1)}$, $j^{(3)}$ малым возмущением, находим, что нелинейная поправка к глубине проникновения имеет вид

$$\Delta\lambda_{nl} = -\frac{4\pi\lambda_0}{cH(0)}\int_0^\infty \exp\left(-x/\lambda_0\right) j^{(3)}(x)dx. \quad (10)$$

В уравнении (10) ток $j^{(3)}(x)$ определяется из уравнений Эйленбергера с векторным потенциалом нулевого приближения:

$$A(x) = -\lambda_0 H(0)\exp(-x/\lambda_0).$$

Выражая $j^{(3)}(x)$ с помощью (4) через $g^{(3)}(\mathbf{p}_f, \omega_n, x)$, получаем

$$\Delta\lambda_{nl} = \frac{8\pi e N_f T\lambda_0}{cH(0)}\sum_{\omega_n}\int_0^\infty \exp\left(-|x|/\lambda_0\right) \times \\ \times \left\langle v_{f,y}(\mathbf{p}_f)g^{(3)}(\mathbf{p}_f, \omega_n, x)\right\rangle_{S_f} dx. \quad (11)$$

Выражение (11) для нелинейной поправки к глубине проникновения является довольно общим. Оно применимо в случае пространственно-неоднородного распределения параметра порядка и содержит вклады как массива сверхпроводника, так и поверхностных состояний. При его выводе предполагалась лишь возможность аналитического разложения всех величин по степеням магнитного поля, а также малость параметра ξ/λ.

При произвольных ориентациях кристаллических осей относительно плоскости yz аналитическое нахождение $g^{(3)}(\mathbf{p}_f, \omega_n, x)$ невозможно из-за пространственной неоднородности параметра порядка (подавление у границы сверхпроводник–вакуум), что делает невозможным даже нахождение гриновской функции нулевого приближения. Поэтому далее будет рассмотрена частная ситуация пространственно-однородного параметра порядка, которая реализуется в случае равенства параметров порядка для падающего и отраженного направлений импульса (например, в модели d-волнового сверхпроводника с цилиндрической поверхностью Ферми и параметром порядка $\Delta(\mathbf{p}_f, \mathbf{r}) = \Delta_0(p_{f,x}^2 - p_{f,y}^2)/p_f^2$). В этом случае гриновская функция нулевого приближения, как легко видеть, не зависит от пространственных координат, что позволяет найти явное аналитическое выражение для $g^{(3)}(\mathbf{p}_f, \omega_n, x)$. Также будет предполагаться, что рассеянием квазичастиц на примесях можно пренебречь. Влияние примесей и ориентации кристалла качественно обсуждается в конце статьи.

3. ГЛУБИНА ПРОНИКНОВЕНИЯ

Для нахождения гриновской функции по теории возмущений по магнитному полю удобно воспользоваться следующей параметризацией [19]:

$$\begin{cases} f(\mathbf{p}_f, \omega_n, x) = (-i\pi\,\mathrm{sign}\, v_{f,x}(\mathbf{p}_f) - g(\mathbf{p}_f, \omega_n, x))\exp\{i\eta(\mathbf{p}_f, \omega_n, x)\}, \\ f^+(\mathbf{p}_f, \omega_n, x) = (-i\pi\,\mathrm{sign}\, v_{f,x}(\mathbf{p}_f) + g(\mathbf{p}_f, \omega_n, x))\exp\{-i\eta(\mathbf{p}_f, \omega_n, x)\}. \end{cases} \quad (12)$$

Условие нормировки (2) тогда выполняется тождественно. Подстановка (12) в (1) приводит к независимому уравнению для η:

$$-\frac{v_{f,x}(\mathbf{p}_f)}{2}\frac{\partial\eta(\mathbf{p}_f,\omega_n,x)}{\partial x}+i\omega_n+\frac{e}{c}v_{f,y}(\mathbf{p}_f)A(x)-$$
$$-|\Delta(\mathbf{p}_f,x)|\cos\left(\eta(\mathbf{p}_f,\omega_n,x)-\phi(\mathbf{p}_f,x)\right)=0 \quad (13)$$

с асимптотическим условием

$$v_{f,x}(\mathbf{p}_f)\,\mathrm{Re}\sin\left(\eta(\mathbf{p}_f,\omega_n,x)-\phi(\mathbf{p}_f,x)\right)>0,\quad x\to\infty, \quad (14)$$

которое гарантирует правильное поведение гриновской функции в глубине сверхпроводника. Функция $\phi(\mathbf{p}_f,x)$ является фазой параметра порядка $\Delta(\mathbf{p}_f,x)=|\Delta(\mathbf{p}_f,x)|\exp\{i\phi(\mathbf{p}_f,x)\}$. Функция g удовлетворяет линейному неоднородному дифференциальному уравнению. Его интегрирование элементарно, но немного громоздко, поэтому его решение здесь не приводится. Начальным условием для него будет служить значение g на поверхности $x=0$. В случае зеркального отражения оно имеет вид [20]

$$g(\mathbf{p}_f,\omega_n,0)=$$
$$=\pi\,\mathrm{ctg}\left(\frac{\eta(\mathbf{p}_f,\omega_n,0)-\eta(\mathbf{p}'_f,\omega_n,0)}{2}\right), \quad (15)$$

где $\mathbf{p}_f$ и $\mathbf{p}'_f$ — импульсы соответственно падающей и отраженной квазичастицы.

Для пространственно-однородного распределения параметра порядка и векторного потенциала $A(x)=A(0)\exp(-x/\lambda_0)$ несложно найти решение уравнения (13) с точностью до третьего порядка по магнитному полю:

$$\eta(\mathbf{p}_f,\omega_n,x)=\frac{\pi}{2}\,\mathrm{sign}\,v_{f,x}(\mathbf{p}_f)+\phi(\mathbf{p}_f)-$$
$$-i\,\mathrm{sh}^{-1}\frac{\omega_n}{|\Delta(\mathbf{p}_f)|}-\mathrm{sign}\,v_{f,x}(\mathbf{p}_f)\times$$
$$\times\left[\frac{ev_{f,y}(\mathbf{p}_f)A(x)}{c\Omega_{\mathbf{p}_f}}\right]\frac{\alpha}{1+\alpha}-\mathrm{sign}\,v_{f,x}(\mathbf{p}_f)\times$$
$$\times\left[\frac{ev_{f,y}(\mathbf{p}_f)A(x)}{c\Omega_{\mathbf{p}_f}}\right]^2\frac{i\omega_n}{\Omega_{\mathbf{p}_f}}\frac{\alpha^3}{(1+\alpha)^2(2+\alpha)}-$$
$$-\mathrm{sign}\,v_{f,x}(\mathbf{p}_f)\left[\frac{ev_{f,y}(\mathbf{p}_f)A(x)}{c\Omega_{\mathbf{p}_f}}\right]^3\frac{\alpha^4}{2(1+\alpha)^3(3+\alpha)}\times$$
$$\times\left\{\frac{1}{3}-\frac{\omega^2}{\Omega^2_{\mathbf{p}_f}}\frac{\alpha}{2+\alpha}\right\}. \quad (16)$$

Здесь $\Omega_{\mathbf{p}_f}=\sqrt{\omega_n^2+|\Delta(\mathbf{p}_f)|^2}$ и $\alpha=2\Omega_{\mathbf{p}_f}\times\lambda_0/|v_{f,x}(\mathbf{p}_f)|$. Подставим (16) в выражение для гриновской функции и выделим слагаемые третьего порядка по магнитному полю. Тогда из (11) после довольно громоздких преобразований получаем окончательное выражение для нелинейной поправки к глубине проникновения с учетом влияния нелокальности:

$$\Delta\lambda_{nl}=\frac{8\pi^2e^4N_fT\lambda_0^8}{c^4}\times$$
$$\times H^2(0)\sum_{\omega_n}\left\langle\frac{v^4_{f,y}}{|v_{f,x}|^3}S\left(\mathbf{p}_f,\omega_n\right)\right\rangle_{S_f}, \quad (17)$$

где

$$S\left(\mathbf{p}_f,\omega_n\right)=\frac{\Delta^2(\mathbf{p}_f)}{\Omega^4_{\mathbf{p}_f}}\frac{1}{(\alpha+1)^2(\alpha+3)}\times$$
$$\times\left[4\omega_n^2\frac{\alpha^2+9\alpha+16}{(\alpha+2)^2}-\Delta^2(\mathbf{p}_f)\frac{\alpha^2+7\alpha+8}{(\alpha+1)^2}\right]. \quad (18)$$

Безразмерный параметр α характеризует степень влияния нелокальности. Локальный предел соответствует случаю $\alpha\gg 1$. Основной вклад в усреднение по поверхности Ферми в (17) дают области импульсов вблизи нулей параметра порядка $|\Delta(\mathbf{p}_f)|\lesssim\max(T,T^*)$. Далее, для простоты, анализ нелинейной поправки (17) будет проводиться в модели $d_{x^2-y^2}$-сверхпроводника с цилиндрической поверхностью Ферми, ось симметрии которой направлена вдоль магнитного поля. Параметр порядка выберем в виде $\Delta(\mathbf{p}_f)=\Delta_0\cos 2\varphi$, где φ — угол между нормалью к поверхности сверхпроводника и направлением импульса. Параметр λ_0 в этой модели равен $\sqrt{c^2/(4\pi e^2N_fv_f^2)}$.

При температурах $T\ll T^*$ сумму по мацубаровским частотам в (17) можно заменить интегралом, который берется аналитически:

$$\Delta\lambda=1.05\cdot 10^{-2}\frac{\lambda_0^2}{\xi_0}\left(\frac{H(0)}{H^*}\right)^2,\quad T\ll T^*,$$
$$T^*=\Delta_0\frac{\xi_0}{\lambda_0},\quad \xi_0=\frac{v_f}{\pi\Delta_0},\quad H^*=\frac{c}{e\xi_0\lambda_0}. \quad (19)$$

Из сравнения слагаемых ряда (16) следует, что параметром разложения при температурах $T\lesssim T^*$ является величина $\lambda_0H(0)/4\xi_0H^*$. Таким образом, выражение (17) для нелинейной поправки применимо во всей мейсснеровской области $H\le H_{c1}$ за исключением, возможно, небольшой области вблизи H_{c1}. При повышении температуры вклад в нелинейную поправку к глубине проникновения дают в основном области поверхности Ферми, где параметр α велик, что соответствует локальному пределу. В этом приближении вычисления по формуле (17) приводят к известному выражению для нелинейной поправки к глубине проникновения:

$$\Delta\lambda = 3.3\cdot 10^{-2}\frac{v_f}{T}\frac{\lambda_0}{\xi_0}\left(\frac{H(0)}{H^*}\right)^2, \quad T^* \ll T \ll T_c. \tag{20}$$

Обратная температурная зависимость глубины проникновения в рассматриваемом случае сигнализирует о необходимости нелокального рассмотрения отклика квазичастиц при достаточно низких температурах, который снимает особенность в (20) при $T = 0$. В области температур $0 < T \ll T_c$ нелинейную поправку к глубине проникновения можно представить в виде

$$\Delta\lambda = \beta(T/T^*)\frac{\lambda_0^2}{\xi_0}\left(\frac{H(0)}{H^*}\right)^2, \quad 0 < T \ll T_c. \tag{21}$$

Вычисление функции $\beta(x)$ по формуле (17) приводит к зависимости, изображенной на рисунке. На рисунке видно, что коэффициент β не является монотонной функцией температуры из-за нелокальности отклика квазичастиц при низких температурах. Однако полная глубина проникновения

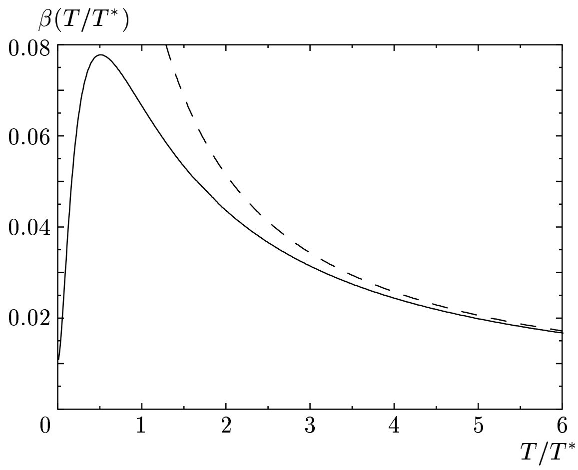
$$\lambda(T,H) = \lambda_0 + \Delta\lambda(T) + \beta\left(\frac{T}{T^*}\right)\frac{\lambda_0^2}{\xi_0}\left(\frac{H(0)}{H^*}\right)^2$$

является монотонной функцией температуры в области магнитных полей, где верна формула (17). Величина нелинейной поправки оказалась приблизительно на порядок меньше, чем было вычислено в работе [11]. Это различие, по-видимому, связано с приближенным вычислением глубины проникновения на фоне пространственно-однородного распределения сверхтекучего тока в [11], которое в данной задаче приводит к завышенному результату.

При выводе выражения для нелинейной поправки к глубине проникновения зависимостью параметра порядка от магнитного поля пренебрегалось. Как показано в работе [4], это оправдано в локальном приближении, так как приводит к поправкам к глубине проникновения порядка

$$\lambda_0\left(\frac{T}{\Delta_0}\right)^2\left(\frac{H(0)}{H^*}\right)^2.$$

При понижении температуры ниже T^* эта оценка остается справедливой и с учетом нелокального отклика квазичастиц при замене T на T^*. Отсюда следует, что, даже несмотря на аномально малый численный коэффициент в (19), для сверхпроводников



Температурная зависимость коэффициента в нелинейной поправке к глубине проникновения в модели $d_{x^2-y^2}$-сверхпроводника с цилиндрической поверхностью Ферми. Магнитное поле и ось симметрии поверхности Ферми считаются направленными вдоль оси z. Параметр порядка выбран в виде $\Delta(\mathbf{p}_f) = \Delta_0\cos 2\varphi$, где φ — угол между нормалью к поверхности и направлением импульса. Сплошной линией указана функция $\beta(x)$, а штриховой — зависимость коэффициента при пренебрежении нелокальностью отклика квазичастиц (формула (20))

второго рода с $\lambda_0/\xi_0 \sim 100$ поправка к глубине проникновения, возникающая от подавления параметра порядка магнитным полем, пренебрежимо мала в интервале температур $0 < T \ll T_c$.

4. ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ И ПОВЕРХНОСТНЫХ УРОВНЕЙ

Нелинейная поправка к глубине проникновения при низких температурах довольно чувствительна к наличию примесей в сверхпроводнике, так как она определяется исключительно термически возбужденными квазичастицами. Нелокальными эффектами можно полностью пренебречь, если диагональный элемент собственно-энергетической части при нулевой энергии в глубине сверхпроводника удовлетворяет неравенству $|\sigma(0)| \gg v_f/\lambda_0$. В этом случае параметр $2\lambda_0\left|\sqrt{(\omega_n + i\sigma(\omega_n))^2 + |\Delta(\mathbf{p}_f)|^2}\right|/|v_{f,x}(\mathbf{p}_f)|$, характеризующий степень влияния нелокальности отклика квазичастиц, гораздо больше единицы при всех температурах и произвольных направлениях импульса, что подразумевает применимость локального приближения при вычислении нелинейной поправки к глубине проникновения. В случае борновских примесей это условие не столь уж жесткое в силу экспоненциально малого значения $|\sigma(0)|$ при малых концентрациях примесей [21], $|\sigma(0)| \approx a\Delta_0 \exp(-b\tau\Delta_0)$, с коэффициентами a и b порядка единицы. В этом случае нелокальность отклика важна при выполнении следующего условия для длины свободного пробега: $l = v_f\tau \gtrsim \xi_0 \ln(\lambda_0/\xi_0)$. Наличие сильных рассеивателей (унитарный предел) в сверхпроводнике приводит к значительно более строгому условию для длины свободного пробега. Так, в унитарном пределе с логарифмической точностью $|\sigma(0)| \sim \sqrt{\Gamma_u \Delta_0}$ [22] и нелокальность важна только при очень малых скоростях рассеяния, $\Gamma_u \lesssim \Delta_0(\xi_0/\lambda_0)^2$.

Нелокальный отклик сверхпроводника может также быть замаскирован наличием поверхностных андреевских уровней с малой энергией, которые могут давать заметный вклад в нелинейную поправку к глубине проникновения [17]. Если ориентация кристалла допускает существование этих уровней, то при малой концентрации унитарных примесей вклад поверхностных уровней значительно превышает нелинейную поправку в глубину проникновения от массива сверхпроводника. При дальнейшем увеличении концентрации унитарных примесей вклад поверхностных уровней уменьшается и одновременно влияние нелокальности становится пренебрежимо малым. В борновском пределе сравнение нелинейной поправки от поверхностных уровней и вклада массива сверхпроводника приводит к тому, что при $l \gg (\lambda_0^2\xi_0)^{1/3}$ вкладом массива сверхпроводника можно пренебречь. А при условии $\xi_0 \ln(\lambda_0/\xi_0) \ll l \lesssim (\lambda_0^2\xi_0)^{1/3}$ необходим одновременный учет вклада поверхностных уровней и нелокальных эффектов от массива сверхпроводника в нелинейную поправку к глубине проникновения.

5. ВЫВОДЫ

Показано, что пространственная зависимость экранирующего тока существенно влияет на величину нелинейной поправки к глубине проникновения. Предыдущие результаты [11] значительно отличаются от представленных в работе, так как используют упрощенную модель распределения электрического тока в сверхпроводнике.

Влияние нелокальности квазичастиц может проявляться только в очень чистых образцах, температурная зависимость глубины проникновения которых остается линейной вплоть до температур $T \lesssim T^*$. Показано, что при наличии унитарных примесей учет нелокальности важен только для ориентаций, не допускающих появления андреевских поверхностных уровней с малой энергией. В случае борновских рассеивателей существует интервал длин свободного пробега, где необходимо рассмотрение нелинейного эффекта Мейсснера одновременно с учетом нелокального отклика квазичастиц и вклада поверхностных уровней. Наиболее сильно влияние нелокальности можно было бы увидеть в эксперименте с магнитным полем, направленным вдоль оси $\hat{c}$ сверхпроводника с d-спариванием при ориентации поверхности, не допускающей формирования андреевских уровней с малой энергией (например, ориентация [100]).

Автор признателен Ю. С. Барашу за полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 02-02-16643). Автор также благодарит Jülich Research Center (Landau Scholarship) за финансовую поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. N. Hardy, D. A. Bonn, D. C. Morgan, Ruixing Liang, and Kuan Zhang, Phys. Rev. Lett. **70**, 3999 (1993).

2. S. Kamal, Ruixing Liang, A. Hosseini, D. A. Bonn, and W. N. Hardy, Phys. Rev. B **58**, R8933 (1998).

3. S. K. Yip and J. A. Sauls, Phys. Rev. Lett. **69**, 2264 (1992).

4. D. Xu, S. K. Yip, and J. A. Sauls, Phys. Rev. B **51**, 16233 (1995).

5. T. Dahm and D. J. Scalapino, Phys. Rev. B **60**, 13125 (1999).

6. A. Maeda, Y. Iino, T. Hanaguri, N. Motohira, K. Kishio, and T. Fukase, Phys. Rev. Lett. **74**, 1202 (1995).

7. A. Maeda, T. Hanaguri, Y. Iino, S. Masuoka, Y. Kakata, J. Shimoyama, K. Kishio, H. Asaoka, Y. Matsushita, M. Hasegawa, and H. Takei, J. Phys. Soc. Jap. **65**, 3638 (1996).

8. A. Carrington, R. W. Giannetta, J. T. Kim, and J. Giapintzakis, Phys. Rev. B **59**, R14173 (1999).

9. C. P. Bidinosti, W. N. Hardy, D. A. Bonn, and Ruixing Liang, Phys. Rev. Lett. **83**, 3277 (1999).

10. I. Kosztin and A. J. Leggett, Phys. Rev. Lett. **79**, 135 (1997).

11. M.-R. Li, P. J. Hirschfeld, and P. Wölfle, Phys. Rev. Lett. **81**, 5640 (1998); Phys. Rev. B **61**, 648 (2000).

12. C.-R. Hu, Phys. Rev. Lett. **72**, 1526 (1994).

13. L. J. Buchholtz, M. Palumbo, D. Rainer, and J. A. Sauls, J. Low Temp. Phys. **101**, 1079 (1995); **101**, 1099 (1995).

14. Yu. S. Barash, A. A. Svidzinsky, and H. Burkhardt, Phys. Rev. B **55**, 15282 (1997).

15. M. Fogelström, D. Rainer, and J. A. Sauls, Phys. Rev. Lett. **79**, 281 (1997).

16. H. Walter, W. Prusseit, R. Semerad, H. Kinder, W. Assmann, H. Huber, H. Burkhardt, D. Rainer, and J. A. Sauls, Phys. Rev. Lett. **80**, 3598 (1998).

17. Yu. S. Barash, M. S. Kalenkov, and J. Kurkijärvi, Phys. Rev. B **62**, 6665 (2000).

18. A. Carrington, F. Manzano, R. Prozorov, R. W. Gianetta, N. Kameda, and T. Tamegai, Phys. Rev. Lett. **86**, 1074 (2001).

19. Ю. С. Бараш, А. М. Бобков, Письма в ЖЭТФ **73**, 470 (2001).

20. Yu. S. Barash, M. S. Kalenkov, and J. Kurkijärvi, private communication.

21. Л. П. Горьков, П. А. Калугин, Письма в ЖЭТФ **41**, 208 (1985).

22. P. J. Hirschfeld and N. Goldenfeld, Phys. Rev. B **48**, 4219 (1993).