

КАЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

Минкин Александр Владимирович

**ФОРМА ЛИНИИ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА
В СЛУЧАЙНО НЕОДНОРОДНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ II РОДА**

01.04.02 – теоретическая физика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Казань – 2006

Работа выполнена на кафедре теоретической физики Казанского государственного университета им. В.И. Ульянова-Ленина

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор Царевский Сергей Леонидович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Хусаинов Мансур Гарифович

кандидат физико-математических наук,
доцент Миронов Геннадий Иванович

Ведущая организация: Казанский физико-технический институт им.
Е.К. Завойского, КНЦ РАН

Защита состоится « ____ » апреля 2006 года в 14³⁰ часов на заседании диссертационного совета Д.212.081.15 при Казанском государственном университете им В.И. Ульянова-Ленина по адресу: г. Казань, ул. Кремлевская, 18.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке им. Н. И. Лобачевского Казанского государственного университета.

Автореферат разослан « ____ » марта 2006 года.

Ученый секретарь
специализированного совета,
доктор физ. – мат. наук, профессор



Еремин М.В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы исследования. В конце 1986 г. Беднорц и Мюллер обнаружили сверхпроводимость в сложном оксиде LaBaCuO [1]. Небывало высокая температура сверхпроводящего перехода ($T_c \approx 30$ К) послужила причиной того, что за новым классом веществ закрепилось их сегодняшнее название – высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП).

Для изучения сверхпроводящих свойств ВТСП широкое применение получили методы электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) [2], ядерного магнитного резонанса (ЯМР) [3] и эксперименты по мюонному спиновому вращению ($\mu^+\text{SR}$) [4]. Широко используется также метод декорирования поверхности сверхпроводника слоем парамагнитного вещества (метод ЭПР – пробы), заключающийся в извлечении информации о магнитных свойствах сверхпроводника из формы сигнала ЭПР от парамагнитного слоя, нанесенного на его поверхность [5].

Для надежной интерпретации формы линии магнитного резонанса в сверхпроводнике наряду с однородной шириной, определяемой динамикой взаимодействия системы спинов с другими степенями свободы кристалла и между собой, необходимо учитывать неоднородность локального магнитного поля в сверхпроводнике (т.е. неоднородную ширину линии магнитного резонанса).

Для случая, когда вихревая структура сверхпроводника представляет собой регулярную решетку, локальное магнитное поле в приповерхностной области ВТСП рассчитано в лондоновском приближении в работах [6 – 8]. Но в большинстве экспериментально наблюдаемых случаев вихревая решетка нерегулярна: каждый i -й вихрь оказывается смещенным на некоторый случайный вектор \mathbf{a}_i от своего регулярного положения. Если $\mathbf{a}_i \ll L$ (L – среднее расстояние между вихрями), то такое расположение можно назвать нерегулярной решеткой. Причин возникновения нерегулярных вихревых

решеток может быть несколько: взаимодействие с центрами пиннинга, медленные тепловые колебания вихрей и т.д.

Таким образом, становится достаточно актуальной задача о расчете формы линии ЯМР и ЭПР (в том числе и в экспериментах ЭПР – пробы в тонких пленках, нанесенных на поверхность сверхпроводника) в анизотропном сверхпроводнике для случая нерегулярной вихревой решетки.

Целью работы является расчет распределения локального магнитного поля в приповерхностной области анизотропного сверхпроводника с нерегулярным расположением вихрей Абрикосова в зависимости от степени ее нерегулярности и построение формы линии магнитного резонанса с учетом особенностей, вызванных нерегулярностью вихревой решетки.

Научная новизна диссертационной работы заключается в следующих оригинальных результатах:

– разработан метод расчета распределения локального магнитного поля нерегулярной вихревой решетки анизотропного сверхпроводника, на основе модели вихря с нормальной сердцевинной конечного радиуса;

– получены функции распределения локального магнитного поля в зависимости от расстояния до поверхности сверхпроводника и от степени нерегулярности вихревой решетки массивного сверхпроводника и тонкой сверхпроводящей пленки;

– построена форма линии ЯМР в массивном анизотропном сверхпроводнике и в тонкой сверхпроводящей пленке с нерегулярным расположением вихрей Абрикосова; дан сравнительный анализ формы линии ЯМР с учетом и без учета поверхностных эффектов;

– проведен расчет формы линии ЭПР в тонкой ($= \lambda/10$, λ – лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник) парамагнитной пленке, наложенной на поверхность анизотропного сверхпроводника, с учетом изменения неоднородности локального магнитного поля нерегулярной вихревой решетки Абрикосова.

Практическая ценность диссертационной работы состоит в том, что полученные в работе результаты могут быть использованы для интерпретации экспериментальных результатов ЯМР, μ^+ SR и ЭПР – пробы на поверхности анизотропного сверхпроводника.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на ежегодных итоговых научных конференциях Казанского государственного университета (Казань 2004, 2005 гг.), XXX международной школе-семинаре физиков теоретиков “Коуровка-2004” (Екатеринбург-Челябинск 2004 г.), III международной конференции «Фундаментальные проблемы физики» (Казань 2005), международной конференции “Nanoscale properties of condensed matter probed by resonance phenomena” (Казань 2004 г.), III международной научно-практической конференции «Динамика научных исследований 2004» (Днепропетровск 2004 г.), VII, VIII и IX российских молодежных научных школах “Новые аспекты применения магнитного резонанса” (Казань 2003, 2004, 2005 гг.), юбилейной научной конференции физического факультета Казанского государственного университета (Казань, 2004), IV научной конференции молодых ученых, аспирантов и студентов научно-образовательного центра Казанского государственного университета «Материалы и технологии XXI века» (Казань, 2004), VI всероссийском симпозиуме «Прикладная и промышленная математика» (Сочи-Дагомыс, 2005).

Работа выполнена при поддержке гранта CRDF (REC-007), гранта президента РФ для поддержки ведущих научных школ (№ 1708.2003.2.), гранта Министерства образования РФ (№ А04-2.9-285).

Публикации. Основное содержание диссертационной работы отражено в 6 статьях и 11 тезисах. Список публикаций приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения. Она изложена на 115 страницах, включая 29 рисунков, список литературы из 111 наименований.

Основное содержание работы

Во введении обосновывается актуальность выбранной темы, формулируется цель и задачи исследования.

В первой главе диссертации, носящий обзорный характер, рассмотрены основные этапы развития макроскопической теории сверхпроводимости. Рассматривается феноменологическая теория Гинзбурга-Ландау, магнитные свойства сверхпроводников второго рода. В рамках модели вихря с нормальной сердцевинной конечного радиуса получено модифицированное уравнение Лондонов (в безразмерных величинах) для анизотропных сверхпроводников:

$$h_i - m_{kl} \varepsilon_{ils} \varepsilon_{ktj} h_{j,st} = \frac{1}{\kappa \zeta} v_i \sum_v \delta(|\mathbf{p} - \mathbf{p}_v| - \zeta). \quad (1)$$

Здесь $h_{i,st} = \partial^2 h_i / \partial x_s \partial x_t$, \mathbf{p} – радиус вектор в плоскости (x, y) , \mathbf{p}_i – радиус вектор i – ого вихря; $i, s, t = x, y, z$, m_{kl} – тензор масс, ε_{ils} – единичный антисимметричный тензор, \mathbf{v} – направление оси вихря, κ – параметр Гинзбурга-Ландау, ζ – длина радиуса нормальной сердцевинной вихря.

Приведен краткий обзор экспериментальных методов исследования структуры вихревого состояния, а также обзор проблем связанных с искажением вихревой решетки.

Во второй главе диссертации, открывающей ее оригинальную часть, изучено распределение локального магнитного поля вблизи поверхности сверхпроводника второго рода и в тонкой ВТСП пленке с нерегулярным расположением вихрей Абрикосова.

В § 2.1 на основе модели вихря с нормальной сердцевинной конечного радиуса найдены решения модифицированного уравнения Лондонов в Фурье - компонентах для анизотропного сверхпроводника, описывающие магнитное поле вихрей как внутри, так и вне сердцевинной вихря.

Во внешнем магнитном поле $\mathbf{H} (0, 0, H)$ ($H_{c1} < H < H_{c2}$, где H_{c1} , H_{c2} – первое и второе критические поля) в сверхпроводнике образуется решетка вихрей

Абрикосова, так что локальное магнитное поле оказывается периодическим в плоскости (x, y) и его можно представить в виде Фурье-разложения по векторам обратной решетки \mathbf{G} . Однако в направлении \mathbf{z} поле перестает быть однородным. Это можно учесть, если считать Фурье-компоненты локального магнитного поля функциями z . Локальное магнитное поле \mathbf{h} внутри сверхпроводника определяется уравнением (1) и $\text{div } \mathbf{h}=0$, а вне сверхпроводника – уравнениями Максвелла $\text{div } \mathbf{h}=0$, $\text{rot } \mathbf{h}=0$. Не нулевые компоненты тензора масс равны: $m_{xx}=m_{yy}=m_1$, $m_{zz}=m_3$ и переходя в уравнении (1) к Фурье-компонентам $\mathbf{h}(\mathbf{G}, z)$ ($z \leq 0$ – внутри сверхпроводника), получена система уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 h_x(\mathbf{G}, z)}{dx^2} - q_2^2 h_x(\mathbf{G}, z) - i \frac{m_1 - m_3}{m_1} G_x \frac{dh_z(\mathbf{G}, z)}{dz} &= 0 \\ \frac{d^2 h_y(\mathbf{G}, z)}{dy^2} - q_2^2 h_y(\mathbf{G}, z) - i \frac{m_1 - m_3}{m_1} G_y \frac{dh_z(\mathbf{G}, z)}{dz} &= 0 \\ \frac{d^2 h_z(\mathbf{G}, z)}{dz^2} - q_1^2 h_z(\mathbf{G}, z) &= -\frac{2\pi}{m_1 \kappa S_0} J_0(G\zeta), \end{aligned} \quad (2)$$

где $q_1^2 = \frac{1}{m_1} + G^2$, $q_2^2 = \frac{1}{m_1} + \frac{m_3}{m_1} G^2$.

Уравнение для вакуума ($z > 0$) в Фурье-компонентах $\Psi(\mathbf{G}, z)$

$$\frac{d^2 \Psi(\mathbf{G}, z)}{dz^2} - G^2 \Psi(\mathbf{G}, z) = 0, \quad \mathbf{h} = -\nabla \Psi. \quad (3)$$

Здесь Ψ – скалярный потенциал магнитного поля в вакууме. Уравнения (2), (3) на границе раздела двух сред дополняются следующими граничными условиями:

$$\begin{aligned} \mathbf{h}_{sn}(x, y, 0) &= \mathbf{h}_{vn}(x, y, 0), \\ (\text{rot } \mathbf{h}_s(\mathbf{r}))_z \Big|_{z=0} &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\mathbf{h}_{sn}(\mathbf{r})$ и $\mathbf{h}_{vn}(\mathbf{r})$ – нормальные компоненты поля в сверхпроводнике и в вакууме соответственно, а $\mathbf{h}_s(\mathbf{r})$ – магнитное поле в сверхпроводнике.

Решение уравнений (2), (3) с учетом граничных условий (4) имеет вид:

а) $\mathbf{h}(\mathbf{G}, z)$ – внутри сверхпроводника ($z \leq 0$):

$$\begin{aligned} h_x(\mathbf{G}, z) &= -i \frac{G_x h_0}{Gd} \exp(q_1 z), \\ h_y(\mathbf{G}, z) &= -i \frac{G_y h_0}{Gd} \exp(q_1 z), \\ h_z(\mathbf{G}, z) &= \left[\frac{1}{m_1 q_1^2} - \frac{G}{q_1 d} \exp(q_1 z) \right] h_0; \end{aligned} \quad (5)$$

б) $\mathbf{h}(\mathbf{G}, z)$ – вне сверхпроводника ($z > 0$):

$$\begin{aligned} h_x(\mathbf{G}, z) &= -i \frac{G_x h_0}{Gd} \exp(-Gz), \\ h_y(\mathbf{G}, z) &= -i \frac{G_y h_0}{Gd} \exp(-Gz), \\ h_z(\mathbf{G}, z) &= \frac{h_0}{d} \exp(-Gz), \end{aligned} \quad (6)$$

$$h_0 = \frac{2\pi}{\kappa S_0} J_0(G\zeta), \quad d = m_1 q_1 (G + q_1), \quad (7)$$

где S_0 – площадь ячейки Браве вихревой решетки. При $z \rightarrow -\infty$ $h = H$, $H = 2\pi/(\kappa S_0)$ ($= \Phi_0/S_0$ – в размерных единицах, где Φ_0 – квант магнитного потока). Решение (5), (6) переходит в решение уравнения Лондонов, в правой части которых стоят δ -функции с особенностями на центрах вихрей, если положить в (7) $\zeta = 0$. Появление множителя $J_0(G\zeta)$ при больших G улучшает асимптотику h_0 , что приводит к сходимости ряда Фурье, представляющего $\mathbf{h}(\mathbf{r})$.

Локальное магнитное поле в нерегулярной вихревой решетке будет по-прежнему определяться уравнением (1), описывающим суперпозицию вихрей. Нерегулярную решетку можно представить как решетку вихрей, в которой каждый i -тый вихрь расположен не точно в узле регулярной решетки, а смещен на некоторый случайный вектор \mathbf{a}_i от своего регулярного положения в решетке при условии, что $a_i \ll L$.

Локальное магнитное поле в этом случае уже не будет пространственно-периодическим в плоскости (x, y) (внешнее магнитное поле направлено вдоль оси z). В этом случае также использован метод преобразования Фурье, только

вместо суммы по обратным векторам появился двумерный интеграл по обратному пространству. С вычислительной точки зрения вычисление интеграла свелось к вычислению интегральной суммы. Это означает, что плоскость (x, y) представлена в виде двумерной периодически-повторяющейся структуры вихрей, причем, чем больше период этой структуры, тем точнее вычислена интегральная сумма. Для не слишком плотных вихревых решеток, для которых $L \approx \lambda$, в качестве такой периодически-повторяющейся структуры рассмотрена часть регулярной решетки, состоящей из четырех элементарных ячеек, в которой один вихрь смещен на вектор \mathbf{a} от своего регулярного положения (см. рис. 1). Локальное магнитное поле рассчитано в элементарной ячейке (которая обозначена пунктирной линией на рис. 1), центрированной на регулярном месте смещенного вихря.

Уравнения для Фурье-компонент $\mathbf{h}(\mathbf{G}', z)$ локального магнитного поля в нерегулярной решетке анизотропного сверхпроводника имеют вид аналогичный уравнениям (2). Но так как в нерегулярной решетке в элементарную ячейку входят четыре вихря, то правая часть уравнения (2) для $\mathbf{h}_z(\mathbf{G}', z)$ изменится и примет вид:

$$\frac{2\pi}{\kappa S'_0} J_0(G'\zeta) \times K, \quad (8)$$

где

$$K = (\exp(-i\mathbf{G}'\boldsymbol{\rho}_1) + \exp(-i\mathbf{G}'\boldsymbol{\rho}_2) + \exp(-i\mathbf{G}'\boldsymbol{\rho}_3) + \exp(-i\mathbf{G}'\boldsymbol{\rho}_4)); \quad (9)$$

$S'_0 = 4S_0$ – площадь расширенной элементарной ячейки, $\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_4$ – радиус-векторы положений центров вихрей в расширенной элементарной ячейке; \mathbf{G}' – обратные векторы расширенной решетки. Кроме того, в уравнениях (2) \mathbf{G} следует заменить на \mathbf{G}' . Решение уравнений (2) с учетом граничных условий (4) и изменений (8), (9) также будет иметь вид (5), (6), (7), в которых вместо \mathbf{G}

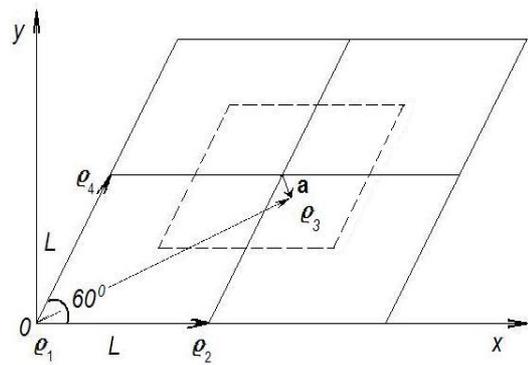


Рис. 1. Двумерная расширенная вихревая решетка.

и S_0 следует положить \mathbf{G}' и S'_0 , а выражение h_0 заменить на $h_0 \times K$, где K определяется в (9). Для нерегулярной треугольной решетки в рассматриваемом нами приближении векторы $\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_4$ можно представить так:

$$\mathbf{p}_1(0,0); \mathbf{p}_2(L,0); \mathbf{p}_3\left(\frac{3}{2}L + a_x, \frac{\sqrt{3}}{2}L + a_y\right); \mathbf{p}_4\left(\frac{L}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2}L\right). \quad (10)$$

Локальное магнитное поле в расширенной ячейке восстановлено с помощью определенных вышеуказанным способом коэффициентов Фурье $\mathbf{h}(\mathbf{G}', z)$. Как и в работе [6], использовалась процедура быстрого преобразования Фурье (БПФ). При $\mathbf{a} = 0$ получено локальное магнитное поле регулярной решетки $h_{\text{reg}}(\mathbf{p}, z)$ на различных глубинах z как внутри, так и вне сверхпроводника. При $\mathbf{a} \neq 0$ получено локальное магнитное поле $h(\mathbf{p}, z)$ в периодически повторяющейся расширенной ячейке, в которой один вихрь смещен на вектор \mathbf{a} из своего регулярного положения. При вычислениях выбрано значение отношения $\Gamma = m_3/m_1 = 25$, которое отражает анизотропию высокотемпературного сверхпроводника YBaCuO с $T_c = 90$ К ($\lambda = 2700$ Å, $\zeta = 5$ Å). Внешнее магнитное поле имеет значение $H = 2$ (в единицах Φ_0/λ^2).

Далее проведен расчет магнитного поля для различных смещений a_i . После усреднения $h(\mathbf{p}, z)$ получено распределение магнитного поля нерегулярной вихревой решетки. При усреднении предполагалось, что центры вихревых нитей смещены из положений в регулярной решетке в соответствии с нормальным двумерным законом распределения с дисперсией σ . Расчет проводился по области элементарной ячейки (отмеченной на рис.1 пунктиром), которая разбивалась на $N \cdot N$ точек ($N = 80$, для $\sigma = 0.05$ и $N = 50$, для $\sigma = 0.1$).

В §§ 2.2 – 2.4 построена функция распределения локального магнитного поля в массивном анизотропном сверхпроводнике, в тонкой парамагнитной пленке калиброванной толщины ($\approx 0.1 \lambda$), нанесенной на поверхность анизотропного сверхпроводника и в тонкой ВТСП пленке сверхпроводника с нерегулярной вихревой решеткой.

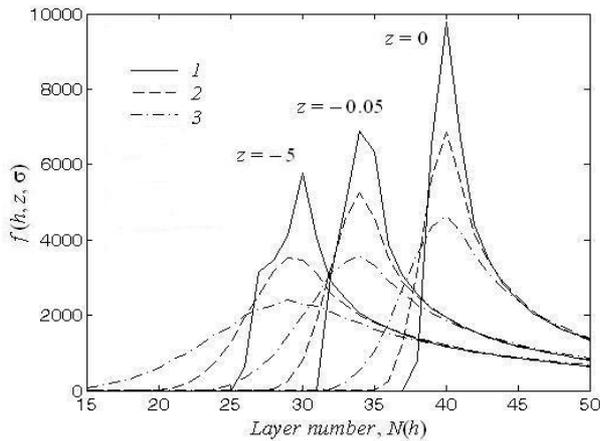


Рис. 2. Функция распределения $f(h, z, \sigma)$ локального магнитного поля нерегулярной вихревой решетки на различных расстояниях z от поверхности сверхпроводника для $\sigma = 0$ (1), 0.05 (2), 0.1 (3). По оси абсцисс отложены значения поля в единицах $50(h - h_{\min})/(H - h_{\min})$, где $H = 2$; $h_{\min} = 1.8$.

единицах; значение минимального поля в сверхпроводнике h_{\min} . Из рис. 2 – 4 видно резкое отличие вида функции распределения локального магнитного поля в приповерхностной области сверхпроводника для различных значений z . Это связано с тем, что силовые линии магнитного поля вихря по мере приближения к поверхности сверхпроводника расходятся, так что

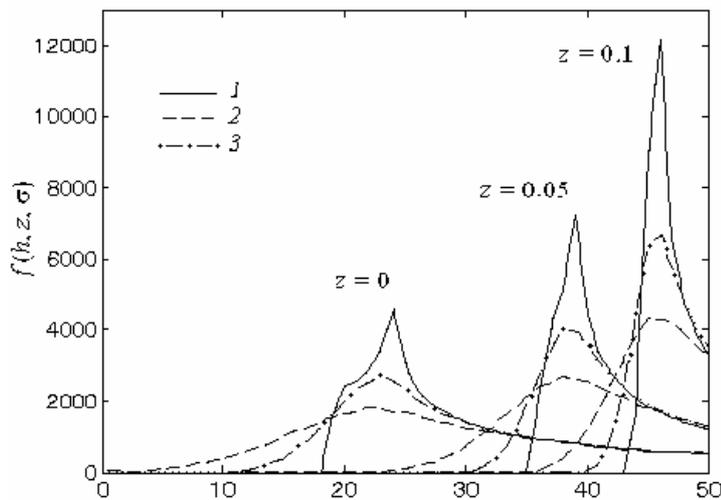


Рис. 3. Функция распределения $f(h, z, \sigma)$ локального магнитного поля нерегулярной вихревой решетки над поверхностью сверхпроводника (в произвольных единицах) для $\sigma = 0$ (1), 0.05 (2), 0.1 (3). По оси абсцисс отложены значения поля в единицах $50(h - h_{\min})/(H - h_{\min})$, где $H = 2$; $h_{\min} = 1.9$.

Результаты расчета функции распределения $f(h, z, \sigma)$ для различных значений z и σ представлены на рис. 2 – 4. Форма линии функции распределения определяется подсчетом относительного числа точек в плоскости (x, y) , для которых величина поля лежит в пределах от h до $h + dh$. На рис. 2 – 4, $dh = (H - h_{\min})/50$, где $H = 2$ – внешнее магнитное поле в безразмерных

неоднородность локального магнитного поля уменьшается. Как известно [4], напряженность магнитного поля в треугольной вихревой решетке имеет три типа особых точек: максимумы расположены в узлах вихревой решетки, минимумы – в центрах треугольников, образующих решетку и точки перевалов (седловые точки) – на серединах ребер элементарных ячеек.

Плотность распределения такой функции имеет три особенности ван Хоа. Сравнение функции распределения $f(h, z, \sigma)$ нерегулярной вихревой решетки ($\sigma \neq 0$) с $f(h, z)$ треугольной решетки ($\sigma = 0$) выявляет существенные отличия: логарифмическая особенность ван Хоа заменяется плавным максимумом, а также исчезает скачок функции распределения, соответствующий минимальному локальному полю. Появление соответствующих особенностей в кривой $f(h, z, \sigma)$ связано с образованием областей сгущения и разряжения локального магнитного поля вызванного \mathbf{a}_i смещением вихрей. В результате на графике функции $f(h, z, \sigma)$ локального магнитного поля с нерегулярным расположением вихрей резкий максимум регулярной вихревой решетки (соответствующий области седловых точек) заменяется плавным в нерегулярных решетках, что можно интерпретировать, как наиболее вероятное значение локального магнитного поля. Из анализа формы линии функции распределения можно установить тип вихревой решетки [4]. В случае нерегулярных вихревых решеток, в которых положение вихрей описываются

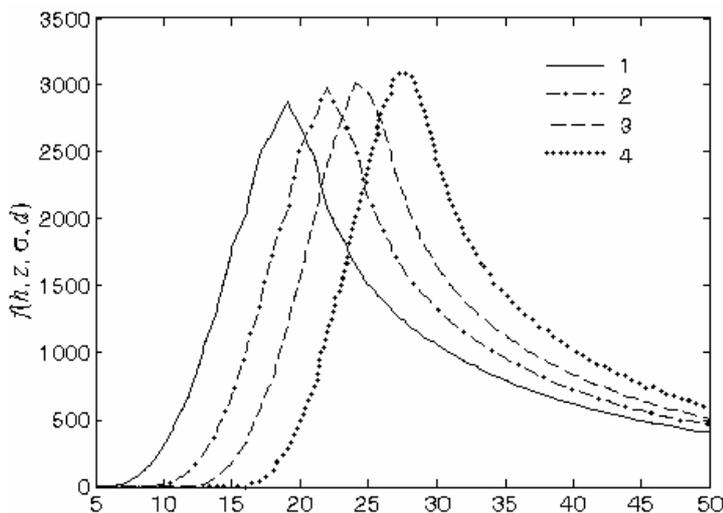


Рис. 4. Функция распределения $f(h, z, \sigma, d)$ локального магнитного поля нерегулярной вихревой решетки на различных расстояниях $|z| \leq d/2$ от поверхности сверхпроводника: $|z| = 0$ (1), $|z| = 0.03$ (2), $|z| = 0.04$ (3), $|z| = 0.05$ (4), для случая, когда $\sigma = 0.1L$ и $d = 0.1$. По оси абсцисс отложены значения поля в единицах $50(h - h_{\min}) / (H - h_{\min})$; $h_{\min} = 1.9$, $H = 2$.

вероятностью $W(a, \sigma)$, можно установить «степень нерегулярности» решетки, т.е. установить значение параметра σ из анализа формы линии $f(h, z, \sigma)$. Как видно из рис. 2, 3, для случайных смещений \mathbf{a}_i описываемых различной вероятностью $W(a, \sigma)$ функция распределения $f(h, z, \sigma)$ меняется. Данные обстоятельства можно использовать для оценки параметра σ .

В третьей главе рассмотрен случай, когда вихри Абрикосова распределены в образце случайно-некоррелированным образом, так что нет никаких следов регулярной вихревой решетки.

В § 3.1 в лондоновском приближении, когда локальное магнитное поле есть суперпозиция полей отдельных вихрей, использован метод Хольцмарка [9] для определения плотности вероятности распределения локального магнитного поля [4]. Для этого сначала проведено вычисление локального магнитного поля одиночного вихря с учетом изменений в приграничной области сверхпроводника в зависимости от глубины z от его поверхности. Далее найдена плотность вероятности распределения локального магнитного поля массивного сверхпроводника для случая случайно-некоррелированного расположения вихрей Абрикосова.

В § 3.2 построена функция распределения локального магнитного поля $f(h, z)$ в массивном анизотропном сверхпроводнике. Результаты расчетов $f(h, z)$ для различных значений λ , ζ , H приведены на рис.5 – 7. Все приведенные на рисунках линии распределения $f(h, z)$ представлены в нормированном на единицу виде. На рис. 5 представлены расчеты $f(h, z)$ на различных глубинах

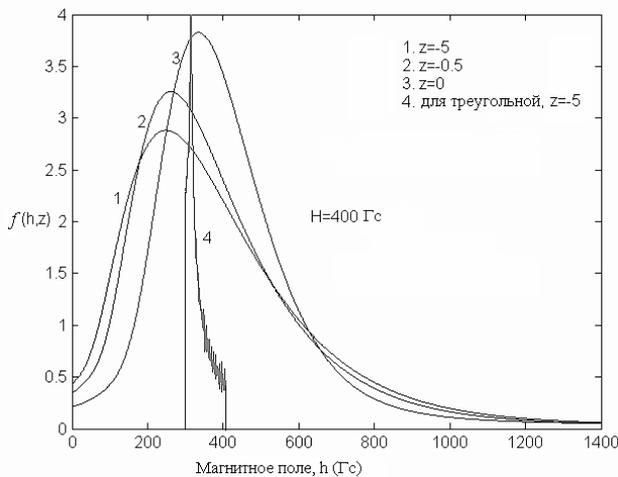


Рис. 5. Функция распределения локального магнитного поля $f(h, z)$ на разной глубине z в сверхпроводнике с параметрами $\lambda = 1400 \text{ \AA}$ и $\zeta = 20 \text{ \AA}$ для случайно-некоррелированной (1 – 4) и треугольной (5) вихревой решетки во внешнем магнитном поле $H = 400 \text{ Гс}$. $z = -5$ (1,5), -0.5 (2), -0.05 (3) и 0 (4).

$z = 0; -0,05; -0,5; -5$ для сверхпроводника с $\lambda = 1400 \text{ \AA}$, $\zeta = 20 \text{ \AA}$ в магнитном поле $H = 400 \text{ Гс}$. Как видно из рисунка, разрушение регулярной вихревой решетки приводит к громадному уширению линии функции распределения магнитного поля. По мере приближения к границе сверхпроводника форма линии функции распределения локального магнитного поля существенно

изменяется. На рис.6. приведены расчеты для высокотемпературного сверхпроводника YBaCuO с $T_c = 90$ К ($\lambda = 2700$ Å, $\zeta = 5$ Å) при $H = 550$ Гс. На рис. 6 видно, что ширина линии $f(h, z)$ уменьшается для данного сверхпроводника еще больше по мере приближения к поверхности сверхпроводника. На рис. 7 представлен расчет $f(h, z)$ на поверхности сверхпроводника ($z = 0$) для различных λ во внешнем магнитном поле $H = 550$ Гс. Как видно из этого рисунка, распределение $f(h, z)$ на поверхности

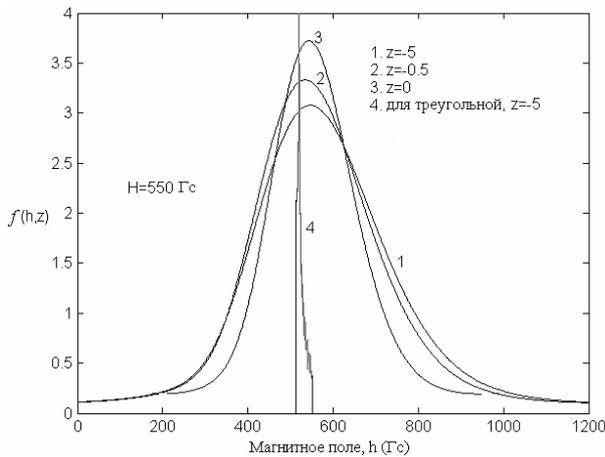


Рис. 6. Функция распределения локального магнитного поля $f(h, z)$ на разной глубине z в сверхпроводнике с параметрами $\lambda = 2700$ Å и $\zeta = 5$ Å для случайно-некоррелированной (1–3) и треугольной (4) вихревой решетки во внешнем магнитном поле $H = 550$ Гс. $z = -5$ (1,5), -0.5 (2), 0 (3).

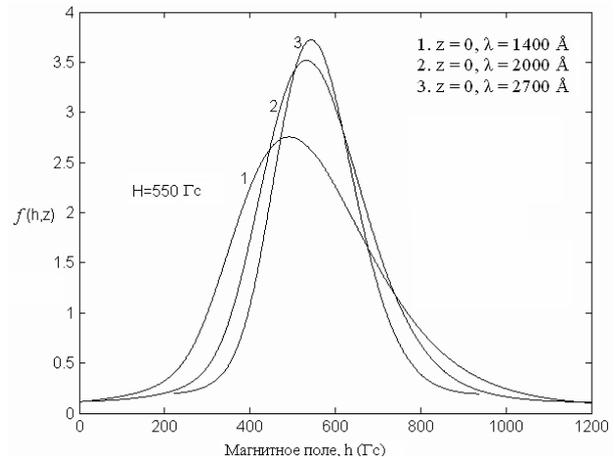


Рис. 7. Функция распределения локального магнитного поля $f(h, z)$ на поверхности сверхпроводника ($z = 0$) с $\zeta = 20$ Å, находящегося во внешнем магнитном поле $H = 550$ Гс, при различных значениях λ . $\lambda = 1400$ (1), 2000 (2), 2700 (3).

сверхпроводника в определенном магнитном поле также существенно зависит от величины λ . Необходимо отметить, что расчет $f(h, z)$ на глубине ($z = -5$) совпадают с расчетами работы [9], в которой не учитывались граничные эффекты.

Приведенные выше вычисления показывают, что и в случае случайного некоррелированного расположения вихрей можно, используя приведенную методику расчета, извлечь из экспериментальных данных параметр сверхпроводника λ .

В четвертой главе диссертации вычислена и анализируется форма линии магнитного резонанса в ВТСП с нерегулярной вихревой решеткой, учитывающая следующие три важных обстоятельства: во-первых, однородную ширину линии, во-вторых, неоднородность локального магнитного поля $\mathbf{h}(\mathbf{r})$ в

сверхпроводнике, в-третьих, особенности проникновения переменного СВЧ магнитного поля в сверхпроводник.

В § 4.1 обосновывается подход для вычисления формы линии ЯМР. В частности, он связан с необходимостью одновременного учета изменения $\mathbf{h}(\mathbf{r})$ и переменного магнитного поля в приповерхностной области сверхпроводника.

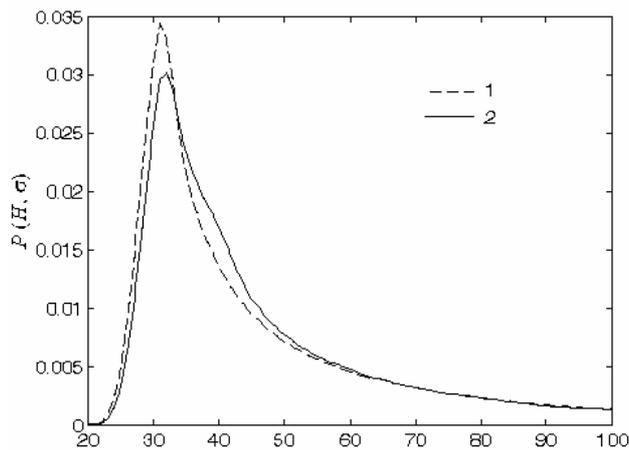


Рис. 8. Зависимость энергии поглощения от магнитного поля для $\sigma = 0.05L$. Пунктирная линия соответствует режиму “bulk” без учета поверхностных эффектов. Сплошная линия проведена с учетом поверхностных эффектов ($\Delta = 1$, $\delta = 1$). По оси абсцисс отложены значения поля в единицах $150(h-h_{\min})/(H_0-h_{\min})$, где $H_0 = 2.5$; $h_{\min} = 1.7388$.

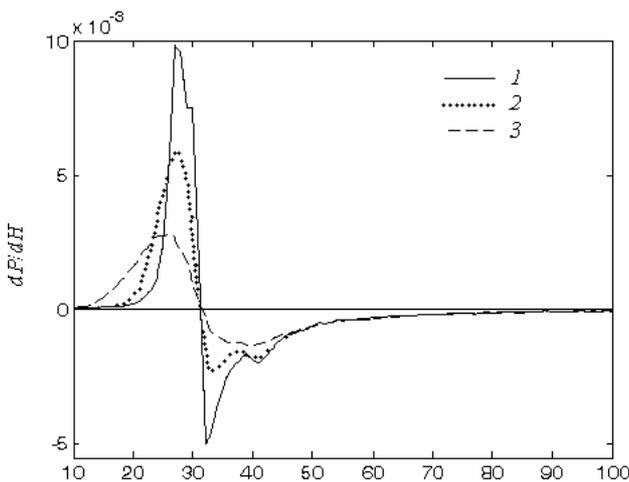


Рис. 9. Кривые dP/dH для различных значений σ : $\sigma = 0$ (1), $\sigma = 0.05L$ (2), $\sigma = 0.1L$ (3) с учетом поверхностных эффектов ($\Delta = 1$, $\delta = 1$, режим “skin”). Горизонтальная линия отвечает значению $dP/dH = 0$, масштаб на них соответствует рис. 7. Для линии: (1) $A/B = 1.9754$, $P_{toP} = 5$; (2) $A/B = 2.534$, $P_{toP} = 6$; (3) $A/B = 2.1558$, $P_{toP} = 13$.

В § 4.2 вычислена форма линии ЯМР в массивном сверхпроводнике для различных значений σ с учетом неоднородного распределения магнитного поля в узкой $\sim \lambda$ приповерхностной области сверхпроводника. Для сравнения также вычислена форма линии ЯМР без учета поверхностных эффектов. На рис. 8 в качестве примера приведена форма линии ЯМР массивного анизотропного сверхпроводника с учетом и без учета поверхностных эффектов для $\sigma = 0.05L$.

Изменения особенностей поглощения микроволновой энергии хорошо заметны на форме линии производной энергии поглощения по магнитному полю dP/dH . На рис. 9 представлены результаты такого расчета для массивного анизотропного сверхпроводника.

Для всех кривых характерно, что параметр асимметрии линии ЯМР A/B (отношение низкополевого пика к высокополевному) и ширина линии ЯМР (расстояние между пиками P_{toP}) значительно отличаются для различных значений σ .

В § 4.3 построена форма линии ЭПР в случае экспериментов ЭПР-пробы, когда поверхность сверхпроводника покрывается тонким парамагнитным слоем толщиной $\sim 0,1\lambda$. На рис. 10 представлен график формы линии ЭПР (производная энергии поглощения dP/dH), для

анизотропного сверхпроводника с параметрами $\Gamma = 25$, $\Delta = 1$, с нанесенным на поверхность парамагнитным слоем толщиной $d = 0.1$, для различных значений σ .

В § 4.4 вычислена форма линии ЯМР в тонкой ВТСП пленке для различных значений σ с учетом неоднородного распределения магнитного поля. На рис. 11 представлен график формы линии ЯМР для тонкой

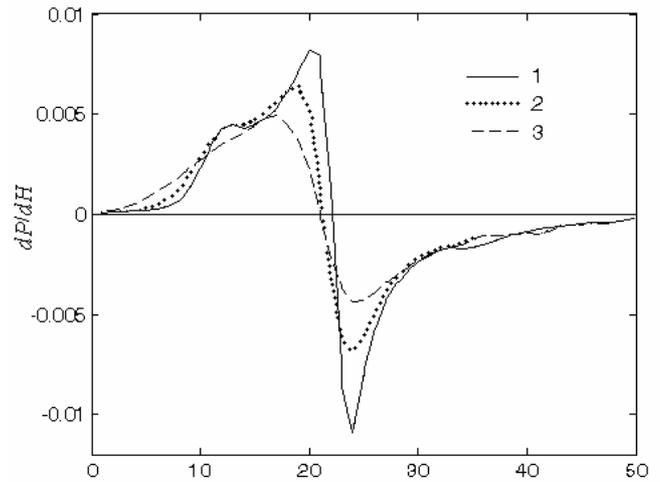


Рис. 10. Кривые dP/dH для различных значений σ . $\sigma = 0$ (1), 0.05 (2), 0.1 (3). По оси абсцисс отложены значения поля в единицах $50(h - h_{\min})/(H_0 - h_{\min})$, где $H_0 = 2.1$; $h_{\min} = 1.9$. Для линии: (1) $A/B=0.75$, $P_{toP}=4$; (2) $A/B=0.96$, $P_{toP}=5$; (3) $A/B=1.1$, $P_{toP}=7$.

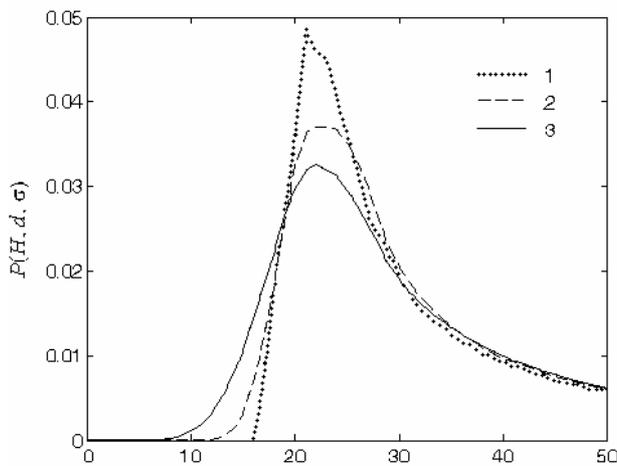


Рис. 11. Зависимость энергии поглощения $P(H, d, \sigma)$ от магнитного поля, для пленки толщиной $d = 0.1$ и дисперсии σ . $\sigma = 0$ (1), 0.05 (2), 0.1 (3). По оси абсцисс отложены значения поля в единицах $50(h - h_{\min})/(H - h_{\min})$, где $H = 2$; $h_{\min} = 1.9$.

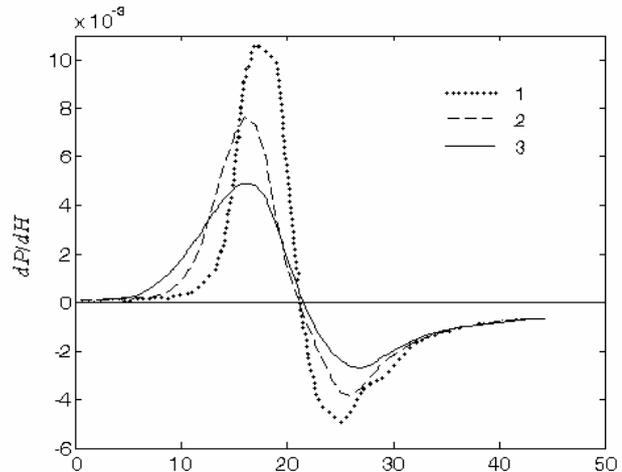


Рис. 12. Кривые dP/dH тонкой пленки толщиной $d = 0.1$ для различных значений σ . $\sigma = 0$ (1), 0.05 (2), 0.1 (3). По оси абсцисс отложены значения поля в единицах $50(h - h_{\min})/(H_0 - h_{\min})$, где $H_0 = 2.1$; $h_{\min} = 1.85$. Для линии: (1) $A/B=2.1587$, $P_{toP}=8$; (2) $A/B=1.9855$, $P_{toP}=10$; (3) $A/B=1.8162$, $P_{toP}=12$.

анизотропной сверхпроводящей пленки толщиной $d = 0.1$ с параметрами $\Gamma = 25$, $\Delta = 1$ в случае, когда $\sigma = 0.05L$. На рис. 12 для сравнения представлены кривые dP/dH тонкой сверхпроводящей пленки для различных значений σ и $d = 0.1\lambda$.

В заключении сформулированы основные результаты, полученные в диссертации.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В рамках модели вихря с нормальной сердцевиной конечного радиуса получено решение модифицированного уравнения Лондонов для сверхпроводников II рода с $\kappa \gg 1$ (κ – параметр Гинзбурга-Ландау) и найдено распределение магнитного поля $\mathbf{h}(\mathbf{r})$ внутри массивного анизотропного сверхпроводника и над его поверхностью для регулярной и нерегулярной решеток вихрей Абрикосова. Получено решение модифицированного уравнения Лондонов для решетки вихрей в тонкой пленке ВТСП. Показано, что в зависимости от «степени нерегулярности» вихревой решетки сверхпроводника локальное магнитное поле существенно изменяется.
2. Используя метод Хольцмарка в рамках лондоновской модели, найдено распределение локального магнитного поля вблизи поверхности одноосного анизотропного сверхпроводника II рода для случая, когда вихри Абрикосова распределены в сверхпроводнике случайным некоррелированным образом.
3. Проведен расчет функции распределения локального магнитного поля $f(h, z, \sigma)$ для регулярной ($\sigma = 0$) и нерегулярной ($\sigma \neq 0$) вихревых решеток на разных глубинах z от поверхности массивного анизотропного сверхпроводника и тонкой сверхпроводящей пленки. Показано, что $f(h, z, \sigma)$ заметно меняется в зависимости от «степени нерегулярности» σ вихревой решетки сверхпроводника и при больших σ ($\sigma \approx L$) принимает гауссову форму. Показано, что форма линии

распределения локального магнитного поля вблизи поверхности сверхпроводника существенно изменяется по сравнению с распределением в глубине массивного сверхпроводника. Это изменение следует учитывать при интерпретации экспериментальных данных по наблюдению локального магнитного поля в приповерхностной области сверхпроводника и в тонких пленках сверхпроводника с толщиной $d \leq \lambda$. Показано также, что как и в случае регулярной решетки вихрей, наблюдение распределения локального магнитного поля в сверхпроводниках II рода и в условиях случайного некоррелированного расположения вихрей позволяет определять λ .

4. Построена форма линии ЯМР в массивных анизотропных сверхпроводниках II рода и в тонкой ВТСП пленке с различной толщиной d с учетом изменения неоднородности магнитного поля нерегулярной вихревой решетки вблизи поверхности сверхпроводника и особенностей проникновения переменного СВЧ поля в толщу сверхпроводника (скин – эффекта). Показано, что форма линии ЯМР не просто уширяется, а заметно меняется в зависимости от степени нерегулярности вихревой решетки сверхпроводника. Это изменение связано с понижением локальной симметрии нерегулярной вихревой решетки сверхпроводника. Учет данного обстоятельства может существенно изменить выводы относительно типа вихревой решетки и параметров сверхпроводника, которые обычно извлекают из анализа формы линии ЯМР.
5. Рассчитана форма линии электронного парамагнитного резонанса в тонкой ($\approx \lambda/10$) парамагнитной пленке, наложенной на поверхность анизотропного сверхпроводника (метод ЭПР – пробы), с учетом изменения неоднородности локального магнитного поля нерегулярной вихревой решетки Абрикосова. Расчеты показывают, что исследование формы линии ЭПР и в этом случае также позволяет получать

информацию о параметрах вихревой решетки, степени ее нерегулярности и параметре анизотропии Γ сверхпроводников второго рода.

Литература:

1. Bednorz J.R. Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system / J.R. Bednorz, K.A. Müller // *Z. Phys. B.* – 1986. – v.64. – № 2. – p. 189-193.
2. Катаев В.Е. Образование локализованных магнитных моментов в лантан-стронциевых сверхпроводниках при допировании цинком / В.Е. Катаев, Е.Ф. Куковицкий, Г.Б. Тейтельбаум, А.М. Филькенштейн // *Письма в ЖЭТФ.* – 1990. – т.51. – № 2. – с. 115-118.
3. Завидонов А.Ю. Ядерный квадрупольный резонанс и ядерная магнитная релаксация в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ / А.Ю. Завидонов, М.В. Еремин, О.Н. Бахарев и др. // *СФХТ.* – 1990. – т.3. – с. 1597-1611.
4. Белоусов Ю.М. Изучение свойств сверхпроводников II рода мюонным методом / Ю.М. Белоусов, В.Н. Горбунов, В.П. Смилга, В.И. Фесенко // *УФН.* – 1990. – т.160. – № 11. – с. 55-101.
5. Khasanov R.I. ESR investigation of the superconducting critical state in $YBaCuO$ single crystals / R.I. Khasanov, Yu.M. Vashakidze, Yu.I. Talanov // *Physica C.* – 1993. – v.218 – № 1-2. – p. 51-58.
6. Кочелаев Б.И. Распределение локального магнитного поля вихревой решетки вблизи поверхности анизотропного сверхпроводника / Б.И. Кочелаев, Е.П. Шарин // *СФХТ.* – 1992. – т.5. – № 10. – с. 1931-1938.
7. Kogan V.G. Magnetic field of vortices crossing a superconductor surface / V.G. Kogan, A.Yu. Simonov, M. Ledvij // *Phys. Rev. B.* – 1993. – v.48. – № 1. – p. 392-397.
8. Ефремова С.А. Распределение локального магнитного поля вихревой решетки вблизи поверхности анизотропного сверхпроводника в наклонных

внешних полях / С.А. Ефремова, С.Л. Царевский // ФТТ. – 1997. – т.39. – № 11. – с. 1935-1939.

9. Исихара А. Статистическая физика / А. Исихара. – М.: Мир, 1973. – 471с.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Минкин А.В. Распределение локального магнитного поля в сверхпроводниках с некоррелированным случайным расположением вихрей Абрикосова / А.В. Минкин, С.Л. Царевский // ФТТ. – 2004. – т.46. – № 3. – с. 410-413.

2. Минкин А.В. Форма линии магнитного резонанса в тонких сверхпроводящих пленках / А.В. Минкин, С.Л. Царевский // Известия Вузов. Физика. – 2005. – т.48. – № 11. – с. 16-19.

3. Минкин А.В. Форма линии магнитного резонанса в анизотропных сверхпроводниках с нерегулярной вихревой решеткой / А.В. Минкин, С.Л. Царевский // ФММ. – 2006. – т.101. – № 1. – с. 5-10.

4. Minkin A.V. NMR lineshape in anisotropic superconductors with nonregular vortex lattice / A.V. Minkin, S.L. Tsarevskii // Journal of superconductivity. – 2006. – v.19. – № 1. – p. 112-113.

5. Минкин А.В. Магнитное поле сверхпроводников II рода в модели вихря с нормальной сердцевинной конечного радиуса / А.В. Минкин, С.Л. Царевский // Актуальные проблемы физики конденсированного состояния: сб. ст. – Казань, 2004. – с. 225-234. (см. также: *Minkin A.V., Tsarevskii S.L. Magnetic field of type II superconductors in the normal flux core model // Magnetic Resonance in Solids electronic journal.* – 2004. –v. 6. – № 1. – p. 133–139)

6. Минкин А.В. Форма линии магнитного резонанса в анизотропных сверхпроводниках II рода на основе модели вихря с нормальной сердцевинной конечного радиуса / А.В. Минкин, С.Л. Царевский // Вестник КГПУ. – 2005. – № 4. – с. 79-84.

7. Минкин А.В. Распределение локального магнитного поля в нерегулярной вихревой решетке сверхпроводника II рода / А.В. Минкин, С.Л. Царевский // Обозрение прикладной и промышленной математики. – 2005. – т.12. – № 3. – с. 780 – 781.
8. Минкин А.В. Стохастическая вихревая решетка в нано-пленке сверхпроводника второго рода / А.В. Минкин, С.Л. Царевский // Обозрение прикладной и промышленной математики. – 2005. – т.12. – № 3. – с. 781 – 782.
9. Минкин А.В. Локальное магнитное поле на поверхности сверхпроводника с некоррелированным случайным расположением вихрей Абрикосова / А.В. Минкин, С.Л. Царевский // VII Российская молодежная научная школа «Новые аспекты применения магнитного резонанса». – Казань, 2003. – с. 63-67.
10. Минкин А.В. Распределение локального магнитного поля внутри сверхпроводника II рода с искаженной решеткой вихрей Абрикосова / А.В. Минкин, С.Л. Царевский // IV Научная конференция молодых ученых, аспирантов и студентов научно-образовательного центра Казанского государственного университета «Материалы и технологии XXI века». – Казань, 2004. – с.52.
11. Минкин А.В. Локальное магнитное поле сверхпроводника с некоррелированным случайным расположением вихрей Абрикосова / А.В. Минкин // Материалы III международной научно-практической конференции «Динамика научных исследований 2004». – Днепропетровск, 2004. – т. 67. – с. 13-17.
12. Minkin A.V. Distribution of magnetic field in anisotropic superconductors with nonregular vortex lattice / A.V. Minkin, S.L. Tsarevskii // Program Proceedings VIII International Youth Scientific School «New aspects of magnetic resonance application». – Kazan, 2004. – p. 63-65.
13. Минкин А.В. Форма линии магнитного резонанса в анизотропных сверхпроводниках с некоррелированным случайным расположением вихрей

Абрикосова / А.В. Минкин, С.Л. Царевский // XXX Международная школа физиков теоретиков «Коуровка-2004». – Екатеринбург-Челябинск, 2004. – 150с.

14. Минкин А.В. Форма линии магнитного резонанса в сверхпроводниках с некоррелированным расположением вихрей Абрикосова без учета поверхностных эффектов / А.В. Минкин, С.Л. Царевский // Юбилейная научная конференция физического факультета. – Казань, 2004. – с. 77.

15. Minkin A.V. NMR lineshape in anisotropic superconductors with nonregular vortex lattice / A.V. Minkin, S.L. Tsarevskii // Nanores-2004, Nanoscale properties of condensed matter probed by resonance phenomena. – Kazan, 2004. – p.114.

16. Минкин А.В. Функция распределения локального магнитного поля в тонких сверхпроводящих пленках / А.В. Минкин, С.Л. Царевский // III международная конференция «Фундаментальные проблемы физики». – Казань, 2005. – с. 155.

17. Минкин А.В. Форма линии магнитного резонанса в сверхпроводниках II рода с нерегулярной вихревой решеткой / А.В. Минкин, С.Л. Царевский // IX Российская молодежная научная школа «Новые аспекты применения магнитного резонанса». – Казань, 2005. – с. 71-74.