

ФОРМА ЛИНИИ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В СВЕРХПРОВОДНИКАХ ВТОРОГО РОДА С УЧЕТОМ СКИН-ЭФФЕКТА

© Б.И.Кочелаев, Ю.Н.Прошин, С.Л.Царевский

Казанский государственный университет,
420008 Казань, Россия
(Поступила в Редакцию 10 марта 1996 г.)

Построена форма линии ЯМР в сверхпроводниках второго рода с учетом изменения неоднородности магнитного поля вихревой решетки вблизи поверхности сверхпроводника. Показано, что учет этих изменений значительно меняет параметры линии ЯМР, что может существенно изменить выводы относительно типа вихревой решетки и параметров сверхпроводника, которые обычно извлекают из анализа формы линии ЯМР.

1. Метод ядерного магнитного резонанса (ЯМР) в настоящее время широко используется для исследования свойств сверхпроводников второго рода, в том числе и высокотемпературных. Для надежной интерпретации формы линии наряду с однородной шириной, определяемой динамикой взаимодействия спиновой системы ядер с электронами проводимости и между собой, необходимо учитывать неоднородность локального магнитного поля $h(\mathbf{r})$ в сверхпроводнике, т.е. неоднородную ширину линии ЯМР. Кроме того, при анализе формы линии магнитного резонанса в металлах необходимо учитывать то, что электромагнитное СВЧ-поле, проникая в металл, изменяется как по амплитуде, так и по фазе на глубине скин-слоя. В результате в отличие от диэлектриков, в которых поглощаемая микроволновая мощность P пропорциональна мнимой части СВЧ-восприимчивости χ'' , в металлах P оказывается пропорциональной сумме χ' и χ'' (χ' — действительная часть восприимчивости). В нормальных металлах изменение амплитуды и фазы переменного поля происходит на одинаковой глубине образца, так что χ' и χ'' входят в выражение для P с одинаковым весом, и форма линии становится асимметричной [1]. Так, например, параметр асимметрии линии — отношение низкочастотного пика к высокочастотному в производной энергии поглощения по магнитному полю (отношение A/B) — оказывается равным 2.55 в нормальных металлах для лоренцевской линии. В сверхпроводниках второго рода вследствие экранирования сверхпроводящими токами переменное поле проникает на глубину $\sim \lambda$ (λ — глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник), уменьшаясь по амплитуде, однако фаза переменного поля изменяется на значительно большей глубине [2]. В

результате, как показано в [3], в типичном для ЯМР в сверхпроводниках второго рода случае, когда однородное уширение Δ много меньше разброса локальных полей, поглощаемая мощность снова оказывается пропорциональной χ'' , и асимметрия линии ЯМР определяется в основном особенностями распределения локального магнитного поля. В сверхпроводниках второго рода во внешнем однородном магнитном поле H ($H_{c1} < H < H_{c2}$, H_{c1} , H_{c2} — первое и второе критические поля) локальное магнитное поле $h(\mathbf{r})$ проникает в сверхпроводник в виде квантованных вихрей Абрикосова, становится резко неоднородным и имеет ближний порядок в общем случае анизотропной вихревой решетки, период которой определяется величиной \tilde{H} . При исследовании вихревой решетки методом ЯМР обычно используют распределение магнитного поля, которое образуется в толще массивного сверхпроводника, полагая, что неоднородность $h(\mathbf{r})$ одинакова как в глубине сверхпроводника, так и на его поверхности. Однако, как показано в недавних работах [4,5], пространственное распределение магнитного поля в сверхпроводнике вблизи его поверхности существенно отличается от распределения $h(\mathbf{r})$ в глубине сверхпроводника (в приповерхностной области сверхпроводника появляются, в частности, поперечные компоненты $h(\mathbf{r})$). Эти изменения происходят в узкой приповерхностной области сверхпроводника на глубине $\sim a$ (a — период вихревой решетки), так что для корректного расчета формы линии ЯМР необходимо одновременно учитывать изменения и $h(\mathbf{r})$, и переменного магнитного поля в приповерхностной области сверхпроводника. В данной работе приведены результаты численного расчета формы линии ЯМР с учетом поверхностных эффектов и показано, что форма линии ЯМР существенно изменяется по сравнению с традиционно рассчитываемой без учета реального изменения неоднородности магнитного поля вблизи поверхности сверхпроводника (так, отношение A/B линии ЯМР становится в 2.5 раза больше).

2. Высокотемпературные сверхпроводники проявляют сильно анизотропные свойства, причем анизотропия в плоскости по направлениям a и b относительно невелика. Рассмотрим анизотропный сверхпроводник, занимающий полупространство $z < 0$ во внешнем магнитном поле, направленном по оси z : $\mathbf{H}(0, 0, H)$. Положим также, что ось z параллельна оси c сверхпроводника. Поле $h(\mathbf{r})$ имеет периодичность вихревой решетки в плоскости xy , так что его можно представить в виде ряда Фурье по обратным векторам решетки \mathbf{G} . В [4] на основе решения уравнений Лондонов с использованием соответствующих граничных условий получены аналитические выражения для фурье-компонент локального магнитного поля как функции z — $h_{\mathbf{G}}(z)$. Карту магнитного поля $h(\mathbf{r})$ в сечениях $z = \text{const}$ можно восстановить, суммируя ряд Фурье с использованием значений $h_{\mathbf{G}}(z)$. Следующий шаг вычислений — определение функции распределения $\rho(h, z)$ локального магнитного поля $h = |h|$ в элементарной ячейке вихревой решетки для тонкого по сравнению с λ слоя, отстоящего на расстояние z от поверхности сверхпроводника. Для анализа формы линии нам потребовались достаточно подробные карты распределения магнитного поля для различных расстояний до поверхности z . Это определяется как числом точек, на которые разбивается элементарная ячейка вихревой решетки и в которых вычисляется $h(\mathbf{r})$ (мы использовали 512×512 точек), так и числом таких карт в зависимости от h (у нас их 100). Фор-

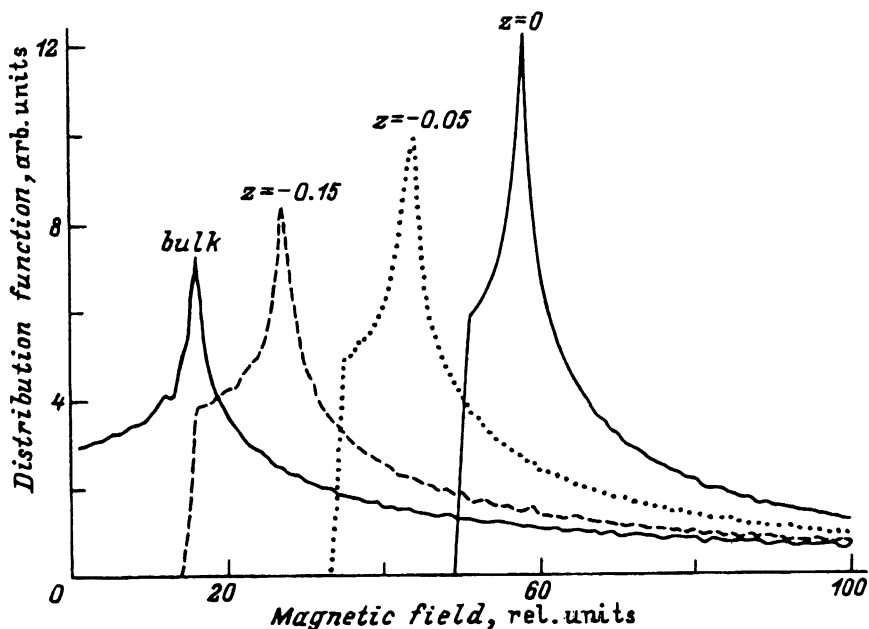


Рис. 1. Функция распределения $\rho(h, z)$ локального магнитного поля $h = |h|$ в элементарной ячейке вихревой решетки в глубине сверхпроводника (в произвольных единицах).

Режиму «bulk» соответствует $z = -5.0$. По оси абсцисс отложены значения поля в единицах $100(h - h_{\min})/(H - h_{\min})$.

ма линии ЯМР определялась подсчетом относительного числа точек в плоскости xy , для которых величина поля лежит в пределах от h до $h + dh$ ($dh = (H - h_{\min})/100$, где $H = 2$ — внешнее поле; значение минимального поля в сверхпроводнике $h_{\min} = 1.8767$ определялось на глубине $z = -5.0$ (режим «bulk»)). Здесь и далее используются безразмерные единицы: расстояние измеряется в единицах λ , а магнитное поле — в единицах Φ_0/λ^2 , где Φ_0 — квант магнитного потока. На рис. 1 представлены в качестве иллюстрации функции $\rho(h, z)$ для некоторых значений z . Функции $\rho(h, z)$ вычислены для сверхпроводника 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). $\Gamma = 25$ отражает анизотропию высокотемпературного сверхпроводника Y-Ba-Cu-O с $T_c = 90$ К. Распределение локального магнитного поля $\rho(h, z)$ вычислялось с шагом $\Delta z = 0.05$ от поверхности до $z = -0.7$, далее шаг увеличивался, поскольку, как видно из рис. 1, функция $\rho(h, z)$ существенно меняется по мере удаления от поверхности сверхпроводника и на глубине порядка $\lambda/2$ приближается к распределению магнитного поля в неограниченном сверхпроводнике (кривая «bulk»), практически не меняясь в интервале от $z \leq -0.5$ до $z = -5.0$.

3. Вычислим мощность переменного магнитного поля, поглощаемую резонирующими ядерными спинами, расположенными в узком слое z , $z + dz$. Ясно, что она будет пропорциональна $\exp(2z/\delta)\rho(h, z)dz$. Экспоненциальный множитель учитывает, что амплитуда переменного магнитного поля экспоненциально убывает по мере удаления от поверхно-

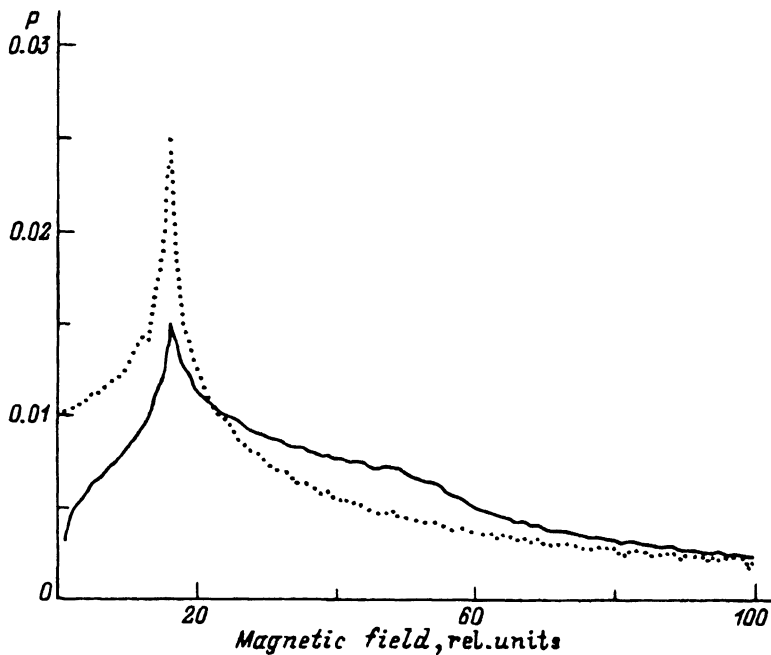


Рис. 2. Зависимость энергии поглощения от магнитного поля. Пунктирная линия соответствует режиму «bulk» без учета поверхностных эффектов. Сплошная линия проведена с учетом поверхностных эффектов ($\delta = 1$, $\Delta = 1$). Обозначения оси абсцисс соответствуют рис. 1.

сти сверхпроводника, величина δ равна глубине проникновения переменного магнитного поля частоты ω в сверхпроводник. Будем считать в дальнейшем, что поглощенная мощность переменного поля пропорциональна χ'' [3] и однородное уширение описывается лоренцевской линией с шириной Δ . Поглощаемая всеми резонирующими спинами мощность переменного поля как функция внешнего однородного магнитного поля H будет определяться сверткой однородно уширенной линии с функцией распределения локальных полей в элементарной ячейке вихревой решетки в слое от z до $z + dz$ с последующим интегрированием по слоям

$$P(H) = C \int_{-\infty}^{\infty} dh \frac{\Delta}{\Delta^2 + (H - h)^2} \int_0^{-\infty} dz \rho(h, z) \exp(2z/\delta). \quad (1)$$

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

На рис. 2 представлена рассчитанная с использованием формулы (1) линия ЯМР (энергия поглощения $P(H)$) для анизотропного сверхпроводника с параметрами $\Gamma = 25$, $\Delta = 1$, $\delta = 1$. Для сравнения пунктирной линией представлена линия ЯМР сверхпроводника с теми же параметрами, но без учета изменения неоднородного поля по мере удаления от поверхности сверхпроводника, т. е. когда $\rho(h, z) = \rho(h, -\infty)$. Учет поверхностных эффектов существенно изменяет форму линии ЯМР. Это особенно хорошо видно по форме линии производной энергии поглощения по магнитному полю dP/dH .

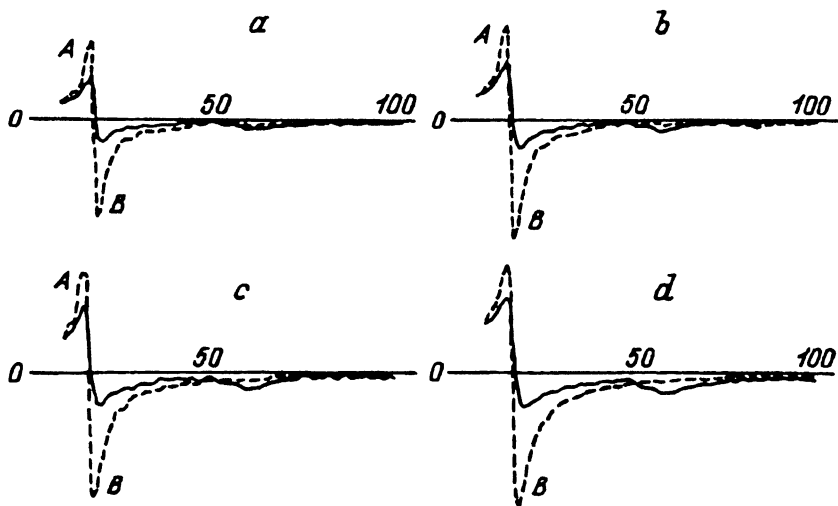


Рис. 3. Кривая dP/dH .

Горизонтальная линия отвечает значению $dP/dH = 0$, обозначения на ней соответствуют рис. 1. Штриховая линия соответствует режиму «bulk». Сплошная линия проведена с учетом поверхностных эффектов ($\delta = 1$, режим «skin»). Δ : a — 0.75, b — 1, c — 1.25, d — 1.75. a) «bulk» — $A/B = 0.8116$, $PtoP = 2$, «skin» — $A/B = 1.995$, $PtoP = 3$, b) «bulk» — $A/B = 0.7977$, $PtoP = 2$, «skin» — $A/B = 2.012$, $PtoP = 3$, c) «bulk» — $A/B = 0.7915$, $PtoP = 3$, «skin» — $A/B = 2.004$, $PtoP = 4$, d) «bulk» — $A/B = 0.803$, $PtoP = 4$, «skin» — $A/B = 2.032$, $PtoP = 5$.

На рис. 3 представлены кривые dP/dH для различных значений Δ с учетом и без учета изменения локального поля вблизи поверхности сверхпроводника. Для всех кривых характерно, что параметр асимметрии линии ЯМР A/B возрастает примерно в 2.5 раза, если учитывать изменение неоднородности магнитного поля вблизи поверхности сверхпроводника. Причем параметр A/B и ширина линии ЯМР (расстояние между пиками, параметр $PtoP$ на рис. 3) увеличиваются вместе с ростом параметра Δ , описывающего однородное уширение. Чем больше Δ , тем отчетливее виден на графиках (рис. 3) дополнительный высокополевой широкий пик, соответствующий поглощению энергии магнитного поля вблизи поверхности (см. рис. 1 при $-0.05 \leq z \leq 0.0$ и рис. 2).

Столь значительные изменения формы линии ЯМР могут существенно изменять выводы относительно типа вихревой решетки и параметров сверхпроводника, которые извлекают из анализа формы линии ЯМР [6]. Приведенный расчет показывает необходимость знания распределения магнитного поля $h(\mathbf{r})$ вблизи поверхности сверхпроводника для интерпретации параметров линии ЯМР, т. е. метод ЯМР оказывается весьма чувствительным к особенностям распределения магнитного поля сверхпроводников второго рода. Как показывают предварительные расчеты $\rho(h, z)$ [4], неоднородность распределения магнитного поля заметно меняется при изменении ориентации внешнего поля \mathbf{H} относительно кристаллографических осей и поверхности анизотропного сверхпроводника, так что параметры линии ЯМР могут изменяться в заметных пределах (от линии, характерной для диэлектриков, до линии, характерной для нормальных металлов).

Работа выполнена при поддержке Международного научного фонда (грант RN6000, RN6300).

Список литературы

- [1] N. Bloembergen. *J. Appl. Phys.* **23**, 1383 (1952).
- [2] Л.П. Горьков, Г.М. Элиашберг. *ЖЭТФ* **54**, 612 (1968).
- [3] Б.И. Кочелаев, М.Г. Хусаинов. *ЖЭТФ* **80**, 1480 (1983).
- [4] Б.И. Кочелаев, Е.П. Шарин. *СФХТ* **5**, 1982 (1992).
- [5] O. Fritz, M. Wülfer, H.J. Hug, H. Thomas, H. Güntherodt. *Phys. Rev.* **B 47**, 384 (1993).
- [6] D. MacLaughlin. *Solid State Phys.* **31**, 1 (1976).