

# Магнитный нестинг и сосуществование ферромагнетизма и сверхпроводимости

В. Ф. Елесин\*, В. В. Капаев, Ю. В. Копаев<sup>1)</sup>

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

\* Московский инженерно-физический институт (Государственный университет) 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 6 апреля 2004 г.

В случае выполнения условия магнитного нестинга  $\varepsilon_\sigma(\mathbf{p}) = \varepsilon_{-\sigma}(-\mathbf{p} + \mathbf{n}I/v_F)$  для электронного закона дисперсии со спином  $\sigma$  в каком-то выделенном направлении  $\mathbf{n}$  сосуществование ферромагнетизма и неоднородного сверхпроводящего состояния возможно при сколь угодно большой намагниченности  $I$ . На этой основе объясняется сосуществование ферромагнетизма и сверхпроводимости в слоистых купратных соединениях типа  $\text{RuSr}_2\text{GdCu}_2\text{O}_8$ , в которых из-за нестрогого выполнения условия магнитного нестинга существует конечная, но достаточно большая критическая величина намагниченности.

PACS: 74.25.Na, 74.80.-g

1. Явления сверхпроводимости и ферромагнетизма представляются антагонистическими по отношению к магнитному полю: сверхпроводник выталкивает магнитное поле (эффект Мейснера-Оксенфельда), а ферромагнетик, наоборот, его концентрирует. Вопрос о возможности сосуществования этих состояний был исследован Гинзбургом [1] в 1956 г. еще до появления микроскопической теории БКШ [2].

Согласно работе [1], сосуществование возможно, если критическое магнитное поле  $H_c$  выше магнитной индукции  $I$ . С микроскопической точки зрения [2], в большинстве случаев величина  $H_c$  определяется посредством влияния магнитного поля (и индукции) на орбитальное движение пар. Кроме того, из-за спаривания с противоположно направленными спинами зеемановское расщепление также приводит к подавлению сверхпроводимости (парамагнитный эффект), и именно оно является определяющим [3].

В случае, когда температура сверхпроводящего перехода  $T_c$  существенно выше температуры ферромагнитного перехода  $T_m$ , в области сосуществования магнитное состояние является неоднородным [4]. (Обсуждение имеющихся теоретических и экспериментальных результатов имеется в обзоре [5].)

В случае, когда  $T_c \leq T_m$ , существует узкий интервал по намагниченности  $I$ , когда в условиях сосуществования неоднородным оказывается сверхпроводящее состояние [6, 7].

В последнее время появилось большое количество работ (см., например, [8, 9]) по наблюдению сосу-

ществования ферромагнетизма и сверхпроводимости в слоистых купратных соединениях  $\text{RuSr}_2\text{GdCu}_2\text{O}_8$ , в которых  $T_m$  существенно больше  $T_c$  ( $T_m = 132$  К,  $T_c = 46$  К). Такое соотношение  $T_m$  и  $T_c$  недопустимо в рамках простой сферической формы поверхности Ферми, лежащей в основе рассмотренной в [6, 7] модели. В отличие от однородного состояния, нечувствительного к форме поверхности Ферми [2, 3], неоднородное сверхпроводящее состояние может существовать в более широком интервале по намагниченности при приближенном выполнении условия нестинга [10, 11].

В настоящей работе показано, что неучтенные в [10, 11] процессы перескока на центры третьей сферы, превосходящие в купратах процессы перескока на центры второй сферы, существенно меняют ситуацию по сосуществованию. Кроме того, показано, что сверхпроводящее состояние с большим суммарным импульсом пар [12] может сосуществовать с ферромагнитным при достаточно большой величине намагниченности.

При некоторых оптимальных с точки зрения сосуществования параметрах на процессы перескока может приближенно выполняться условие магнитного нестинга

$$\varepsilon_\sigma(\mathbf{p}) = \varepsilon_{-\sigma}(-\mathbf{p} + \mathbf{n}I/v_F). \quad (1)$$

Сосуществование ферромагнетизма и сверхпроводимости возможно при сколь угодно большой намагниченности ( $v_F$  - фермиевская скорость). Таким образом, в данной ситуации основным механизмом подавления сверхпроводимости намагниченностью яв-

<sup>1)</sup>e-mail: kopaev@sci.lebedev.ru

ляется орбитальный механизм, рассмотренный в работе [1].

2. Как простейшую модель, удовлетворяющую условию магнитного нестинга (1), выберем двумерную модель электронного спектра, соответствующую линиям постоянного значения энергии в виде квадратов в некотором интервале энергий (порядка энергии обрезания  $\omega$  притягивающего взаимодействия  $V$ ). Полагая, что  $\omega$  ( $\omega = \omega_{ph}$  для электрон-фононного взаимодействия) мала по сравнению с энергией Ферми  $\varepsilon_F$ , запишем уравнение для параметра порядка  $\Delta$  ( $\Delta(\mathbf{r}) = |\Delta| e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}}$ ,  $\mathbf{q}$  – импульс пары) (в рамках БКШ) при  $T = 0$  в виде

$$\frac{1}{\lambda} = \int_0^{\omega} \frac{d\xi}{\sqrt{\xi^2 + |\Delta|^2}} \left\{ 1 - \frac{1}{2} [n(\varepsilon + I + Q) + n(\varepsilon + I - Q) + n(\varepsilon - I - Q) + n(\varepsilon - I + Q)] \right\}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon = \sqrt{\xi^2 + |\Delta|^2}$ ,  $\lambda = VN$ ,  $N$  – плотность состояний на уровне Ферми,  $n(\varepsilon) = (e^{\varepsilon/T} + 1)^{-1}$ ,  $Q = qv_F/2$ .

Решение с одним выделенным  $\mathbf{q}$  соответствует появлению однородного токового состояния [7]. Ниже мы формально ограничимся этим случаем, имея в виду суммирование по всем четырем эквивалентным состояниям импульса  $\mathbf{q}$  [6], соответствующее отсутствию однородного тока.

3. Полагая в (2)  $Q = 0$ , получаем уравнение для  $|\Delta|$ :

$$\frac{1}{\lambda} = \int_0^{\omega} \frac{d\xi}{\sqrt{\xi^2 + |\Delta|^2}} \{1 - n(\varepsilon + I) - n(\varepsilon - I)\}. \quad (3)$$

Если  $I < \Delta$ , функции распределения квазичастиц  $n(\varepsilon + I)$  и  $n(\varepsilon - I)$  равны нулю и решением (3) является  $\Delta = \Delta_0$ . В противоположном случае,  $I > \Delta$ , имеем

$$\Delta = \begin{cases} \Delta_0(2I - \Delta_0) & \text{при } \Delta_0/2 < I < \Delta_0, \\ 0 & \text{при } I > \Delta_0. \end{cases} \quad (4)$$

То есть получаем две ветви решения уравнения (3). Кроме того, всегда имеется тривиальное решение  $\Delta = 0$ , соответствующее нормальному состоянию.

Нетрудно показать, что растущее с  $I$  решение отвечает локальному максимуму свободной энергии, то есть неустойчивому состоянию. Разность энергий сверхпроводящего и нормального состояний дается выражением

$$U_s - U_n = \frac{N}{2}(2I^2 - \Delta_0^2). \quad (5)$$

Отсюда следует, что решение  $\Delta = \Delta_0$  энергетически выгодно для  $I < I_c$ :

$$I_c = \Delta_0/\sqrt{2}, \quad (6)$$

после чего имеет место фазовый переход первого рода из сверхпроводящей фазы  $\Delta = \Delta_0$  в нормальную  $\Delta = 0$ , то есть происходит разрушение сверхпроводимости. Полученные результаты совпадают с результатами для системы с изотропным квадратичным законом дисперсии [3].

4. В 1964 г. в работах [6, 7] было показано, что для сверхпроводников с квадратичным законом дисперсии возможно появление сверхпроводящей фазы при  $I > I_c$ , но с неоднородным параметром порядка  $\Delta(\mathbf{r})$ . Новая фаза (FFLO-фаза) возникает путем фазового перехода второго рода и существует в узком интервале полей

$$0.707 < I/\Delta_0 < 0.754; \quad Q_c = 0.897\Delta_0. \quad (7)$$

Рассмотрим неоднородное состояние, исходя из уравнения (2). Вначале проанализируем наиболее интересный случай, когда раздвижка спектра из-за  $I$  компенсируется импульсом конденсата в силу условия (1):

$$I = Q, \quad 2I > \Delta. \quad (8)$$

При температуре  $T = 0$  отличным от нуля остается только слагаемое  $n(\varepsilon - I - Q) \equiv n(\varepsilon - 2I)$ , и из (2) находим уравнение для  $\delta = \Delta/\Delta_0$ :

$$\delta \left( \tilde{I} + \sqrt{\tilde{I}^2 - \delta^2} \right) = 1, \quad \left( \tilde{I} = 2I/\Delta_0 \right) \quad (9)$$

или эквивалентное

$$2\delta\tilde{I} = 1 + \delta^4. \quad (10)$$

Нетрудно видеть, что уравнения (9) и (10) не имеют нулевого решения. Зависимость параметра порядка  $\delta$  от намагниченности  $\tilde{I}$  изображена на рис.1. В интервале  $\tilde{I}_c < \tilde{I} < 1$  ( $\tilde{I}_c = 2 \cdot 3^{-3/4} \approx 0.87$ ,  $\tilde{I} > \delta$ ) зависимость носит двузначный характер, а при  $\tilde{I} > 1$  становится однозначной и  $\delta$  монотонно уменьшается с ростом  $\tilde{I}$ , оставаясь конечным.

Существование решения для  $\Delta \neq 0$  при  $\tilde{I} > \delta$  обусловлено тем, что энергия возбуждения пары с  $Q = I$  при условии (1) обращается в нуль на линии (вместо точек при изотропном законе дисперсии [6, 7]). Падение  $\Delta$  с ростом  $I$  обусловлено уменьшением длины линии нулей (линии, где выполняется условие  $\varepsilon_{\sigma}(\mathbf{p}) = \varepsilon_{-\sigma}(-\mathbf{p} + \mathbf{n}I/v_F) = 0$ ).

Разность энергий неоднородного сверхпроводящего и нормального состояний вычисляется обычным образом:

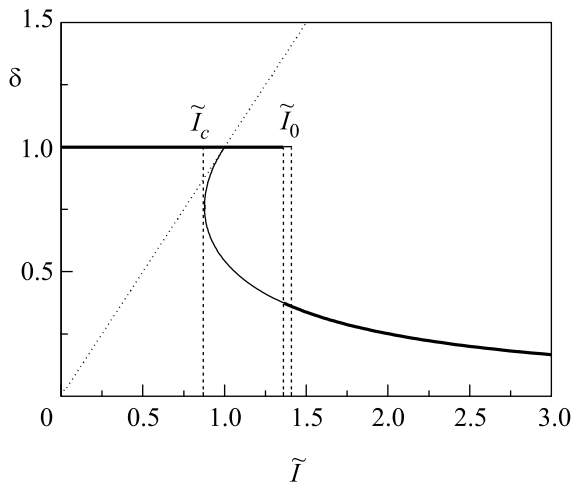


Рис.1. Зависимость параметра порядка  $\delta$  от намагниченности  $\tilde{I}$

$$\begin{aligned} U_s - U_n &= -N \frac{\Delta^3 \sqrt{4\tilde{I}^2 - \Delta^2}}{2\Delta_0^2} = \\ &= -\frac{N\Delta_0^2}{2} \delta^3 \sqrt{\tilde{I}^2 - \delta^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Отсюда следует энергетическая выгодность неоднородного сверхпроводящего состояния по отношению к нормальному при  $\tilde{I} > \delta$ . Однако при  $\tilde{I} < \sqrt{2}$  энергию неоднородного состояния (11) необходимо сопоставить с энергией однородного сверхпроводящего состояния (5). Они сравниваются при значениях  $\tilde{I}_0, \delta_0$ , удовлетворяющих системе из (10) и уравнения

$$\delta_0^3 \sqrt{\tilde{I}_0^2 - \delta_0^2} = 1 - \frac{\tilde{I}_0^2}{2}. \quad (12)$$

Анализ показывает, что при  $\delta \leq \delta_0, \tilde{I} > \tilde{I}_0$  решение уравнения (10) с хорошей точностью можно представить в виде

$$\delta = \frac{1}{2\tilde{I}}, \quad \left( \Delta = \frac{\Delta_0^2}{4\tilde{I}} \right). \quad (13)$$

Используя (13) для  $\delta_0$  и  $\tilde{I}_0$ , из (12) получаем приближенное уравнение

$$\tilde{I}_0^4 - 2\tilde{I}_0^2 + \frac{1}{4} = 0, \quad (14)$$

которое дает  $\tilde{I}_0 = \sqrt{1 + \sqrt{3}/2} \approx 1.36, \quad \delta_0 \approx 0.36$ .

Таким образом, в системе с магнитным нестингом при  $I > 0.68\Delta_0$  имеет место фазовый переход первого рода из сверхпроводящего состояния с однородным параметром порядка  $\Delta = \Delta_0$  в неоднородное с  $|\Delta| = 0.36\Delta_0$ . С ростом  $I$  параметр порядка мо-

нотонно убывает в соответствии с (13), а разность энергий (11) при  $\tilde{I} > \sqrt{2}$  дается выражением

$$U_s - U_n \approx -N \frac{\Delta_0^2}{16\tilde{I}^2}. \quad (15)$$

Интересно отметить, что разность энергий (15) при  $I = \Delta_0$  превосходит соответствующую максимальную величину для FFLO-фазы почти на два порядка.

Теперь рассмотрим ситуацию, когда  $Q > I, Q - I > \Delta$ . Именно в этом интервале параметров реализуется FFLO-фаза. Из (2) находим уравнение для  $\Delta$ :

$$\begin{aligned} & \left( Q + I + \sqrt{(Q + I)^2 - \Delta^2} \right) \times \\ & \times \left( Q - I + \sqrt{(Q - I)^2 - \Delta^2} \right) = \Delta_0^2. \end{aligned} \quad (16)$$

Видно, что, в отличие от (9), здесь имеется решение с  $\Delta = 0$ . Однако анализировать решения уравнения (16) не представляет интереса, поскольку оно энергетически невыгодно. Действительно, разность энергий

$$\begin{aligned} U_s - U_n &= \frac{N\Delta^2}{2} a_+ a_- \left[ 1 - \sqrt{\left( 1 - \frac{\Delta^2}{a_+^2} \right) \left( 1 - \frac{\Delta^2}{a_-^2} \right)} \right], \\ a_{\pm} &= Q \pm I \end{aligned} \quad (17)$$

всегда положительна. Полученный результат свидетельствует о том, что оптимальная ситуация достигается при  $Q \leq I, I - Q < \Delta$ , когда сверхпроводимость остается необычайно устойчивой по отношению к действию обменного ферромагнитного поля вплоть до очень больших намагниченностей.

5. Выше расчеты проводились для идеализированной ситуации, когда контур Ферми является квадратом, а спектр удовлетворяет условию (1). В реальных ВТСП купратах (в том числе содержащих ферромагнитные слои, например  $\text{RuSr}_2\text{GdCu}_2\text{O}_8$ ) спектр можно с высокой точностью аппроксимировать, используя приближение сильной связи при учете трех координационных сфер

$$\begin{aligned} \varepsilon(k_x, k_y) &= 2 - 2t(\cos \pi k_x + \cos \pi k_y) - \\ &- 4t_1 t(\cos \pi k_x \cos \pi k_y) - 2t_2 t(\cos 2\pi k_x + \cos 2\pi k_y). \end{aligned} \quad (18)$$

Типичные значения интегралов перескока, фигурирующие в литературе:  $t = 0.5$  эВ,  $t_1 = -0.3$ , а параметр  $t_2$  меняется в достаточно широких пределах от 0 до 0,8. Такой выбор закона дисперсии позволяет описать экспериментально наблюдаемую форму

контура Ферми вблизи половинного заполнения. Разворот контура Ферми (по сравнению со случаем учета только ближайших соседей) и магнитный нестинг (1) существенно определяются величиной интеграла перекрытия с третьим соседом  $t_2$ , поэтому в дальнейшем будем проводить расчеты для различных значений  $t_2$ . В работе [11] ограничивались только учетом вторых соседей (то есть  $t_2 = 0$ ), а значение  $t_1$  бралось вдвое большим общепринятого для обеспечения поворота контура Ферми и приближения его формы к квадрату с закругленными углами. Такой выбор представляется нам менее реалистичным, чем достижение этого за счет включения  $t_2$ , кроме того, при этом удастся описать и экспериментально наблюдаемую гофрировку контура Ферми. Наличие намагниченности приводит к сдвигу закона дисперсии (18) для одного направления спина на величину  $I$ .

Ранее отмечалось, что эффект устойчивости сверхпроводимости связан с большой длиной линии нулей энергии возбуждения  $\varepsilon_\sigma(k) = \varepsilon_{-\sigma}(k+q) - I$ . В рассмотренной выше простейшей модели на части контура Ферми совпадение  $\varepsilon_\sigma(k)$  и  $\varepsilon_{-\sigma}(k+q) - I$  полное, а для реального закона дисперсии приближенное. Тем не менее, в широком интервале энергий это отличие может быть достаточно малым. Далее для качественной оценки влияния поля  $I$  не будем решать уравнение самосогласования для  $\Delta$ , а ограничимся вычислением длины части контура Ферми  $L$ , на которой приближенно (с заданной точностью) выполняется условие магнитного нестинга (1). Таким образом, алгоритм вычисления  $L$  следующий: при заданной степени заполнения  $n$  определяем в соответствии с формулой (18) энергию Ферми, соответствующую изоэнергетическую линию (контур Ферми)  $-k_y = F(k_x)$  и ее длину  $L_0$ . Затем на контуре Ферми вычисляем энергию для частицы с противоположным спином с учетом магнитного расщепления  $I$  и смещения по волновому вектору  $\mathbf{q}$  (учитывающего отличие от нуля импульса пары)  $\varepsilon_{-\sigma}(k+q) - I$ . Отклонение от условия магнитного нестинга будем характеризовать параметром  $\gamma = |\varepsilon_\sigma(k) - \varepsilon_{-\sigma}(k+q) - I|$ , а в качестве итоговой величины использовать длину контура Ферми  $L$ , на которой  $\gamma < \gamma_0$ , где  $\gamma_0$  — некоторая заданная (малая) величина. В принципе  $\gamma_0$  определяется целым набором параметров задачи (в частности, параметром обрезания), мы же будем интересоваться только некоторыми общими закономерностями, не зависящими от деталей. Грубо говоря,  $L/L_0$  является оценкой фигурной скобки в уравнении самосогласования (2). В модели FFLO она близка к нулю, в (2) является конечной, порядка 0.5.

Вначале, используя изложенный выше алгоритм, оценим, насколько отличие реального спектра (18) от идеального, дающего квадратные изоэнергетические линии, сказывается на возможности сосуществования сверхпроводимости и ферромагнетизма. На рис.2 для иллюстрации представлены зависимости

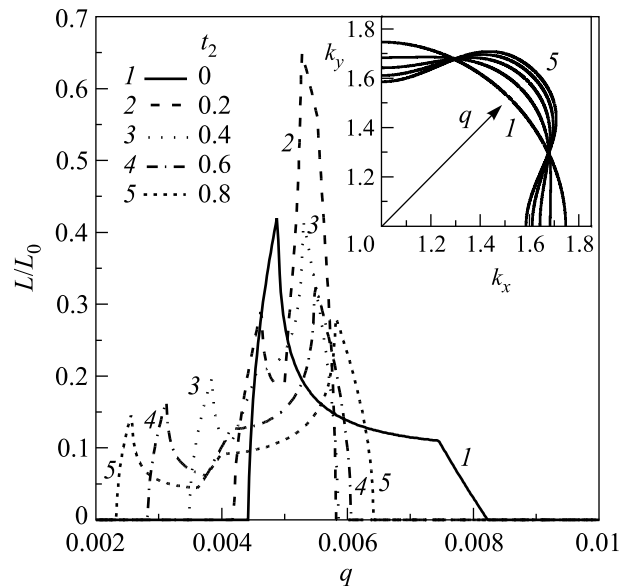


Рис.2. Зависимость длины  $L$  приближенного выполнения условия магнитного нестинга от волнового вектора  $q$  при  $I = 0.02$  эВ,  $\gamma = 0.001$  эВ и различных значениях параметра  $t_2$ . На вставке — формы контура Ферми

$L$ , вычисленной для правого верхнего квадранта импульсной плоскости, от волнового вектора  $q$  (считая, что вектор  $\mathbf{q}$  направлен по диагонали:  $\mathbf{q} = \frac{1}{\sqrt{2}}(q, q)$ , как и в рассмотренном выше случае) для  $I = 0.02$  эВ,  $\gamma_0 = 0.001$  эВ для различных значений  $t_2$  и степени заполнения  $n = 1.14$ . На вставке к рисунку изображены соответствующие изоэнергетические линии. Характерной особенностью представленных кривых является наличие достаточно резких максимумов, причем при конечном  $t_2$  наблюдаются два максимума. Последнее обусловлено сложностью контура Ферми, в одном из максимумов совмещаются (после сдвига на  $I$  и  $q$ ) одни области контура, в другом другие. Реализовываться будут состояния соответствующие абсолютному максимуму  $L(q)$ . Как видно из рис.2, величина  $L_{\max}$  растет с ростом  $t_2$ , достигая максимума при  $t_2 = 0.2$ . Это обусловлено тем, что при таком  $t_2$  форма контура Ферми максимально приближается к квадрату (имеются плоские участки, см. вставку к рис.2). Величина  $L_{\max}/L_0$  в максимуме равна 0.65.

На рис.3 представлены зависимости  $L_{\max}(I)$ , качественно аналогичные зависимости  $\Delta(I)$  (11), для

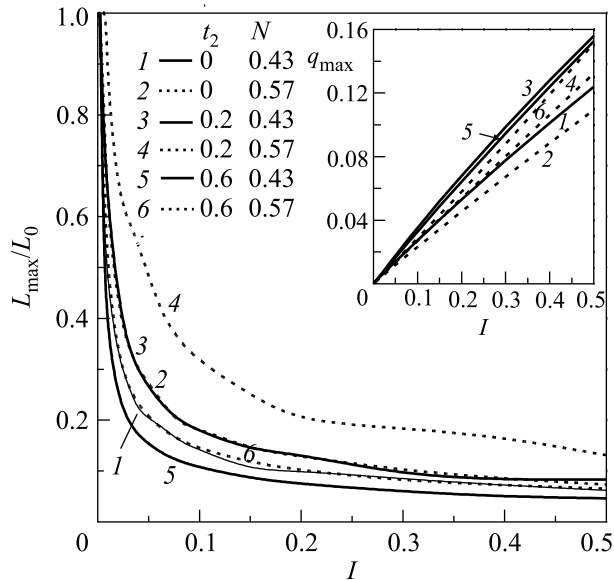


Рис. 3. Зависимость длины  $L_{\max}$  от величины магнитного сдвига  $I$  при электронном (2, 4, 6) и дырочном (1, 3, 5) легировании для различных значений  $t_2$ . На вставке – оптимальные значения волнового вектора  $q_{\max}(I)$

различных значений  $t_2$  и степени заполнения 1.14 (электронное легирование) и 0.86 (дырочное легирование), на вставке – соответствующие зависимости значений волнового вектора  $q_{\max}$ . Обращает на себя внимание то, что  $L_{\max}$  имеет большее значение для электронного заполнения и вплоть до  $I \approx 0.2$  превышает значение 0.2 для  $t_2 = 0.2$ . Интересно проследить, является ли факт преимущества для электронного заполнения абсолютным, то есть имеющим место при любых  $t_2$ . На рис. 4 представлены зависимости  $L_{\max}(t_2)$  при  $I = 0.05$  и заполнениях 0.86 и 1.14. Как следует из этого рисунка, имеется достаточно узкая область  $t_2$ , в которой оптимальным оказывается дырочное заполнение, в остальном преимущество наблюдается для легирования электронного типа.

Аналогичные результаты получаются и для  $\mathbf{q} = (0, q)$ , абсолютные же значения  $L_{\max}$  оказываются несколько ниже, чем при смещении контуров Ферми по диагонали –  $\mathbf{q} = \frac{1}{\sqrt{2}}(q, q)$ .

Интересно проследить возможность сосуществования сверхпроводимости и ферромагнетизма для ситуации спаривания с конечным импульсом  $\mathbf{K}$  уже в отсутствие ферромагнетизма [12]. В этом случае определяющую роль играет так называемая область кинематического ограничения, образуемая пересечением области  $\varepsilon(\mathbf{k}) < \varepsilon_F$  и смещенной на  $\mathbf{K}$  –  $\varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{K}) < \varepsilon_F$ . В этом случае необходимо сравнивать совпадение при сдвиге по импульсу на  $\mathbf{q}$  и по энергии на  $I$  областей кинематического ограничения.

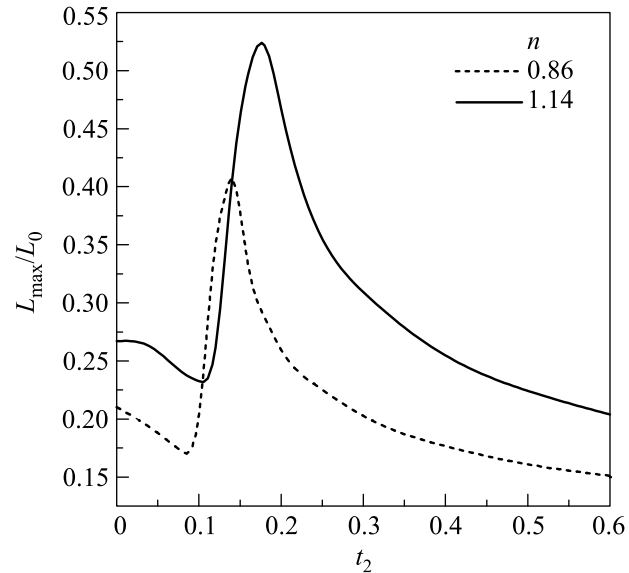


Рис. 4. Зависимость  $L_{\max}(t_2)$  для электронного ( $n = 1.14$ ) и дырочного ( $n = 0.86$ ) легирования при  $I = 0.05$  эВ

Оптимальным при этом является случай совпадения по направлению  $\mathbf{q}$  и  $\mathbf{K}$ . Хотя смысл величины  $L_0$  отличается от рассмотренного выше в случае  $K = 0$  в том смысле, что эта длина будет по-другому входить в уравнение самосогласования, тем не менее, и здесь отношение  $L/L_0$  характеризует подавление сверхпроводимости ферромагнетизмом. Область кинематического ограничения занимает часть ферми-поверхности в некотором секторе, направленном по  $\mathbf{K} = (0, K)$ . Поэтому при расчете  $L$  (и  $L_0$ ) вычисления необходимо ограничить этим сектором. В результате значение  $L_0$  оказывается меньшим соответствующего значения, полученного выше при  $K = 0$ , отношение же  $L/L_0$  оказывается большим. Таким образом, ситуация спаривания с конечным  $\mathbf{K}$  оказывается более благоприятной с точки зрения сосуществования ферромагнетизма и сверхпроводимости.

Авторы выражают благодарность В. Л. Гинзбургу за обсуждение затронутых в статье проблем. Работа частично поддержана Российской научно-образовательной программой Интеграция (проекты АО 133 и АО 155), Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 02-02-17133) и Федеральной целевой научно-технической программой “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники” (государственный контракт # 40.072.1.1.1173).

1. В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ **31**, 202 (1956).

2. J. Bardeen, L.N. Cooper, and J.R. Schrieffer, Phys. Rev. **106**, 162 (1957).
3. G. Sarma, J. Phys. Chem. Solids **24**, 1029 (1963).
4. P.W. Anderson and H. Suhl, Phys. Rev. **116**, 898 (1959).
5. А. И. Буздин, Л. Н. Булаевский, М. Л. Кулич, С. В. Панюков, УФН **144**, 597 (1984).
6. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, ЖЭТФ **47**, 1136 (1964).
7. P. Fulde and R. A. Ferrell, Phys. Rev. **135A**, 550 (1964).
8. I. Felnez, U. Asaf, Y. Levi, and O. Millo, Phys. Rev. **B55**, R3374 (1997).
9. J. D. Jorgensen, O. Chmaissem, H. Shaked et al., Phys. Rev. **B63**, 054440 (2001).
10. W. E. Pickett, R. Weht, and A. Shick, Phys. Rev. Lett. **83**, 3713 (1999).
11. H. Shimahara and S. Hata, Phys. Rev. **B62**, 14541 (2000).
12. В. И. Белявский, В. В. Капаев, Ю. В. Копаев, ЖЭТФ **118**, 941 (2000).