

Гармоники намагниченности текстурированных поликристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ выше температуры перехода в сверхпроводящее состояние

© Н.Д. Кузьмичев, В.В. Славкин*

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,
430000 Саранск, Россия

* Саранский кооперативный институт (Филиал Российского университета кооперации),
430027 Саранск, Россия

E-mail: kuzmichevnd@rambler.ru

(Поступила в Редакцию 3 октября 2006 г.
В окончательной редакции 7 февраля 2007 г.)

Выполнены экспериментальные исследования температурной зависимости третьей и других высших гармоник намагниченности текстурированных поликристаллических образцов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в температурной области 77–120 К. Обнаружено, что нелинейность намагниченности $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ наблюдается до температур, значительно превосходящих температуру перехода в сверхпроводящее состояние. Наблюдаемая нелинейность намагниченности $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ связывается с возникновением в этом соединении псевдощелевого состояния при $T \sim 102$ К.

Работа выполнена при поддержке Рузаевского института машиностроения Мордовского госуниверситета им. Н.П. Огарева.

PACS: 74.70.-b, 74.25.Na, 05.45.-a

1. Введение

В настоящее время активно обсуждается псевдощелевая структура высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [1–6]. В различных экспериментах наблюдаются особенности физических свойств ВТСП, которые связываются с существованием псевдощели выше температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c [7]. В соединении $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) псевдощель ранее наблюдалась в измерениях оптической проводимости [8], в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов [9], методами ЯМР и ЯКР [10], по отклонению температурной зависимости сопротивления от линейной зависимости [11–13].

2. Образцы и методика эксперимента

Нами проведены экспериментальные исследования температурной зависимости первой, третьей и других высших гармоник намагниченности текстурированного поликристалла YBCO в интервале температур $77 < T < 120$ К. Экспериментальные данные в работе приведены в основном для третьей гармоники.

Сверхпроводящие образцы имели форму пластин. Они были вырезаны из плавленной текстурированной заготовки поликристалла так, что ось c направлена перпендикулярно плоскости пластины. Заготовки синтезировались с помощью затравки, которая устанавливалась сверху при высокой температуре. Выбор совершенного монодоменного участка поликристалла осуществлялся при помощи оптического микроскопа в поляризованном свете и при помощи картографии замороженного магнитного потока.

Монодоменный участок вырезался алмазной фрезой. Образцы имели размеры $16 \times 13 \times 8$ мм (образец № 1), $14 \times 10 \times 2$ мм (образец № 2) и $16 \times 8 \times 2.5$ мм (образец № 3); $T_c = 88\text{--}89$ К и ширину перехода в сверхпроводящее состояние $\Delta K \approx 1$ К. Плотность образцов составляла ≈ 6 г/см³. Для дополнительной аттестации были выполнены измерения температурных зависимостей сопротивления и магнитной восприимчивости исследуемых образцов. На рис. 1 показаны результаты измерения температурной зависимости сопротивления $R(T)$ текстурированного поликристалла YBCO (образец № 1) на переменном токе ($f = 1$ kHz, $I = 125$ mA), полученные четырехзондовым методом. На этом же рисунке приведена температурная зависимость первой гармоники $\varepsilon_1(T)$ (ε_1 пропорциональна магнитной восприимчивости образца) для $h = 1$ Ое и $f = 60$ Hz. Аналогичные результаты получены и для других образцов.

В работе использовался двухкатушечный компенсационный метод измерения намагниченности [14–16]. Синусоидальный сигнал частотой ω с генератора (коэффициент гармоник 0.005%) подавался на входную (первичную) катушку. Внутри ее были расположены две одинаковые встречно намотанные выходные (вторичные) катушки индуктивности, в одной из которых находился образец. Сигнал отклика $\varepsilon(t)$ с выходных катушек подавался на вход селективного вольтметра. Величина сигнала отклика $\varepsilon(t)$, т.е. ЭДС, возникающая во вторичных катушках, выражается формулой [15]

$$\varepsilon(t) = -\mu_0 NS \frac{dM}{dt}. \quad (1)$$

Здесь $M = \frac{1}{V} \int V M dS dz$ — намагниченность образца; $S = S \cdot n$; S — сечение образца; n — единичный век-

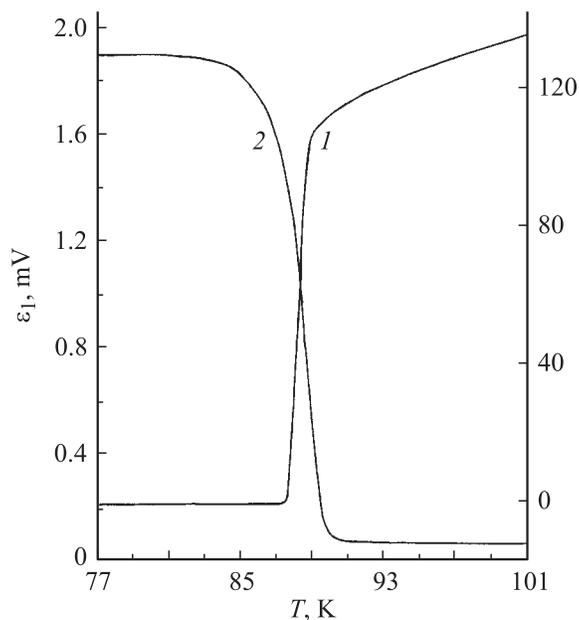


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления $R(T)$ текстурированного поликристалла YBCO (образец № 1) на переменном токе ($f = 1$ kHz) 125 мА, полученная четырехзондовым методом (1) и температурная зависимость первой гармоники $\varepsilon_1(T)$ (образец № 1) для $h = 1$ Ое и $f = 60$ Hz (2).

тор, направленный перпендикулярно плоскости сечения образца по оси z ; \mathbf{M} — вектор намагниченности образца; N — число витков приемной катушки; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Н/м — магнитная постоянная и V — объем образца.

Исследовались гармоники ε_n сигнала отклика ε , возникающего на вторичных катушках с поликристаллов YBCO при воздействии на него переменного магнитного поля первичной катушки ($H(t) = h \cdot \cos(\omega t)$, где h — амплитуда напряженности переменного поля, $\omega = 2\pi f$ — циклическая частота поля).

Величины ε_n пропорциональны амплитудам гармоник намагниченности M_n ($\varepsilon_n = \mu_0 N S n \omega M_n / \sqrt{2}$) [17]:

$$M_n = 2 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{m!(m+n)!} \left(\frac{h}{2}\right)^{2m+n} \frac{d^{2m+n} M(0)}{dH^{2m+n}}. \quad (2)$$

Здесь n — номер гармоники; ε_n — напряжение n -й гармоники; $d^{2m+n} M(0)/dH^{2m+n}$ — производная по H (напряженности магнитного поля) от намагниченности $M(H)$ порядка $2m+n$, вычисленная для $H = 0$. Формула (2) справедлива в отсутствие гистерезиса в $M(H)$.

Система, состоящая из катушек с образцом и платиновым термометром, помещалась в массивную медную „бомбу“. Измерения проводились в парах азота в режиме отогрева (в температурном интервале $78 \leq T \leq 120$ К). Скорость изменения температуры была меньше 0.2 К/мин. Измерения проводились в нулевом постоянном поле. Переменное магнитное поле имело частоту $f = 60$ Hz и амплитуду h в ин-

тервале от 0 до 100 Ое. В экспериментах по исследованию температурных зависимостей высших гармоник измерялся модуль ЭДС ε_n этих гармоник, равный $\varepsilon_n = [(\varepsilon_n')^2 + (\varepsilon_n'')^2]^{1/2}$ ($n = 1, 3, 5, \dots$). Отношение сигнал/шум ≈ 3 .

3. Результаты эксперимента

Полученные экспериментальные данные приведены на рис. 2. Здесь показана температурная зависимость ЭДС третьей гармоники ε_3 образца № 1 в переменном магнитном поле при $h = 91$ Ое и $f = 60$ Hz. Из рисунка видно, что зависимость $\varepsilon_3(T)$ выше температуры T_c в интервале от 92 до 102 К отлична от нуля и имеет особенность. Специально введенная малая раскомпенсация выходного сигнала показала, что нелинейность носит диамагнитный характер (рис. 2). Амплитуда третьей гармоники ниже T_c существенно превышает амплитуду этой же гармоники в „псевдощелевой“ области температур. Так, отношение амплитуд третьей гармоники при температурах 78 и 94 К $\varepsilon_3(78 \text{ К})/\varepsilon_3(94 \text{ К}) \approx 160$. Отметим, что для образца № 3 это отношение ≈ 20 при температурах 84 и 97 К.

Аналогичные результаты наблюдались и на других текстурированных поликристаллах, предварительные данные о которых опубликованы впервые в работе [18], а затем в [19]. Всего с учетом данных настоящей работы исследовалось пять текстурированных поликристаллов.

Таким образом, нелинейность намагниченности исследуемых текстурированных поликристаллов YBCO наблюдается до температур $T \approx 102$ К. В этой области температур наблюдаются также и следующие нечетные гармоники с уменьшающейся амплитудой.

Исследования, выполненные на керамическом (нетекстурированном) образце YBCO, имеющем $T_c \approx 92$ К и $\rho \approx 4.2$ г/см², показали отсутствие указанной нелинейности выше T_c в пределах ошибки измерений.

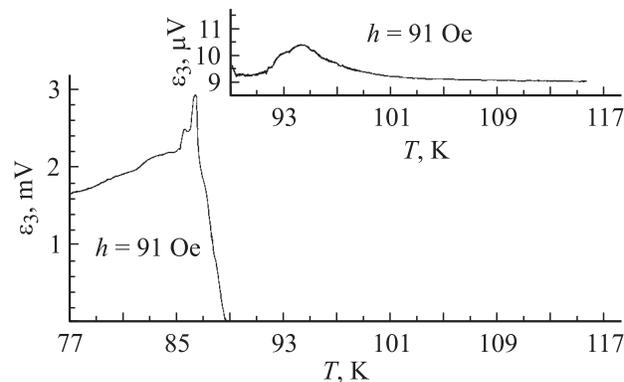


Рис. 2. Температурная зависимость третьей гармоники ЭДС ε_3 образца № 1 в переменном магнитном поле для $h = 91$ Ое и $f = 60$ Hz.

4. Обсуждение полученных результатов

Из сравнения рис. 1 и 2 видно, что нелинейность намагнитченности выше T_c наблюдается в области отклонения сопротивления от линейной температурной зависимости.

В рамках существующих моделей магнитных свойств ВТСП полученные результаты объяснить затруднительно. По нашему мнению, эти данные объясняются псевдощелевой структурой ВТСП, которая может приводить к нелинейности намагнитченности. В этом случае температура возникновения псевдощели T^* в наших образцах YBCO составляет примерно 102 К (так как выше 102 К нелинейность не наблюдается в пределах ошибки измерений). Полученное значение T^* хорошо согласуется с данными [11,12]. Авторы работы [11] наблюдали резкий спад сопротивления (отклонение от линейного хода) в образце керамики YBaCuO при $T = 102$ К. Какие-либо литературные данные об исследовании гармоник намагнитченности выше T_c высококачественных массивных образцов YBCO нам неизвестны.

Существует два основных подхода к вопросу о происхождении псевдощели [5–7]: 1) псевдощель имеет сверхпроводящую природу, т.е. ее источником являются флуктуации „сверхпроводящих“ пар (возникает „сверхпроводящая“ псевдощель); 2) ее источником являются флуктуации ближнего порядка „диэлектрического“ типа (т.е. возникает „диэлектрическая“ псевдощель).

Однозначного ответа на этот вопрос пока нет. Рассматривались также модели, в которых в кристалле ВТСП по разным направлениям импульсного пространства возникают обе псевдощели — и „диэлектрическая“, и „сверхпроводящая“ [5].

В первом подходе считается, что при некоторой температуре $T^* > T_c$ образуются некогерентные „сверхпроводящие“ пары, а когерентность в объеме образца и соответственно „настоящее“ сверхпроводящее состояние устанавливаются при T_c . Намагнитченность будет нелинейной вследствие влияния магнитного поля на фазовую когерентность таких пар. В этом случае наличие „сверхпроводящих“ пар при $T_c < T < T^*$ должно отражаться на температурной зависимости намагнитченности образца. В псевдощелевой области, согласно работе [20], наблюдаются диамагнитные флуктуации и аномально большой эффект Нерста [21,22], который может быть связан с возбуждениями в виде вихрей при температурах $T > T_c$ [6,22,23]. Вихревые элементарные возбуждения приводят к потере фазовой когерентности. В отсутствие фазовой когерентности выше T_c циркулярные орбитальные токи могут приводить, согласно [24], к значительному диамагнитизму (нелинейному эффекту Мейснера) [20].

Рассмотрим данную концепцию более подробно. Согласно [23,25], куперовские пары при кулоновском отталкивании образуются с большим импульсом. Это возможно при отсутствии транспортного тока в том

случае, если куперовские пары будут сгруппированы в систему вихрей (орбитальных токов) с противоположными циркуляциями. Внешнее магнитное поле влияет на такую систему нелинейным образом. Проникающее в образец внешнее магнитное поле, согласно закону электромагнитной индукции, будет создавать в образце экранирующие токи. Незатухающими будут токи, созданные куперовскими парами. Это явление подобно эффекту Мейснера [26,27] или явлению критического состояния (например, по модели Бина) [26,28–30]. Экранирующий эффект является диамагнитным. Экранирующий ток в обоих случаях создается теми же куперовскими парами, которые образуют вихри (орбитальные токи). Другими словами, как будто внешнее магнитное поле „перекачивает“ куперовские пары из системы вихрей в экранирующий ток, и в результате при обоих типах экранировки эффект будет нелинейным. Например, с ростом поля увеличиваются экранирующий ток и соответственно количество куперовских пар, участвующих в образовании данного тока. Аналогичное явление для экранирующего тока в модели критического состояния рассмотрено в работах [29,30]. Глубина проникновения поля λ будет зависеть от напряженности поля H и в результате будет наблюдаться нелинейный эффект Мейснера. Действительно, экранирующий ток, образованный куперовскими парами, имеет вид [26,27] $j_s = \frac{H}{\lambda} e^{-\frac{x}{\lambda}}$, где H — напряженность внешнего поля, а x — координата, направленная в глубь сверхпроводника. Рассмотрим цилиндрический образец радиуса R , находящийся в псевдощелевом состоянии при $T > T_c$. Глубина проникновения λ будет много больше R , так как пары не образуют когерентного состояния. Поэтому в первом приближении можно считать, что $j_s = \frac{H}{\lambda}$. В таком случае намагнитченность цилиндра будет определяться по формуле

$$M(H) = -\frac{RH}{3\lambda} = -\frac{RH}{3} \sqrt{\frac{\mu_0 e^2}{m}} n_s(H). \quad (3)$$

Здесь μ_0 — магнитная постоянная, e — заряд и m — эффективная масса носителей сверхтока, $n_s(H)$ — концентрация пар, принимающих участие в образовании экранирующего сверхтока.

Если предположить величину $n_s(H)$ пропорциональной энергии магнитного поля $n_s \propto H^2$, то в силу нечетной симметрии из (3) следует, что намагнитченность образца ($M(H) = -M(-H)$) будет равна

$$M(H) = -\frac{\chi}{H^*} H|H|. \quad (4)$$

Здесь χ — восприимчивость, а H^* — характерное поле образца. Выражение (4) имеет при $H = 0$ особенность, и к нему нельзя применить формулу (2). Амплитуда третьей гармоники намагнитченности для $M(H)$, определенной формулой (4), представляется интегралом

$$M_3(h) = \frac{\chi h^2}{\pi H^*} \int_0^{2\pi} \cos(\omega t) |\cos(\omega t)| \cos(3\omega t) d(\omega t)$$

и равна

$$M_3(h) = \frac{8}{15\pi} \frac{\chi h^2}{H^*} \approx 0.17 \frac{\chi h^2}{H^*}.$$

Здесь величина h , как и в формуле (2), является амплитудой напряженности переменного магнитного поля. ЭДС третьей гармоники равна

$$\varepsilon_3(h) = \frac{8}{5\pi} \mu_0 N S \omega \frac{\chi h^2}{H^*}. \quad (5)$$

Оценка величины $\frac{\chi}{H^*}$ (см. рис. 2 и формулу (4)) дает значение $\sim 4 \cdot 10^{-10}$ м/А.

Диамангнитный отклик орбитальных токов с противоположными циркуляциями будет, по-видимому, линейным и аналогичным хорошо известному орбитальному диамагнетизму [31].

В случае другой зависимости $n_s(H)$ (см. (3)) или вообще другого механизма нелинейности, когда $M(H)$ при $H = 0$ имеет производные, ее ряд будет содержать нечетные степени напряженности поля H

$$M(H) = \chi_0 H + \chi_1 H^3 + \chi_2 H^5 + \dots$$

Наибольшим нелинейным членом в данной формуле является второй член $\chi_1 H^3$. Следуя формуле (2), в ЭДС сигнала отклика будут наблюдаться высшие гармоники. Наибольшей по амплитуде будет третья:

$$\varepsilon_3 \approx \frac{1}{8} \mu_0 N S \omega h^3 \left(\frac{d^3 M}{dH^3} \right)_{H=0} = \frac{3}{4} \mu_0 N S \omega h^3 \chi_1. \quad (6)$$

Оценка (см. рис. 2 и формулу (6)) приводит к значению $\chi_1 \sim 3.5 \cdot 10^{-14}$ м²/А².

Таким образом, согласно первой концепции („сверхпроводящей“ псевдощели) и формулам (5) или (6), в эксперименте должны наблюдаться гармоники намагниченности и соответственно высшие гармоники в сигнале отклика образца в области $T < T^*$.

Во втором подходе [7] „диэлектрическая“ псевдощель в таких ВТСП-соединениях, как YBCO, возникает из-за антиферромагнитных флуктуаций. По-видимому, это должно приводить к значительно преобладающей линейной намагниченности при температурах $T < T^*$ аналогично орбитальному диамагнетизму [31], так как магнитное поле, используемое в эксперименте, является малым и слабо влияет на указанные флуктуации.

Другим механизмом нелинейности намагниченности ВТСП выше T_c может быть нелинейный магнитный отклик незатухающих на длине свободного пробега носителей заряда персистентных токов [32–34].

Для окончательного выяснения природы псевдощели в ВТСП-соединениях необходимо проводить дополнительные эксперименты.

Диамангнетизм мелкодисперсных областей локализованной сверхпроводимости, выше T_c имеющих форму непересекающихся протяженных кластеров, как показали оценки работы [35], весьма мал по сравнению с идеальным диамагнетизмом ($\sim 10^{-6}$). Экспериментальная точность наших измерений имеет порядок 10^{-2} . Этот факт указывает на то, что данная модель не может объяснить наши эксперименты.

5. Заключение

Таким образом, состояние ВТСП-систем при $T_c < T < T^*$ является необычным нормальным состоянием, состоянием с псевдощелью. И фазовый переход из сверхпроводящего в такое „нормальное“ состояние не является переходом типа БКШ. Поэтому более детальные исследования фазового перехода этого состояния выше T_c методом гармоник намагниченности позволяет получить новые данные о природе как самого перехода, так и псевдощелевого состояния ВТСП.

Нами предложен новый метод определения температуры возникновения псевдощели T^* в ВТСП-соединениях, основанный на измерении гармоник намагниченности.

Авторы выражают благодарность А.В. Калинову и В.В. Александрову (Всероссийский электротехнический институт) за предоставление образцов и А.И. Головашкину (ФИ РАН им. П.Н. Лебедева) за обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] H. Ding, T. Yokoya, J.C. Campuzano, T. Takahashi, M. Randeria, M.R. Norman, T. Mochiku, K. Kadowaki, J. Giapintzakis. *Nature* **382**, 51 (1996).
- [2] T. Timusk, B. Statt. *Rep. Prog. Phys.* **42**, 61 (1999).
- [3] J.L. Tallon, J.W. Loram. *Physica C: Supercond.* **349**, 53 (2001).
- [4] M.R. Norman, C. Pepin. *Rep. Prog. Phys.* **66**, 1547 (2003).
- [5] Н.В. Аншукова, А.И. Головашкин, Л.И. Иванова, А.П. Рузаков. *ЖЭТФ* **123**, 1188 (2003).
- [6] В.И. Белявский, Ю.В. Копаев. *УФН* **174**, 457 (2004).
- [7] М.В. Садовский. *УФН* **171**, 539 (2001).
- [8] C.C. Homes, T. Timusk, R. Liang, D.A. Bonn, W.N. Hardy. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1645 (1993).
- [9] J. Rossat-Mignod, L.P. Regnault, P. Bourges, C. Vettier, P. Burllet, J.Y. Henry. *Physica B: Cond. Mater.* **186–188**, 1 (1993).
- [10] W.W. Warren, R.E. Walstedt, G.F. Brennert, R.J. Cava, R. Tyccko, R.F. Bell, G. Dabbagh. *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1193 (1989).
- [11] А.И. Головашкин, О.М. Иваненко, К.В. Мицен, Н.Е. Храменков. *Препринт ФИАН № 298* (1987).
- [12] T. Ito, K. Takenaka, S. Uchida. *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3995 (1993).
- [13] Д.Д. Прокофьев, М.П. Волков, Ю.А. Бойков. *ФТТ* **45**, 1168 (2003).
- [14] А.И. Головашкин, Н.Д. Кузьмичев, И.С. Левченко, Г.П. Мотулевич, В.В. Славкин. *ФТТ* **31**, 233 (1989).
- [15] А.И. Головашкин, Н.Д. Кузьмичев, И.С. Левченко, Г.П. Мотулевич, В.В. Славкин. *ФТТ* **32**, 1374 (1990).
- [16] Н.Д. Кузьмичев, В.В. Славкин. *Деп. в ВИНТИ, рег. № 4832* (1991).
- [17] Н.Д. Кузьмичев. *ЖТФ* **64**, 63 (1994).
- [18] Н.Д. Кузьмичев, В.В. Славкин. *Сб. тр. Четвертой Межрегион. молодежной науч. школы „Материалы нано-, микро- и оптоэлектроники: физические свойства и применение“*. Саранск (2005). С. 111.

- [19] Н.Д. Кузьмичев, В.В. Славкин, А.И. Головашкин, Науч. сессия МИФИ-2006. Сб. науч. тр. **4**, 124 (2006).
- [20] Y. Wang, Lu Li, M.J. Naughton, G.D. Gu, S. Uchida, N.P. Ong. Phys. Rev. Lett. **95**, 247002 (2005).
- [21] Z.A. Xu, N.P. Ong, Y. Wang, T. Kukashita, S. Uchida. Nature **406**, 486 (2000).
- [22] Y. Wang, S. Ono, N. Onse, G. Gu, Y. Ando, Y. Tokura, S. Uchida, N.P. Ong. Science **299**, 86 (2003).
- [23] В.И. Белявский, Ю.В. Копаев. УФН **176**, 457 (2006).
- [24] В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, М.Ю. Смирнов. ЖЭТФ **128**, 525 (2005).
- [25] В.И. Белявский, Ю.В. Копаев. ЖЭТФ **127**, 45 (2005).
- [26] В.В. Шмидт. Введение в физику сверхпроводников. МЦНМО, М. (2000). 398 с.
- [27] П. Де Жен. Сверхпроводимость металлов и сплавов. Мир, М. (1968). 280 с.
- [28] C.P. Bean. Phys. Rev. Lett. **8**, 250 (1962).
- [29] Н.Д. Кузьмичев. ФТТ **43**, 1934 (2001).
- [30] Н.Д. Кузьмичев. Письма в ЖЭТФ **74**, 291 (2001).
- [31] С.Г. Калашников. Электричество. Наука, М. (1979). 668 с.
- [32] А.И. Головашкин, А.Н. Жерихин, Л.Н. Жерихина, Г.В. Кулешова, А.М. Цховребов. ЖЭТФ **126**, 415 (2004).
- [33] R. Landauer, M. Büttiker. Phys. Rev. Lett. **54**, 2049 (1985).
- [34] А.И. Головашкин, А.М. Цховребов, Н.Д. Кузьмичев, В.В. Славкин. Сб. тр. Второй Междунар. конф. ФПС-06. ФИАН, М. (2006). С. 170.
- [35] А.В. Митин, Г.М. Кузьмичева, В.В. Мурашов, Е.П. Хлыбов. ЖЭТФ **107**, 1943 (1995).