

УДК 538.945

ФОРМА ЛИНИИ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В СВЕРХПРОВОДНИКАХ II РОДА С НЕРЕГУЛЯРНОЙ ВИХРЕВОЙ РЕШЕТКОЙ АБРИКОСОВА

А.В. Минкин, С.Л. Царевский

Аннотация

Построена форма линии ЯМР (ЭПР) в сверхпроводниках II рода с учетом изменения неоднородности магнитного поля нерегулярной вихревой решетки вблизи поверхности сверхпроводника. Показано, что форма линии ЯМР (ЭПР) не просто уширяется, а заметно изменяется 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 магнитного резонанса.

Введение

Метод ядерного магнитного резонанса (ЯМР) широко используется для исследования свойств высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [1]. При интерпретации формы линии ЯМР необходимо учитывать 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. Поскольку переменное электромагнитное поле проникает в сверхпроводник на глубину порядка λ (λ – глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник) [2], то необходимо учитывать неоднородность магнитного поля $\mathbf{h}(\mathbf{r})$ в узкой приповерхностной области сверхпроводника. До сих пор вычисление распределения локального магнитного поля проводилось либо для регулярных вихревых решеток [3–5], либо для случая полного хаоса в распределении вихрей Абрикосова – случайного некоррелированного распределения вихрей [6], при котором нет никаких признаков регулярной вихревой решетки. Однако достаточно часто реализуется случай нерегулярной вихревой решетки. Ее можно представить как решетку вихрей, в которой каждый i -й 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 $|\mathbf{a}_i| \ll L$ (L – среднее расстояние между вихрями). Такие смещения \mathbf{a}_i могут происходить как вследствие пиннинга вихрей, так и вследствие достаточно медленных тепловых колебаний вихревой решетки. Именно такое состояние ВТСП приводит к ряду особенностей, например, к немонотонной зависимости критического тока $J_c(H)$ от внешнего магнитного поля \mathbf{H} , “fishtail” эффекту [7], электрической бистабильности [8], изменению характера поглощения микроволновой энергии [9] и т. д.

В работе [10] на основе решения модифицированного уравнения Лондонов для анизотропного сверхпроводника с соответствующими граничными условиями получены аналитические выражения для Фурье-компонент локального магнитного

поля $\mathbf{h}(\mathbf{r})$ регулярной вихревой решетки. Локальное магнитное поле в нерегулярной вихревой решетке уже не будет пространственно-периодическим в плоскости (x, y) (полагаем, что внешнее магнитное поле направлено по оси Oz). В этом случае также можно использовать метод преобразования Фурье, только вместо суммы по обратным векторам появится двумерный интеграл по обратному пространству. С вычислительной точки зрения нахождение интеграла приводит к вычислению интегральной суммы. Это означает, что плоскость (x, y) можно представить в виде двумерной периодически повторяющейся структуры вихрей, причем, чем больше период этой структуры, тем точнее будет вычислена интегральная сумма. Для не слишком плотных вихревых решеток, для которых $L \approx \lambda$, в качестве такой периодически повторяющейся структуры можно взять часть регулярной решетки, состоящей из четырех элементарных ячеек, в которой один вихрь смещен на вектор \mathbf{a} от своего регулярного положения. Локальное магнитное поле будем рассчитывать в элементарной ячейке, центрированной на регулярном месте смещенного вихря. Далее можно определить функцию распределения локального магнитного поля смещенного вихря в элементарной ячейке. Если затем полученное распределение усреднить по \mathbf{a} , то вычисленное таким образом распределение будет достаточно точно описывать распределение локального магнитного поля в случае нерегулярной вихревой решетки сверхпроводника.

Для анализа формы резонансной линии потребовались достаточно подробные карты распределения магнитного поля в элементарной ячейке вихревой решетки для различных расстояний от поверхности сверхпроводника. На основе полученных карт можно вычислить плотность функции распределения $f(h, z, \sigma)$ локального магнитного поля в узком слое $(z, z + dz)$ как внутри, так и над поверхностью сверхпроводника (σ – дисперсия случайной величины \mathbf{a}), полагая, что такие смещения вихрей можно описать нормальным законом распределения.

В качестве примера на рис. 1 представлены функции распределения $f(h, z, \sigma)$ для некоторых значений z и σ . Функции $f(h, z, \sigma)$ вычислены для высокотемпературного сверхпроводника YBaCuO с $T_c = 90$ К с параметром анизотропии $\Gamma = 25$ ($\Gamma = m_3/m_1$, $m_1 = m_2$, m_3 – главные значения «тензора масс», вводимого для описания плотности кинетической энергии сверхпроводящих электронов). Внешнее магнитное поле имеет значение $H = 2$ (в единицах Φ_0/λ^2 , где Φ_0 – квант магнитного потока), тогда $L = 0.7598 \sim \lambda$. Из рис. 1 видно резкое отличие вида функции распределения локального магнитного поля в приповерхностной области сверхпроводника для различных значений z . Отметим также, что вид функции распределения $f(h, z, \sigma)$ заметно меняется в зависимости от нерегулярности вихревой решетки и не сводится к простому уширению линии, как это обычно предполагалось при учете нерегулярности вихревой решетки. Это связано с понижением симметрии локального магнитного поля при различных \mathbf{a} . Известно, например, что для регулярных решеток формы линий существенно различны для решеток с различными симметриями [3]. Однако с увеличением σ эти различия начинают усредняться, и функция распределения приближается по форме к гауссову распределению [6]. Вычисления показали, что неоднородное поле достаточно быстро, уже на расстоянии $z = 0.2$ от поверхности сверхпроводника становится однородным (расстояние измеряется в единицах λ), поэтому необходимо использовать пленки определенной толщины не более 0.1.

1. Форма линии магнитного резонанса в сверхпроводниках II рода

При анализе формы линии ЯМР учтем, что электромагнитное СВЧ-поле, проникая в сверхпроводник, изменяется как по величине, так и по фазе. В сверхпро-

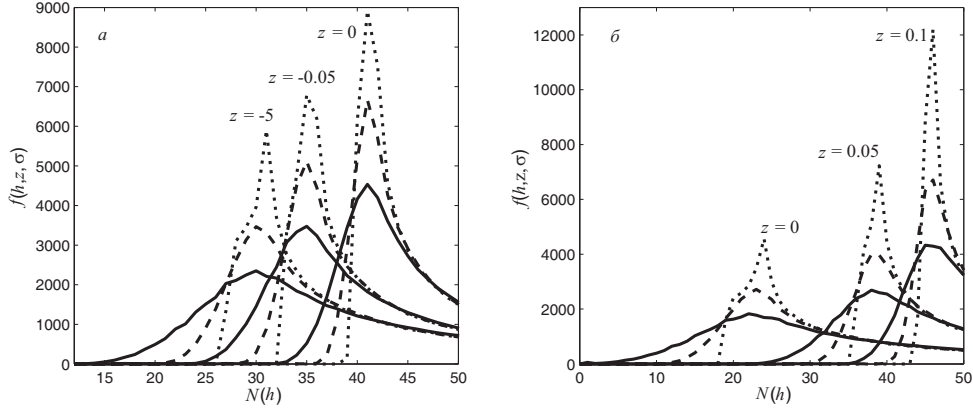


Рис. 1. а) функция распределения $f(h, z, \sigma)$ локального магнитного поля в элементарной ячейке вихревой решетки на различных глубинах z в сверхпроводнике. Пунктирная линия – $\sigma = 0$, штриховая линия – $\sigma = 0.05L$, сплошная линия – $\sigma = 0.1L$. Режиму “bulk” соответствует $z = -5$. По оси абсцисс отложены значения поля в единицах $150(h - h_{\min})/(H_0 - h_{\min})$, где $H_0 = 2.5$; $h_{\min} = 1.7388$; б) функция распределения $f(h, z, \sigma)$ локального магнитного поля в элементарной ячейке вихревой решетки над поверхностью сверхпроводника. По оси абсцисс отложены значения поля в единицах $50(h - h_{\min})/(H - h_{\min})$, где $H = 2$; $h_{\min} = 1.9$

водниках II рода вследствие экранирования сверхпроводящими токами переменное поле проникает в сверхпроводник на глубину порядка λ , уменьшаясь по амплитуде, однако фаза переменного магнитного поля изменяется на значительно большей глубине [2]. В результате, как показано в [11], в типичном для ЯМР сверхпроводнике II рода случае, когда однородное уширение Δ много меньше разброса локальных полей, поглощаемая микроволновая мощность оказывается пропорциональной мнимой части СВЧ-восприимчивости χ'' , и форма линии ЯМР определяется в основном особенностями распределения локального магнитного поля. Вычислим мощность переменного магнитного поля, поглощаемую резонирующими ядерными спинами, расположенными в узком слое $(z, z + dz)$. Ясно, что она будет пропорциональна $\exp(2z/\delta) \cdot f(h, z, \sigma) dz$. Экспоненциальный множитель учитывает, что амплитуда переменного магнитного поля экспоненциально убывает по мере удаления от поверхности сверхпроводника, величина δ равна глубине проникновения переменного магнитного поля частоты ω в сверхпроводник. Будем считать в дальнейшем, что однородное уширение описывается лоренцевской линией с шириной Δ . Поглощаемая всеми резонирующими спинами с изотропным g -фактором мощность переменного магнитного поля равна (см. также [4])

$$P(H) = C \int_{-\infty}^{\infty} dh \frac{\Delta}{\Delta^2 + (H - h)^2} \int_0^{\infty} dz f(h, z) \exp(2z/\delta).$$

Константа C определяется нормировкой $\int P(H) dH = 1$.

На рис. 2 представлены линии ЯМР (энергия поглощения $P(H)$) для анизотропного сверхпроводника с параметрами $\Gamma = 25$, $\Delta = 1$, $\delta = 1$ в случае, когда $\sigma = 0.05L$. Пунктирной линией представлена линия ЯМР сверхпроводника с теми же параметрами, но без учета изменения неоднородного магнитного поля по мере удаления от поверхности сверхпроводника, т. е. когда $f(h, z, \sigma) = f(h, -\infty, \sigma)$.

Как видно из рис. 2, учет поверхностных эффектов изменяет форму линии ЯМР для случая, когда в ВТСП образуется нерегулярная вихревая решетка. На рис. 3

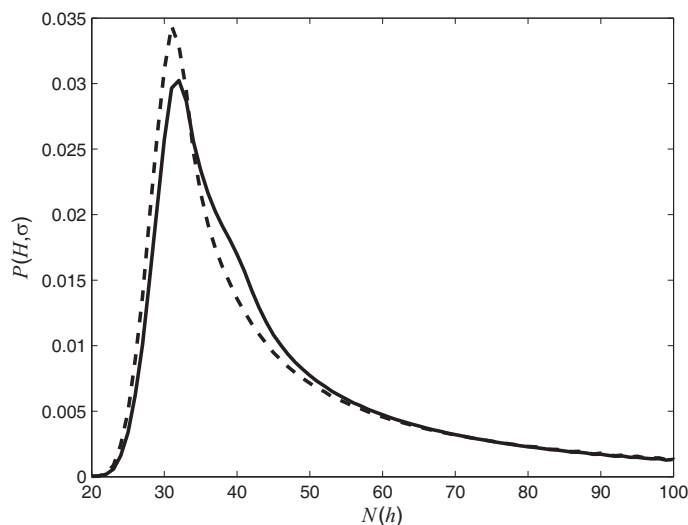


Рис. 2. Зависимость энергии поглощения от магнитного поля для $\sigma = 0.05L$. Пунктирная линия соответствует режиму “bulk” без учета поверхностных эффектов. Сплошная линия проведена с учетом поверхностных эффектов ($\Delta = 1$, $\delta = 1$). Масштаб по оси абсцисс соответствует рис. 1, *a*

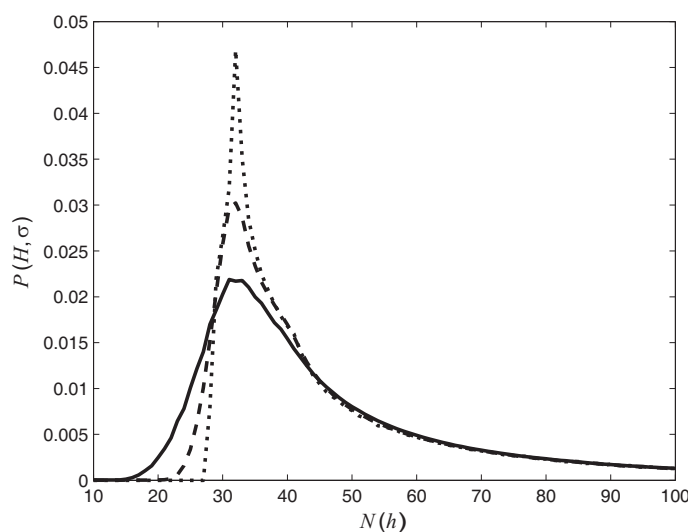


Рис. 3. Зависимость энергии поглощения от магнитного поля для различных значений σ с учетом поверхностных эффектов ($\Delta = 1$, $\delta = 1$, режим “skin”). Пунктирная линия – $\sigma = 0$, штриховая линия – $\sigma = 0.05L$, сплошная линия – $\sigma = 0.1L$. Масштаб по оси абсцисс соответствует рис. 1, *a*

приведены линии ЯМР для различных значений σ . Здесь происходит заметное смещение линии ЯМР в области низких полей, вместе с тем основной пик остается несмещенным (уменьшаясь только по амплитуде).

Изменения особенностей поглощения микроволновой энергии хорошо заметны на форме линии производной энергии поглощения по магнитному полю dP/dH . На рис. 4 для сравнения представлены кривые dP/dH ЯМР сверхпроводника при одинаковых значениях параметров (Γ , Δ , δ) для различных значений σ . Здесь

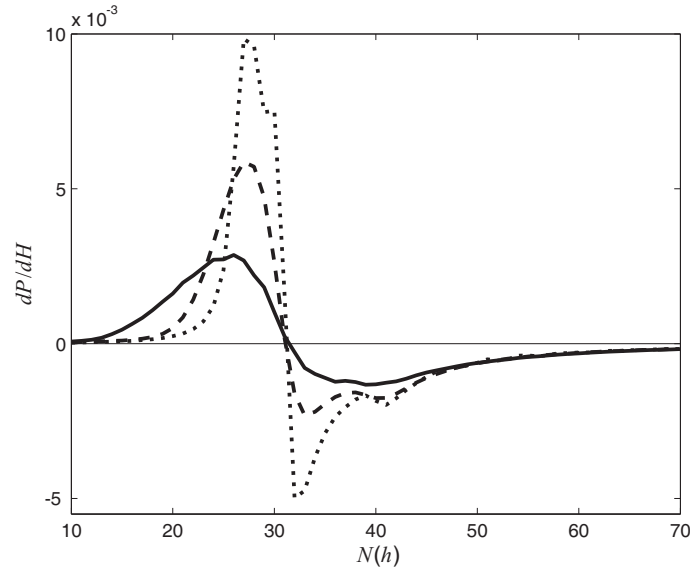


Рис. 4. Кривые dP/dH для различных значений σ с учетом поверхностных эффектов ($\Delta = 1$, $\delta = 1$, режим “skin”). Пунктирная линия – $\sigma = 0$, штриховая линия – $\sigma = 0.05L$, сплошная линия – $\sigma = 0.1L$. Масштаб по оси абсцисс соответствует рис. 1. Горизонтальной линии отвечает значение $dP/dH = 0$, масштаб на них соответствует рис. 1, a

хорошо видно, что с увеличением σ основной высокополевой пик уменьшается и исчезает, при этом становится отчетливо видным дополнительный высокополевой пик, соответствующий поглощению энергии магнитного поля вблизи поверхности.

2. Форма линии магнитного резонанса в парамагнитной пленке

Особое место среди методов исследования сверхпроводников занимает метод магнитной пробы на поверхности сверхпроводника. В качестве магнитной пробы обычно используют нанесенную на поверхность сверхпроводника пленку органического соединения дифинил пикрил гидразила (ДФПГ) для электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) [12, 13] либо силиконового масла для ядерного магнитного резонанса (ЯМР) [14]. В обоих случаях изучалось изменение в зависимости от температуры неоднородной ширины линии магнитного резонанса при переходе образца либо в несверхпроводящее состояние, либо в вихревое состояние при свипировании внешнего однородного поля. Такие эксперименты позволяют сделать оценку глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник λ . Если в качестве ЭПР, ЯМР-пробы использовать тонкие пленки ($\leq 100 \text{ \AA}$) контролируемой толщины, то из анализа формы линии магнитного резонанса можно получить значительно более богатую информацию о параметрах сверхпроводника.

Приведем результаты расчета формы линии магнитного резонанса в тонкой магнитной пленке калиброванной толщины ($\approx 0.1\lambda$), нанесенной на поверхность анизотропного сверхпроводника. Мощность переменного магнитного поля, поглощаемого резонирующими спинами, расположенными в узком слое над поверхностью сверхпроводника, будет пропорциональна

$$\int_0^d f(h, z, \sigma) dz.$$

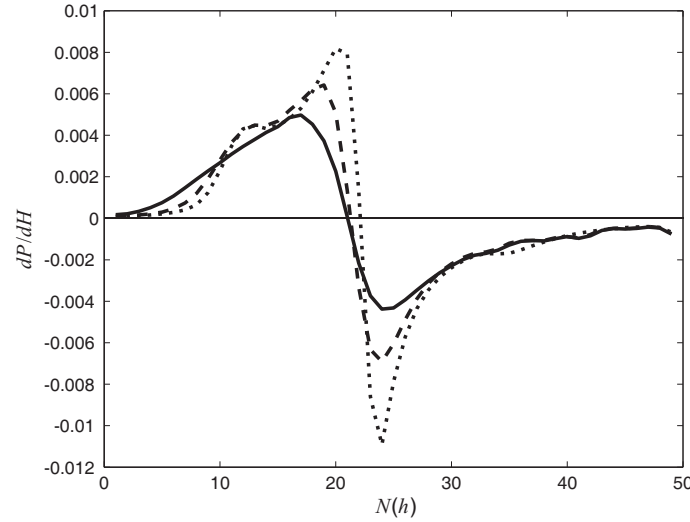


Рис. 5. Кривые dP/dH для различных значений σ . Пунктирная линия – $\sigma = 0$, штриховая линия – $\sigma = 0.05L$, сплошная линия – $\sigma = 0.1L$. По оси абсцисс отложены значения поля в единицах $50(h - h_{\min})/(H - h_{\min})$, где $H = 2.1$; $h_{\min} = 1.9$

Следует также учесть, что каждый резонирующий спин имеет собственную кривую поглощения, обладающую, как правило, лоренцевой формой и определяющую однородную ширину поглощения Δ . Поглощаемая всеми резонирующими спинами пленки мощность переменного магнитного поля, как функция внешнего однородного поля H , равна

$$P(H, \sigma) = C \int_{-\infty}^{\infty} dh \frac{\Delta}{\Delta^2 + (H - h)^2} \int_0^d dz f(h, z, \sigma).$$

Константа C определяется нормировкой $\int P(H) dH = 1$.

Изменения особенностей поглощения микроволновой энергии хорошо заметны на форме линии производной энергии поглощения по магнитному полю dP/dH . На рис. 5 для сравнения представлены кривые dP/dH парамагнитной пленки с параметрами $d = 0.1$, $\Delta = 2$ для различных значений σ .

Заключение

Столь значительные изменения формы линии ЯМР (ЭПР) могут существенно изменить выводы относительно типа вихревой решетки и параметров сверхпроводника, которые обычно извлекают из анализа формы линии магнитного резонанса. Проведенный расчет показывает, что неоднородность распределения магнитного поля заметно изменяется при изменении параметра σ , так что параметры линии магнитного резонанса могут изменяться в заметных пределах. Таким образом, метод ЯМР и ЭПР-пробы оказывается весьма чувствительным к особенностям распределения магнитного поля сверхпроводника II рода и в рамках нашей теории может существенно обогатить информацию о параметрах сверхпроводника (λ , Γ , Δ , σ).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 04-02-16761).

Summary

A.V. Minkin, S.L. Tsarevskii. Shape of the nuclear magnetic resonance line in type-II superconductors with an irregular of Abrikosov vortex lattice.

The NMR (EPR) line shape in type-II superconductors has been constructed with allowance for a change in the nonuniform magnetic field of an irregular vortex lattice near the surface of a superconductor. The NMR (EPR) line shape is shown to change as a function of the irregularity of the vortex lattice rather than being simply broadened. This change is related to a lowering of the local symmetry of the irregular vortex lattice in the superconductor. This circumstance can substantially change the conclusions regarding the vortex-lattice type and the superconductor parameters that are usually drawn from the magnetic resonance line shape.

Литература

1. *Kakuyanagi K., Kumagai K., Matsuda Y.* Quasiparticle excitation in and around the vortex core of underdoped YBa₂Cu₄O₈ studied by site-selective NMR // *Phys. Rev. B.* – 2002. – V. 65, No 6. – P. 060503-1–060503-4.
2. *Горьков Л.П., Элиашберг Г.М.* Обобщение уравнений теории Гинзбурга-Ландау для нестационарных задач в случае сплавов с парамагнитными примесями // *ЖЭТФ.* – 1968. – Т. 54. – С. 612–626.
3. *Thiemann S.L., Radovic Z., Kogan V.G.* Field structure of vortex lattices in uniaxial superconductors // *Phys. Rev. B.* – 1989. – V. 39, No 16. – P. 11406–11412.
4. *Кочелав Б.И., Шарин Е.П.* Распределение локального магнитного поля вихревой решетки вблизи поверхности анизотропного сверхпроводника // *Сверхпроводимость: физика, химия, техника.* – 1992. – Т. 5, № 11. – С. 1982–1992.
5. *Ефремова С.А., Царевский С.Л.* Распределение локального магнитного поля вихревой решетки вблизи поверхности анизотропного сверхпроводника в наклонных полях // *ФТТ.* – 1997. – Т. 39, № 11. – С. 1935–1939.
6. *Минкин А.В., Царевский С.Л.* Распределение локального магнитного поля в сверхпроводниках с некоррелированным случайным расположением вихрей Абрикосова // *ФТТ.* – 2004. – Т. 46, № 3. – С. 410–413.
7. *Küpfner H., Wolf Th., Lessing C. et al.* Peak effect and its evolution from oxygen deficiency in YBa₂Cu₃O₇ single crystals // *Phys. Rev. B.* – 1998. – V. 58, No 5. – P. 2886–2894.
8. *Gurevich A., Vinokur V.M.* Nonlinear Electrodynamics of randomly inhomogeneous superconductors // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – V. 83, No 15. – P. 3037–3040.
9. *Shaposhnikova T., Talanov Yu., Vashakidze Yu.* Origin of the irreversible microwave absorption versus the state of vortex matter in Bi₂Sr₂CaCu₂O_x single crystals // *Physica C.* – 2003. – V. 385, No 3. – P. 383–392.
10. *Минкин А.В., Царевский С.Л.* Форма линии магнитного резонанса в анизотропных сверхпроводниках с нерегулярной вихревой решеткой // *ФММ.* – 2006. – Т. 101, № 1. – С. 5–10.
11. *Кочелав Б.И., Хусаинов М.Г.* Форма линии ЭПР в сверхпроводнике второго рода // *ЖЭТФ.* – 1981. – Т. 80. – С. 1480–1487.
12. *Ravkin B., Pozek P., Dulcic A.* EPR detection of the flux distribution in ceramic high-T_c superconductors // *Solid State Commun.* – 1989. – V. 72. – P. 199–201.
13. *Khasanov R.I., Vashakidze Yu.M., Talanov Yu. I.* ESR investigation of the superconducting critical state in YBaCuO single crystals // *Physica C.* – 1993. – V. 218. – P. 51–58.

-
14. *Maniwa Y., Mituhashi T., Muzoguchi K. et al.* The magnetic field at the surface of high-Tc superconducting oxides by nuclear magnetic resonance // *Physica C.* – 1991. – V. 175. – P. 401–406.

Поступила в редакцию
03.02.06

Минкин Александр Владимирович – младший научный сотрудник кафедры теоретической физики Казанского государственного университета.

E-mail: *Alexander.Minkin@ksu.ru*

Царевский Сергей Леонидович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики Казанского государственного университета.

E-mail: *Sergey.Tsarevskii@ksu.ru*