

# Влияние вращения внешнего магнитного поля на распределение внутреннего потока в сверхпроводящей керамике: эксперименты с поляризованными нейтронами

© В.Н. Забенкин, А.Л. Аксельрод, Г.П. Гордеев, И.М. Лазебник

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН,  
Гатчина, Ленинградская обл., Россия

E-mail: zabenkin@pnpi.spb.ru

При помощи поляризованных нейтронов исследовано поведение магнитного потока в керамическом высокотемпературном сверхпроводнике при повороте внешнего поля на заданный угол. Обсуждаются две модели проникновения слабого магнитного поля в гранулярный сверхпроводник. На основе полученных картин распределений угла поворота и величины магнитного поля внутри образца делается выбор в пользу одной из них.

Согласно концепции критического состояния, в сверхпроводниках с пиннингом (т.е. в жестких сверхпроводниках второго рода), находящихся во внешнем магнитном поле, устанавливается такое распределение внутреннего поля  $\mathbf{B}$ , что в каждой его точке плотность тока не превышает некоторого критического значения  $J_C$ , и направление этого тока перпендикулярно полю  $\mathbf{B}$ . При изменении направления внешнего поля возникает продольный внутреннему локальному полю ток, величина которого зависит как от модуля поля, так и от градиента угла между током и направлением поля.

Для описания проникновения вращающего магнитного поля в сверхпроводник в работе [1] была предложена модель с изотропной вольт-амперной характеристикой (ИВАХ), а в [2] сформулирована модель разрезания вихревых линий (РВЛ) с независимыми критическими токами  $J_{C\parallel}$  и  $J_{C\perp}$ . При этом эксперименты с некерамическими низкотемпературными сверхпроводниками было принято описывать именно второй моделью.

Гранулярные же высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) представляют собой многосвязную систему гранул, в которой макроскопическая сверхпроводимость обусловлена межгранулярными слабыми связями. В такой системе имеются два характерных магнитных поля — поле проникновения в межгранулярную среду  $H_{C1}^{cer}$  и поле проникновения в гранулы  $H_{C1}^{gr}$ . В области внешних полей, удовлетворяющих условию  $H_{C1}^{cer} < H < H_{C1}^{gr}$ , магнитное поле проникает в систему между гранулами. Это проникновение экранируется слабыми джозефсоновскими токами, а макроскопические свойства керамики определяются только джозефсоновскими контактами. Если в такой системе существует пиннинг той или иной природы, то такая джозефсоновская среда ведет себя как жесткий сверхпроводник второго рода [3]. Однако из-за гранулярности проникновение магнитного поля может проходить по двум сценариям в зависимости от параметра  $V \sim j_c a^3 / \Phi_0$ , где  $j_c$  — плотность джозефсоновского тока,  $a$  — средний размер гранул,  $\Phi_0$  — квант магнитного потока. Если  $V \ll 1$ , то размер вихрей  $\lambda_J \gg a$  и система ведет себя как обычный жесткий сверхпроводник второго рода. В этом случае

вся система является, по сути, сплошной средой, хотя и состоящей из гранул. В случае, когда  $V \gg 1$ , размер вихрей  $\lambda_J \ll a$  и система, напротив, становится очень чувствительна к дискретности среды. В работе [4] было показано, что этим двум случаям соответствуют разные вольт-амперные характеристики. В первом случае вольт-амперная характеристика соответствует модели РВЛ с двумя независимыми параметрами:  $J_{C\parallel}$  — продольный и  $J_{C\perp}$  — поперечный критические токи, причем

$$\mathbf{J} = J_{C\perp} \frac{\mathbf{E}_\perp}{E_\perp} + J_{C\parallel} \frac{\mathbf{E}_\parallel}{E_{C\parallel}},$$

где продольная и поперечная компоненты электрического поля соответственно равны

$$\mathbf{E}_\parallel = \frac{\mathbf{B}(\mathbf{E} \cdot \mathbf{B})}{B^2}, \quad \mathbf{E}_\perp = \frac{\mathbf{B} \times (\mathbf{E} \times \mathbf{B})}{B^2}.$$

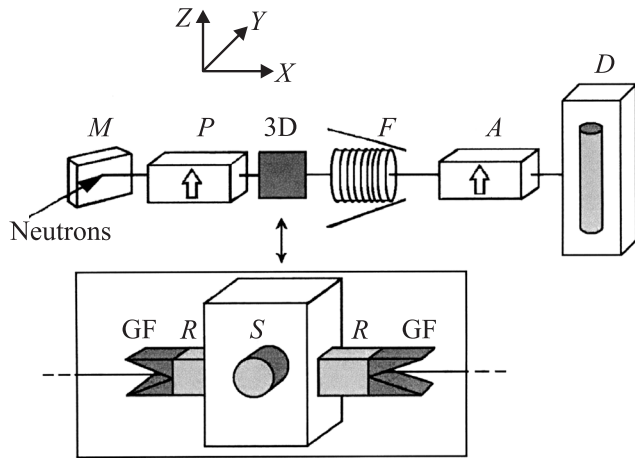
Во втором случае вольт-амперная характеристика изотропна и характеризуется только одним критическим значением модуля полного тока  $J_C$

$$\mathbf{J} = J_C \frac{\mathbf{E}}{E}.$$

Эти модели приводят к разному поведению по сечению образца распределения внутреннего потока при вращении внешнего поля. Из уравнений Максвелла

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot } \mathbf{E} \quad \text{и} \quad 4\pi \mathbf{J} = \text{rot } \mathbf{H}$$

и соотношения  $\mathbf{B} = \mu_{\text{eff}} \mathbf{H}$  следует, что при вращении поля возникает продольная внутреннему магнитному полю компонента тока  $J_\parallel$ . Для первой модели она равна  $J_{C\parallel}$ , в то время как поперечная  $J_\perp$  не зависит от вращения и остается равной  $\pm J_{C\perp}$ . Последнее означает, что при вращении поля распределение модуля внутреннего поля не меняется. В случае же с ИВАХ распределение модуля поля кардинальным образом меняется, так как поперечный ток является одной из компонент критического тока  $J_C$ . Таким образом, непосредственное измерение распределения потока и его изменения внутри сверхпроводника может помочь ответить на вопрос о том, какая из указанных выше моделей адекватно описывает эксперимент.



**Рис. 1.** Схема нейтронного поляриметра и 3D-узла. *M* — монокроматор, *P* — поляризатор, 3D — устройство для трехмерного анализа поляризации нейтронов, *F* — адиабатический радиочастотный флиппер, *A* — анализатор поляризации, *D* — детектор нейтронов, GF — градиентная катушка для проектирования поляризации на ведущее поле, *R* — вращатель поляризации, *S* — пространство для образца и катушек в магнитном экране.

С этой целью мы изучали поведение потока в ВТСП-керамике при повороте внешнего поля на заданный угол и также исследовали вопрос о влиянии скорости изменения поля  $\mathbf{H}$  на характер распределения потока.

Эксперимент выполнялся на нейтронном поляриметре (рис. 1), позволяющем проводить трехмерный анализ поляризации нейтронов: для каждого из трех векторов начальной поляризации измерялись три его проекции после прохождения поляризованного нейтронного пучка через образец. Таким образом, измерялась матрица деполаризации  $\hat{\mathbf{D}}$ :  $P_i = D_{ij}P_{0j}$ , где  $i, j = x, y, z$ . Матрица описывает изменение вектора поляризации нейтронов, прошедших через образец, как по модулю, т.е. деполаризацию, так и по направлению, т.е. поворот. Деполаризацию пучка вызывают магнитные неоднородности и/или немонохроматичность пучка. Мету поляризации можно определить как  $\Delta P = -\ln|\hat{\mathbf{D}}|$ , где  $|\hat{\mathbf{D}}|$  — определитель матрицы  $\hat{\mathbf{D}}$ . В случае, когда  $\Delta P = 0$ , собственный вектор матрицы  $\hat{\mathbf{D}}$  определяет направление  $\mathbf{n}$ , вокруг которого происходит поворот вектора поляризации, а соответствующие ему собственные значения — угол поворота  $\varphi$  вектора поляризации. Угол поворота  $\varphi$  связан с величиной индукции магнитного поля  $B$ :  $\varphi = \gamma B l / v$ , где  $\gamma = -18324 \text{ Oe}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  — гиромангнитное отношение нейтрона,  $v$  — скорость нейтронов,  $l$  — длина участка траектории нейтронов, занятого магнитным полем. Таким образом из матрицы  $\hat{\mathbf{D}}$  можно определить величину  $B$  и направления  $\mathbf{n}$  магнитного поля.

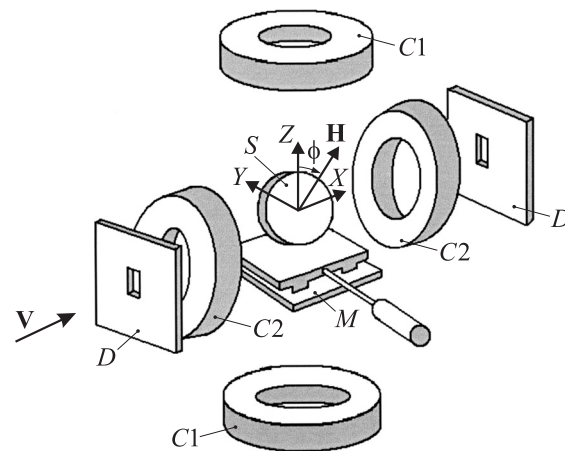
Образец был изготовлен из керамики YBaCuO, полученной по стандартной технологии с температурой  $T_c \approx 90 \text{ K}$ , он помещался в криорефрижератор.

Образец представлял собой диск диаметром  $D = 15 \text{ mm}$  и толщиной  $d = 5 \text{ mm}$ . Форма и схема расположения образца показана на рис. 2. Магнитное поле создавалось двумя парами катушек Гельмгольца. Следует заметить, что из-за разной геометрии вертикальной и горизонтальной пар катушек поля на пути нейтронов имеют как разную величину, так и разное направление, что создает трудность в определении угла поворота поля в экспериментах без его выключения. Только в области образца внешнее поле соответствует заданному углу. Поэтому в эксперименте измерения необходимо выполнять лишь после результирующего поворота, кратного  $\pi/2$ , когда включенной остается лишь одна пара катушек, и поэтому вдоль пучка внешнее поле имеет одно направление: либо вдоль оси  $\pm X$ , либо вдоль  $\pm Z$  в зависимости от заданного угла поворота, отсчитываемого от оси  $Z$ . Именно такая процедура измерения была принята в данном эксперименте. За первоначальное направление всегда принималось положительное направление оси  $Z$ .

Заметим, что при измерениях захваченного потока с выключенным внешним полем упомянутая проблема из-за геометрии катушек не имеет места, поскольку на пути пучка вне образца отсутствует внешнее поле.

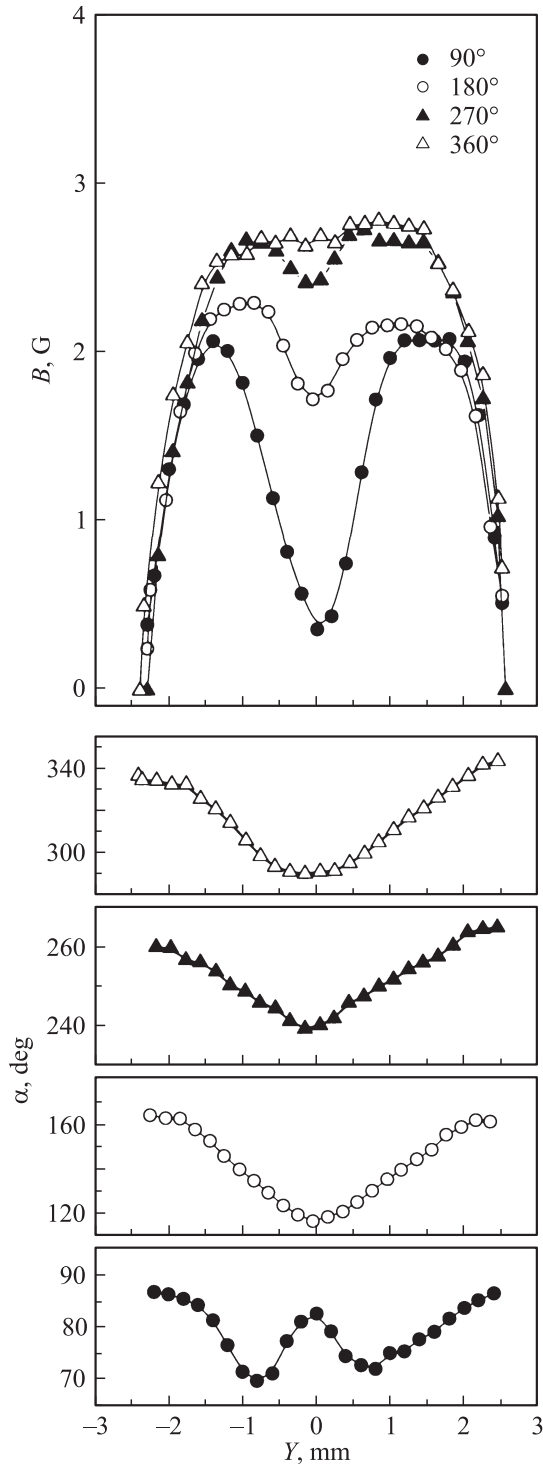
В эксперименте использовалось поле  $H = 7.5 \text{ Oe}$ , а температура образца была  $T = 60 \text{ K}$ .

После поворота поля на определенный угол и последующего измерения матрицы поляризации образец отогревался до  $T > 120 \text{ K}$ , затем вновь охлаждался до  $T = 60 \text{ K}$  в нулевом поле. По достижении  $T = 60 \text{ K}$  опять включалось поле  $H = 7.5 \text{ Oe}$ , которое поворачивалось на новый заданный угол  $\Phi$ , и затем вновь повторялся процесс измерения матрицы  $\hat{\mathbf{D}}$ . Распределение потока измерялось путем сканирования образца узким ( $0.4 \text{ mm}$ ) пучком нейтронов по толщине диска. Для измерения захваченного потока с выключенным полем внешнее поле выключалось без изменения его направления.



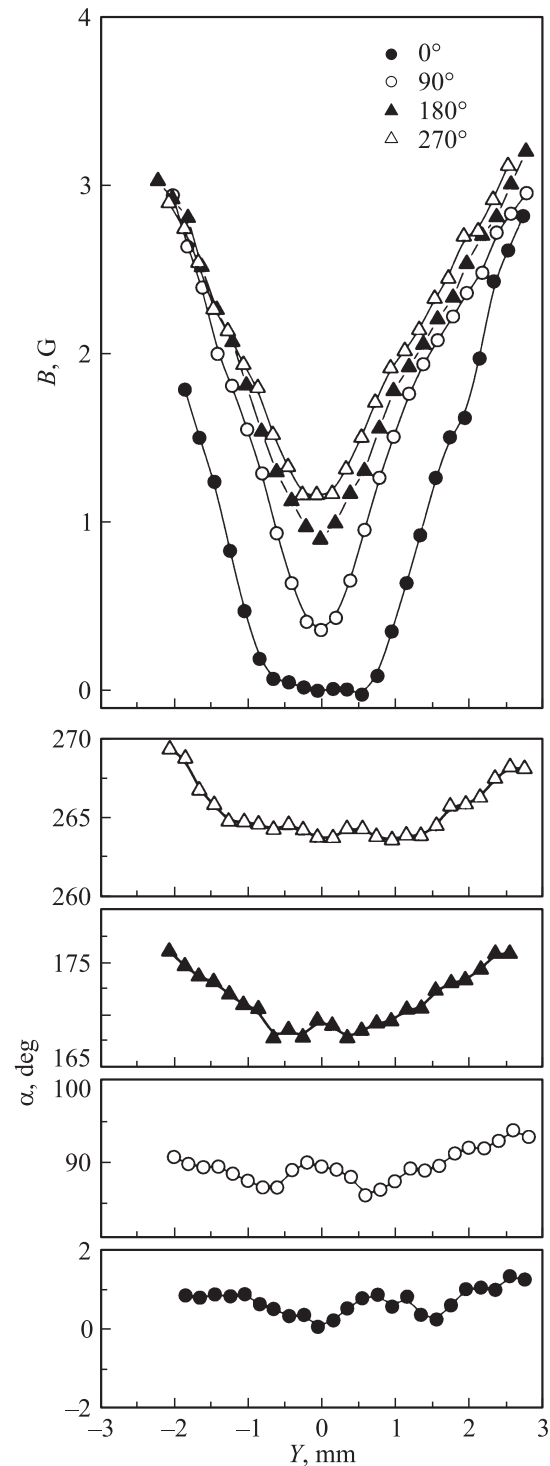
**Рис. 2.** Форма и схема расположения образца. *S* — образец, *C1* и *C2* — две пары катушек Гельмгольца для создания магнитного поля в плоскости  $ZX$ , *D* — неподвижные диффрагмы (размер щели  $0.4 \times 7 \text{ mm}$ ), *M* — шаговый двигатель для перемещения образца,  $\mathbf{V}$  — вектор скорости нейтронов.

Для прояснения вопроса о влиянии скорости изменения магнитного поля были выбраны две скорости для изменения модуля 0.1 и 0.001 Oe/s и две скорости изменения направления 0.013 и 0.00013 rad/s. Измерения показали, что существенной разницы в распределении потока при этих скоростях нет. В дальнейшем мы использовали скорости 0.001 Oe/s и 0.00013 rad/s.



**Рис. 3.** Распределения величины захваченного потока и угла его поворота после выключения внешнего поля.

Распределения модуля и угла поворота захваченного образцом потока после поворота и выключения поля показаны на рис. 3. Отметим, что деполаризация пучка в экспериментах с выключенным полем не наблюдалась, т. е.  $\Delta P = 0$ . Из рис. 3 видно, что распределение модуля поля  $B$  изменяется. Ранее [5] нами уже было замечено, что по мере увеличения угла поворота внешнего поля



**Рис. 4.** Распределения величины потока и угла его поворота до выключения внешнего поля.

после его выключения распределение захваченного потока начинает меняться, приводя к его проникновению в центр образца при постоянном модуле внешнего поля  $H = 7.5 \text{ Ое}$ . Тогда мы предположили, что это могло быть следствием двух причин: либо сказывается влияние выключения поля, в результате которого появляется дополнительный магнитный поток, либо возрастание плотности вихревых линий происходит в результате вращения поля, как это и должно быть для модели с ИВАХ. Именно для того чтобы прояснить ситуацию, мы провели исследование поведения распределения потока при вращении  $\mathbf{H}$  без его выключения с последующим сравнением с поведением при его выключении.

На рис. 4 представлены аналогичные приведенным на рис. 3 результаты сразу после поворота внешнего поля. Отметим, что в экспериментах с включенным внешним полем  $\Delta P \neq 0$ . Однако значения  $\Delta P$  для пары матриц деполяризации, полученных в одном и том же внешнем поле  $\mathbf{H}$  при температурах 120 и 60 К, в пределах точности наших измерений не различаются. Отсюда заключаем, что деполяризация вызвана только монохроматичностью пучка, которая составляет 2%. Из рис. 4 видно, что вращение внешнего поля приводит к проникновению потока внутрь образца. Из этого факта, по-видимому, следует однозначное заключение: поперечный ток зависит от продольного. Этот результат противоречит выводам модели РВЛ, но не противоречит представлениям модели с ИВАХ.

Сравнение данных рис. 3 и 4 показывает, что выключение внешнего поля также приводит к изменению профилей  $V$  и угла  $\alpha$  в центральной части образца. Эти изменения профилей  $V(Y)$  и угла  $\alpha(Y)$ , по-видимому, связаны с выключением внешнего поля, на что указывалось выше. Заметим, что после выключения поля угол  $\alpha$  в центре образца уменьшается по всей толщине образца, а величина потока в центральной части увеличивается: как будто бы при выключении поля в середине образца „закрученный“ магнитный поток „раскручивается“ и проникает дальше в центр, а с краев выходит из образца. Такое поведение не противоречит модели с ИВАХ.

Таким образом, наш эксперимент не подтверждает выводы модели РВЛ, а свидетельствует в пользу модели с ИВАХ.

Мы выражаем благодарность А.И. О कोरोкову и С.Л. Гинзбургу за полезные обсуждения нашей работы.

## Список литературы

- [1] С.Р. Bean. J. Appl. Phys. **41**, 2482 (1970).
- [2] Е.Н. Brandt, J.R. Clem, D.G. Walmsley. J. Low Temp. Phys. **37**, 43 (1979).
- [3] J.R. Clem. Physica C **153–155**, 50 (1988).
- [4] С.Л. Гинзбург. ЖЭТФ **106**, 607 (1994).
- [5] G.P. Gordeev, L.A. Akselrod, S.L. Ginzburg, V.N. Zabenkin, I.M. Lazebnik. Phys. Rev. B **55**, 9025 (1997).