

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕМЕННОГО ПОЛЯ НА РЕЛАКСАЦИЮ МАГНИТНОГО ПОТОКА В ДЖОЗЕФСОНОВСКОЙ СРЕДЕ

Э. В. Матизен, П. П. Безверхий, В. Г. Мартынец

*Институт неорганической химии
Сибирского отделения Российской академии наук
690090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 19 июля 1996 г.

Выявлены зависимости захваченного магнитного потока от частоты и амплитуды переменного поля, его воздействие на скорость релаксации потока, найдено изменение характера крипа потока. Обнаружено прекращение релаксации потока после выключения переменного поля. Рассмотрена динамика релаксации потока в кольце в приближении однородной плотности тока при различных зависимостях от нее эффективной энергии активации вихрей. Получены зависимости плотности критического тока и энергии активации вихрей от внешнего поля. Обнаруженные закономерности объяснены с точки зрения возникновения в кольцах различных профилей распределения поля.

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучению влияния переменного магнитного поля на свойства гранулированных ВТСП посвящено много работ, см., например, обзор [1]. Проводились исследования комплексной магнитной восприимчивости, проникновения в образцы слабых переменных магнитных полей [2], образования в них за счет этого токовых слоев [3], влияния переменного поля на вольт-амперную характеристику [4] и другие исследования. Однако некоторые вопросы, касающиеся влияния переменного поля на релаксационные явления, изучены недостаточно.

Известно, что в слабых полях в гранулированных ВТСП реализуется хаотическая джозефсоновская сеть [5–7]. В феноменологическом рассмотрении эта система представляет собой эффективную среду с джозефсоновской глубиной проникновения λ_j и с эффективной проницаемостью μ_{eff} , учитывающей мейсснеровскую экранировку гранул. В полях, меньших H_{c1}^{gr} — первого критического поля гранул, ее электродинамика определяется межгранульными токами. Условием применимости такого рассмотрения является соотношение $\lambda_j \gg a$ ($\sqrt{H_{c1}} \ll \sqrt{H_{c2}}$), где a — размер гранул, H_{c1} и H_{c2} — первое и второе критические поля среды. Для такой среды справедливо условие критического состояния $|dH/dx| = j_c(H)$, причем поле проникает в среду в виде джозефсоновских вихрей, которые могут двигаться и закрепляться на центрах пиннинга, приводя к различным эффектам при крипе потока.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния низкочастотного переменного магнитного поля (\dot{H}) на захваченный в керамических ВТСП кольцах магнитный поток в случае, когда в них реализуется джозефсоновская среда, а амплитуда переменного поля меньше поля, соответствующего полному проникновению в образец (кольцо).

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерительная ячейка представляла собой соленоид с двумя дополнительными катушками, образующими систему Гельмгольца, эти катушки находились на одной оси с соленоидом. Образец в виде кольца из ВТСП вставлялся между дополнительными катушками. В центре кольца помещался датчик Холла и спай термодпары. Соленоид создавал постоянное магнитное поле до 200 Э, а при помощи малоиндуктивных катушек можно было дополнительно создавать переменное магнитное поле с амплитудой до 20 Э. Ячейка помещалась в ванну с жидким азотом или в пары гелия. Измерения проводились автоматически по соответствующим компьютерным программам. Погрешность измерения поля в центре кольца 0.02 Э, стабильность температуры образца $5 \cdot 10^{-2}$ К. Исследовались кольца из керамик на основе Bi , а также из гранулированных пленок YBCO на сапфировой подложке. Размеры керамических колец: наружный радиус $R_2 \approx 4.8$ мм, внутренний радиус $R_1 \approx 3.2$ мм, высота $\sim 1.4\text{--}2$ мм, ширина $W = R_2 - R_1 \sim 1.2\text{--}2$ мм; плотность тока ≈ 1 кА/см² при 4.2 К, $T_c \approx 105\text{--}107$ К. Пленочные кольца имели наружный диаметр ≈ 9 мм, внутренний ≈ 6.5 мм, высоту ≈ 0.5 мкм; плотность тока ≈ 11 кА/см² при 78 К, $T_c \approx 98$ К.

Вначале были проведены исследования намагниченности колец, т. е. зависимости поля B в центре кольца от внешнего поля H^e , создаваемого соленоидом. На рис. 1 приведена одна из таких зависимостей (кривая 1) с поправками на конфигурацию ячейки, введенными согласно [8]. Очевидно, до поля H_{cj} , соответствующего критическому состоянию кольца, транспортный ток захватывает все большее сечение кольца, начиная с наружного слоя. При достижении критического состояния поле проникает в отверстие кольца. Дальнейшее увеличение внешнего поля приводит к уменьшению плотности тока. Это видно из того, что зависимость $B(H^e)$ приближается к прямой $B = H^e$. При еще больших полях, $H^e > 30$ Э, на изучаемую зависимость начинает влиять намагниченность гранул, которая, с одной стороны, дополнительно уменьшает плотность транспортного тока, а с другой — создает поле, действующее на датчик Холла в противоположном направлении. При достаточно больших полях и температурах поле от гранул превышает поле от транспортного тока и создает ряд эффектов, включая обрат-

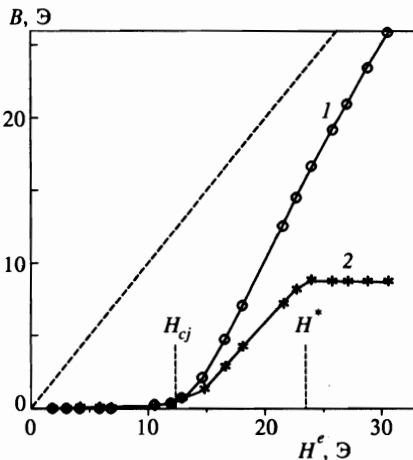


Рис. 1. Намагничивание кольца постоянным магнитным полем H^e : 1 — поле B в центре кольца при увеличении H^e ; 2 — поле B в центре после выключения H^e ; штриховая линия $B = H^e$ — показания датчика Холла в отсутствие кольца; H_{cj} — поле проникновения, соответствующее критическому состоянию кольца; H^* — значение H^e , при котором происходит захват максимального потока; $T = 77.3$ К

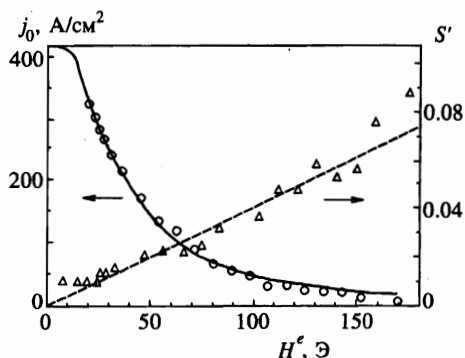


Рис. 2. Зависимости плотности транспортного тока j_0 (○) и скорости релаксации S' (△) от внешнего поля, найденные по данным о релаксации поля B в центре кольца при вхождении H^e в кольцо при 37 К: сплошная линия — расчет по формуле (2), штриховая — расчет по формуле $S' = AH^e$, где $A = 4 \cdot 10^{-4} \text{ Э}^{-1}$

ные петли гистерезиса [8]. Зависимость 2 (рис. 1) представляет собой захваченное поле спустя несколько секунд (~ 4 с) после выключения внешнего поля. Видно, что при полях $H^e \leq H_{cj}$ поток не захватывается, в области $H_{cj} < H^e < H^*$ поток захватывается лишь частично, а при $H^e = H^*$ захваченный поток достигает своего максимального значения, оставаясь почти постоянным при больших полях (наблюдаемое слабое уменьшение потока связано с влиянием намагниченности гранул [9]). Отметим, что для всех исследованных образцов (как висмутовых, так и иттриевых) полученные зависимости имеют одинаковый характер, отличаясь лишь по величине.

Зависимость поля B , захваченного в центре кольца, от времени при выключении поля (релаксационная кривая) в общем случае описывается функцией, характерной для коллективного крипа [1, 10]:

$$B(t) = \frac{B_0}{[1 + S' \ln(1 + t/\tau)]^{1/\beta}} \tag{1}$$

Здесь B_0 — значение поля в начальный момент времени, S' — скорость релаксации, τ — характерное время релаксации.

При включенном внешнем поле H^e релаксация $B(t)$, т. е. вхождение поля в кольцо, описывается зависимостью

$$H^e - B(t) = (H^e - B_0) [1 + S' \ln(1 + t/\tau)] \tag{2}$$

Для изучения влияния переменного поля на режим релаксации мы сначала определили зависимость плотности тока в кольце в начальный момент времени (j_0), рассчитанной по соотношению $j_0 \propto H^e - B_0$, от внешнего поля. Эта зависимость от H^e , экспериментально найденная по параметрам релаксационной кривой при вхождении поля в кольцо, с удовлетворительной точностью описывается функцией [11]:

$$j_0(H^e) = \frac{j_{00} H_0^2}{H^{e2} + H_0^2} \tag{3}$$

с подгоночными параметрами $j_{00} = 420.4 \text{ А/см}^2$, $H_0 = 36.5 \text{ Э}$ ($T = 37 \text{ К}$), см. рис. 2. Отметим, что имеется область малых полей, где j_0 слабо меняется. На этом же рисунке приведена зависимость скорости релаксации S' от внешнего поля.

На рис. 3 представлены кривые релаксации постоянной составляющей захваченного поля $B(t)$ после выключения H^e в отсутствие переменного поля и при его наложении

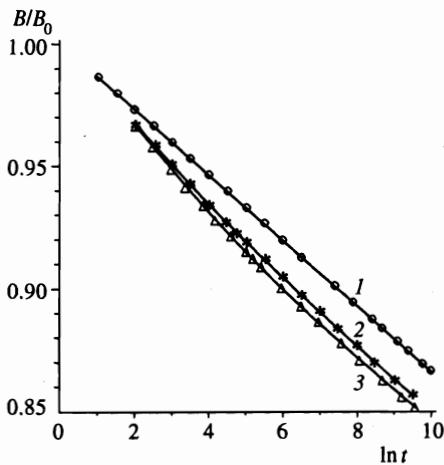


Рис. 3. Релаксация захваченного поля B при включенном переменном магнитном поле с амплитудой H^0 после выключения H^e при 77.3 К: 1 — без наложения переменного поля; 2 — $H^0 = 2.9$ Э, $\nu = 1100$ Гц, начальное значение H^e то же, что и для кривой 1; 3 — $H^0 = 2.9$ Э, $\nu = 100$ Гц, значение H^e соответствует кривой 1

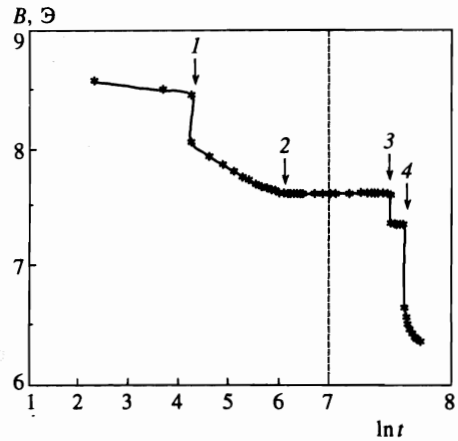


Рис. 4. Влияние наложения переменного поля в процессе релаксации постоянной составляющей захваченного поля B при 77.3 К. Поле H^e выключено, стрелками отмечены моменты времени: t_1 — $H^0 = 1$ Э, $\nu = 7$ кГц; t_2 — переменное поле выключено; t_3 — $H^0 = 2.5$ Э, $\nu = 7$ кГц; t_4 — увеличение амплитуды до $H^0 = 3.11$ Э, $\nu = 7$ кГц. Штриховая линия отделяет область изменения масштаба по оси абсцисс

в момент захвата ($T = 78$ К). Без переменного поля релаксационная кривая описывается зависимостью

$$B(t) = B_0 [1 - S' \ln(1 + t/\tau)] \tag{4}$$

с параметрами $S' = 0.0133$, $B_0 = 8.77$ Э, $\tau = 1$ (кривая 1 на рис. 3). Отметим, что эта зависимость является предельным случаем функции (1) при $1/\beta \rightarrow 1$ и малом S' . В переменном поле релаксация описывается функцией (1) с $S' = 9.48 \cdot 10^{-3}$, $B_0 = 7.18$ Э, $1/\beta = 1.83$ при амплитуде переменного поля 2.9 Э и частоте $\nu = 1100$ Гц (кривая 2) и $S' = 1.48 \cdot 10^{-2}$, $B_0 = 7.31$ Э и $1/\beta = 1.26$ при той же амплитуде переменного поля и частоте $\nu = 100$ Гц (кривая 3). Параметр τ , рассчитанный по формуле [12] $\tau = S' j_e W (dH^e/dt)^{-1}$, был равен 0.06 с. Как видно из рисунка, включение переменного поля приводит к переходу от строго логарифмической зависимости (4) к нелинейной (1).

На рис. 4 показано влияние переменного магнитного поля на релаксацию постоянной составляющей захваченного кольцом поля B . На отрезке времени до t_1 поле B релаксирует со скоростью $S' = 0.015$. В момент t_1 включается переменное поле с амплитудой $H^0 = 1$ Э и $\nu = 7$ кГц, что приводит к резкому уменьшению B , после чего поле релаксирует до момента t_2 со скоростью $S' = 0.017$, если начало этой релаксации отнести к моменту t_1 . В момент t_2 переменное поле выключается за время ≈ 0.5 –1 с, после чего в пределах чувствительности установки ($\delta B \approx 0.004$ Э) захваченное поле перестает изменяться. Происходит интересное явление — запертие потока в

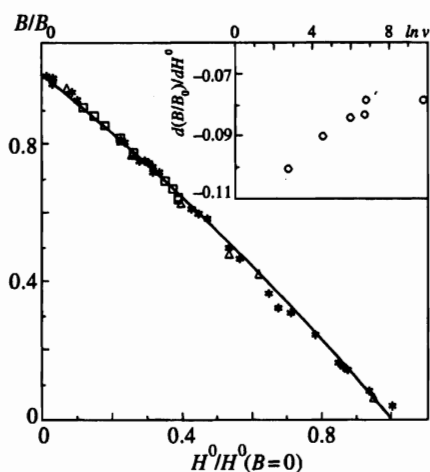


Рис. 5. Зависимость поля V , захваченного кольцом после выключения H^e , от амплитуды H^0 переменного поля. B_0 — поле, захваченное при $H^0 = 0$, $H^0(B = 0)$ — амплитуда переменного поля, при которой захваченное кольцом поле обращается в нуль. Сплошная линия — расчет по формуле (8). Экспериментальные точки для шести различных частот в интервале от 10 Гц до 20 кГц укладываются на расчетную кривую, если для каждой частоты взять соответствующее значение $H^0(B = 0)$. На вставке приведена зависимость средней производной $d(V/B_0)/dH^0$ от $\ln \nu$ в интервале $0.5 < H^0/H^0(B = 0) < 1$

кольце. Нам не удалось обнаружить какое-либо изменение этого состояния в течение нескольких часов. В момент t_3 включается переменное поле с $H^0 = 2.5$ Э, $\nu = 7$ кГц, вновь происходит резкое уменьшение V , и возобновляется релаксация. В момент t_4 амплитуда увеличивается до $H^0 = 3.11$ Э, происходит дальнейшее резкое уменьшение V и продолжается релаксация с $S' = 0.017$.

На рис. 5 в относительных единицах приведена характерная для всех колец зависимость постоянной составляющей захваченного поля V (величины, до которой резко уменьшается поле V после включения переменного поля \dot{H} с амплитудой H^0 , см. рис. 4) от амплитуды и частоты приложенного переменного поля. Видно, что экспериментальные точки для всех амплитуд и частот в этих координатах ложатся на единую кривую. Следует отметить, однако, слабое влияние частоты на производную dV/dH^0 (см. вставку на рис. 5).

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Прежде чем рассматривать эффекты воздействия переменного поля на захваченный поток, обсудим полученные характеристики джозефсоновской среды, реализующейся в образцах. Для примера возьмем результаты для одного из керамических колец (см. рис. 1). При $H^e \geq H^*$ кривая 2 выходит на плато, что соответствует максимально возможному захвату потока. Как мы видим $H^* \approx 1.8H_{c2}$, что примерно соответствует расчету. Действительно, на основании уравнения критического состояния при обычных предположениях о зависимости j_c от H^e можно показать, что $H^* = 2H_{c2}$ [5]. При дальнейшем увеличении поля величина захваченного потока (кривая 2) слабо убывает вследствие подавления критического тока (тока депиннинга) внешним полем из-за деградации джозефсоновской среды и намагниченности гранул [9]. Аналогичное поведение кривых наблюдается и в исследованных нами гранулированных пленочных кольцах YBCO.

Изменение скорости релаксации магнитного потока в керамическом кольце в отсутствие переменного поля, изученное нами для описания джозефсоновской среды, по-

казано на рис. 2. В интервале $H^e \leq 150$ Э зависимость $S'(H^e)$ может быть описана выражением вида $S' = AH^e$ ($A = 4 \cdot 10^{-4}$ Э $^{-1}$). При $H^e < H_{cj}$ метод не позволяет зарегистрировать зависимость $S'(H^e)$, поскольку в этой области существен вклад поля, создаваемого самим релаксирующим током. Однако имеются некоторые экспериментальные свидетельства, полученные при изучении монокристаллов [13], что при $H^e < H_{c1}$ зависимость $S' = f(H^e)$ выходит на конечное значение. При поле $H^e \simeq H_0$ при 37 К очевидно происходит разрушение слабых джозефсоновских контактов в среде. Такое значение H_0 коррелирует с величиной H_{c2} , полученной из измерений намагниченности прямоугольных штабиков, изготовленных из этой же керамики [8]. Этому значению H_{c2} соответствует характерный размер $\zeta = \sqrt{\Phi_0/H_{c2}} \approx 0.7$ мкм, который по порядку величины совпадает со средним размером зерна (гранулы), здесь Φ_0 — квант магнитного потока.

Известно [12], что если применима модель Кима-Андерсона, по которой электродвижущая сила на единицу длины, возникающая в тонком кольце из-за крипа, равна

$$E = \frac{E_0}{2} \exp \left[-\frac{U_0}{k_B T} \left(1 - \frac{\alpha j}{U_0} \right) \right],$$

то при $k_B T / U_0 \ll 1$ и относительно больших временах скорость релаксации

$$S' = k_B T / \alpha j_0.$$

Здесь U_0 — энергия активации вихрей, α — коэффициент, учитывающий уменьшение барьера для перескоков вихрей за счет действия силы Лоренца, j_0 — плотность тока, соответствующая значению B_0 в (1) или $H^e - B_0$ в (2). Отсюда при $H^e > H_{cj}$ имеем согласно (3)

$$\alpha = \frac{k_B T}{A j_{00}(t) H} \left(1 + \frac{H^e}{H_0^2} \right).$$

По определению, плотность критического тока (тока депиннинга) $j_c = U_0 / \alpha$. В рассматриваемом здесь случае можно считать, что $j_0 \sim j_c$, тогда $U_0 \approx j_0 \alpha = k_B T / S' = k_B T / AH^e$ в области $H^e > H_{cj}$. Отметим, что в работе [8] нами показано, что в магнитных полях, индуцируемых самим критическим током, $S' \propto T$, следовательно, $A \propto T$ и U_0 не зависит от температуры. Оценка E по данным о релаксации потока при 37 К такова: $E \simeq (1/2) R \mu_0 B_0 S' / (t + \tau)$. При $t = 0$ и $\tau = 1$ имеем $E_0 \simeq (1/2) R \mu_0 B_0 S' \approx 3 \cdot 10^{-8}$ В/м (R — средний радиус кольца, $S' = 0.015$, $B_0 = 10$ Э = 786 А/м, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м).

Для объяснения влияния переменного поля на поведение захваченного кольцом магнитного потока мы попытались описать наш эксперимент в рамках модели Кима-Андерсона с $U_{eff} = U_0(1 - j/j_c)$. Эта модель допускает аналитическое решение для тонкого кольца в приближении однородной плотности тока и $k_B T / U_0 \ll 1$. Пусть амплитуда переменного поля достаточна для проникновения в дырку кольца, тогда электродинамика кольца опишется уравнением

$$2\pi R L \frac{dj}{dt} + \frac{E_0}{2} \exp \left(-\frac{U_0}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\alpha j}{k_B T} \right) + \mu_0 \pi R^2 \omega H^0 \sin \omega t = 0. \quad (5)$$

Размеры кольца здесь учитываются только лишь через его индуктивность $L = \mu_0 R W / 2$ (R — средний радиус кольца, W — его ширина).

Решение уравнения (5) при начальном условии $j(t=0) = j_0$ имеет вид

$$j(t) = j_0 \left\{ 1 - \frac{H^0}{Wj_0} \sin \omega t - \frac{k_B T}{\alpha j_0} \ln \left[1 + C \int_0^{\omega t} \exp(-C \sin \omega t) d(\omega t) \right] \right\}. \quad (6)$$

Здесь $C = (U_0/k_B T)H^0/j_0 W$ с учетом того, что $j_0 \sim j_c$. После усреднения по периоду решение имеет вид

$$\langle j(t) \rangle = j_0 \left\{ 1 - \frac{k_B T}{U_0} \ln [1 + G(H^0)\omega t] \right\}, \quad (7)$$

где

$$G(H^0) = \frac{C}{\omega t} \int_0^{\omega t} \exp(-C \sin \omega t) d(\omega t).$$

Из этого решения следует, что с течением времени ток, создающий захваченный кольцом поток, убывает логарифмически со временем, как и при обычном крипе (см. (4)), но с параметром $\tau = [G(H^0)\omega]^{-1}$. Кроме того, это решение качественно описывает сбросы захваченного потока при включении переменного поля (см. рис. 4). Для характерных значений параметров, например для одного из висмутовых колец при 77 К, $k_B T/U_0 = 1.6 \cdot 10^{-2}$, $W = 2 \cdot 10^{-3}$ м, $j_0 = 3.4 \cdot 10^6$ А/м², переменное поле частоты 100 Гц с амплитудой $H^0 \approx H_{cj} = 11.4$ Э в эксперименте приводит к полному сбросу (выходу поля из дырки кольца). Расчет же по уравнению (7) с определением G (11.4 Э) численным интегрированием дает сброс захваченного кольцом поля (тока в кольце) за время ~ 1 с лишь с 8.63 Э до 6.86 Э, а полный сброс потока за секунды ввиду почти экспоненциального роста функции $G(H^0)$ произойдет при 76 Э. Сброс величины захваченного поля при вводе переменного поля амплитуды H^0 происходил достаточно быстро — за время ввода этого поля (т. е. $\sim 1-2$ с), см. рис. 4. Расчет сброса по уравнению (7) в момент t_1 на рис. 4 показал, что такая ступенька на кривой релаксации возникнет при включении переменного поля с $H^0 = 0.04$ Э и $\nu = 7$ кГц, в то время как в эксперименте амплитуда H^0 была равна 1 Э. Заметим еще, что в решении (6) для бесконечно тонкого кольца присутствует член с $\sin \omega t$, следствием чего является проникновение переменного поля в центр кольца при любой амплитуде H^0 , но для реального кольца шириной W это не так, и влияние этого решения на поле в центре мы можем рассматривать только от той внешней части кольца, куда проникло переменное поле.

Таким образом, рассмотренная модель качественно верно описывает поведение образцов под влиянием переменного поля, и для лучшего согласия с экспериментом необходимо принимать во внимание конечные размеры кольца и связанное с этим распределение в нем тока и поля. Примерно к такому же результату приводит рассмотрение влияния переменного поля в рамках модели коллективного крипа

$$U_{eff} = \frac{U_0}{k_B T} \left[\left(\frac{j_0}{j} \right)^\beta - 1 \right]$$

с использованием тех же приближений. В рамках этой модели рассчитанная нами ме-

тодом [10] зависимость тока от времени дается выражением

$$j(t) = j_0 \left\{ 1 + \frac{\beta H^0}{W j_0} \sin \omega t + \frac{k_B T}{U_0} \ln \left[1 + \beta C \int_0^{\omega t} \exp(-\beta C \sin \omega t) d(\omega t) \right] \right\}^{-1/\beta},$$

что в пределе малых амплитуд H^0 и при $k_B T/U_0 \ll 1$ совпадает с (6).

Для объяснения результатов, представленных на рис. 5, естественно предположить, что в кольцах конечной ширины благодаря выполнению условия критического состояния слабое переменное поле \dot{H} проникает лишь на определенную глубину по радиусу от его внешней боковой поверхности. Такое поле выравнивает средний градиент захваченного поля в кольце. Таким образом, если H^0 меньше поля, при котором ток разрушается во всем кольце, то захваченный (средний) транспортный ток будет разрушен лишь в некотором слое ΔR и, следовательно, захваченный поток окажется меньшим, чем при протекании тока по всему сечению кольца. В этом случае зависимость постоянной составляющей поля B в центре кольца от H^0 выражается следующим образом:

$$\frac{B(H^0)}{B_0} = \frac{\ln \{ 1 + (W/R) [1 - H^0/H^0(B=0)] \}}{\ln(1 + W/R)}. \quad (8)$$

Здесь R — внешний радиус кольца, $H^0(B=0)$ — амплитуда, при которой захваченный поток разрушается переменным полем во всем кольце. Зависимость (8) показана на рис. 5 сплошной линией, которая достаточно хорошо аппроксимирует экспериментальные значения. В экспериментах в интервале частот $2 < \ln \nu < 7$ отмечается слабая зависимость $B(H^0)$ от ν (см. вставку), при этом $H^0(B=0)$ возрастает с увеличением частоты и, следовательно, предложенная нами зависимость (8) качественно верно отражает наблюдаемое в эксперименте поведение производной $(1/B_0)dB/dH^0$. Слабая зависимость этой производной от частоты следует и из решения (7), так как производная

$$\frac{1}{j_0} \frac{dj}{dH^0} \sim \frac{1}{B_0} \frac{dB}{dH^0},$$

найденная по уравнению (7), почти не зависит от частоты.

Наблюдаемое ступенчатое изменение B (рис. 4) соответствует зависимости $B(H^0)$ (8), а прекращение релаксации потока похоже на такое же явление при захвате потока в области от H_{c_j} до H^* без переменного поля, которое в предыдущей работе [8] объяснялось возникновением двух распределений поля в кольце с противоположными по знаку градиентами, причем градиент поля в области, примыкающей к дырке, направлен так, что на вихри действует сила в сторону центра кольца. С этим и было связано отсутствие релаксации потока в дырке. Прекращение релаксации при выключении поля \dot{H} объясняется несколько другим образом. Известно [6, 14], что в джозефсоновской среде релаксация захваченного потока происходит за счет движения и выхода джозефсоновских вихрей с определенным коэффициентом диффузии D под воздействием градиента поля. Для существенного изменения D , очевидно, необходима такая частота переменного поля, которая была бы сравнима с частотой перескоков вихрей между центрами пиннинга ($\Omega \sim 10^6 - 10^{10} \text{ с}^{-1}$). Поскольку частота переменного поля в наших экспериментах находилась в пределах 20 Гц–20 кГц, т. е. была существенно меньше частоты перескоков, то резкое замедление релаксации потока следует отнести на счет градиентов поля. Поэтому мы предположили, что практическое прекращение релаксации

обусловлено модулированной вдоль радиуса кольца структурой поля, возникающей под действием переменного поля низкой частоты. В такой структуре возможны различно направленные переменные градиенты, когда поле включено, и постоянная структура, когда это поле выключено. При этом предполагается, что средний градиент поля в модулированной структуре отсутствует, так же как и средний захваченный ею поток, см. уравнение (7).

Таким образом, наша интерпретация заключается в том, что при релаксации захваченного потока в переменном поле с амплитудой, меньшей $H^0(B=0)$, в части кольца, примыкающей к дырке, существует постоянный градиент поля, выталкивающий вихри, а в части кольца, примыкающей к внешней его поверхности, куда проникает переменное поле \dot{H} , создается модулированная структура с нулевым средним градиентом. Когда поле включено, модулированная структура колеблется и мало препятствует выходу вихрей, лишь искажая чисто логарифмический ход релаксации (см. рис. 3). После выключения \dot{H} модулированная структура замораживается. В ней существуют градиенты поля, направленные так, что препятствуют выходу вихрей, поток в кольце замораживается, релаксация прекращается, см. рис. 4.

Созданная модулированная структура обусловлена прежде всего выполнением условия критического состояния, а ее устойчивость определяется явлением самоорганизованной критичности [15], заключающемся в том, что при спонтанном уменьшении градиента поля в некоторой области кольца происходит уменьшение плотности тока, что в свою очередь влечет за собой увеличение эффективной энергии пиннинга, способствующей восстановлению градиента поля, и наоборот. Такая модулированная структура наблюдалась в работе [3], что дает основание считать представленную здесь физическую картину адекватной эксперименту.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что магнитное поведение исследованных колец соответствует низкополевой динамике джозефсоновской среды [2, 5, 15]. Найдены ее основные характеристики: зависимость критического тока и приведенной скорости логарифмической релаксации от постоянного поля, зависимость поля в центре кольца от внешнего поля и от захваченного полного тока, который индуцировался при выключении внешних полей.

Показано, что включение переменного магнитного поля приводит к изменению характера релаксации тока в кольце, индуцированного захваченным постоянным внешним полем.

Экспериментально найдена зависимость захваченного потока в кольцах от амплитуды переменного поля. Показано, что эксперимент хорошо согласуется с расчетом, проведенным в предположении зависимости глубины проникновения переменного поля от его амплитуды.

Обнаружено изменение характера крипа потока и явление замораживания (запирания) захваченного потока в кольце, что находит объяснение в создании модулированной структуры поля в толще кольца при наложении внешнего переменного поля.

В рамках моделей Кима–Андерсона и коллективного крипа рассчитано влияние переменного поля на захваченный поток в тонком кольце.

Авторы благодарны Н. А. Боголюбову за полезные замечания. Работа поддерживается Российским министерством науки и технической политики в рамках Программы «Актуальные проблемы физики конденсированного состояния», проект № 93037 и Фондом фундаментальных исследований России (проект 96-02-19249а).

Литература

1. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein et al., *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
2. В. П. Хавронин, С. Л. Гинзбург, И. Д. Лузянин и др. *СФХТ* **5**, 809 (1992).
3. В. Н. Баткин, О. Я. Савченко, *Письма в ЖТФ* **19**, 29 (1993).
4. S. N. Smirnov, S. M. Vatik, A. N. Smal', and Yu. A. Grishin, *Physica C* **182**, 261 (1991).
5. S. L. Ginzburg, V. P. Khavronin, I. D. Luzianin et al., *Physica C* **174**, 109 (1991).
6. Е. З. Мейлихов, *СФХТ* **2**, 5 (1989).
7. В. Ф. Гантмахер, В. Н. Зверев, В. М. Теплинский, *Письма в ЖЭТФ* **59**, 837 (1994).
8. Э. В. Матизен, П. П. Безверхий, В. Г. Мартынец и др., *СФХТ* **7**, 1398 (1994).
9. П. П. Безверхий, Н. А. Боголюбов, В. Г. Мартынец, *СФХТ* **3**, 469 (1990).
10. A. Gurevich and E. H. Brandt, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 178 (1994).
11. С. Л. Гинзбург, *Препринт ЛИЯФ № 1615*, Ленинград (1990).
12. А. А. Жуков, *СФХТ* **5**, 260 (1992).
13. A. D. Caplin, G. K. Perkins, and L. F. Cohen, *Supercond. Sci. Technol.* **8**, 366 (1995).
14. E. H. Brandt, *Int. J. Mod. Phys.* **5**, 751 (1991).
15. С. Л. Гинзбург, *ЖЭТФ* **106**, 607 (1994).