

# ДИСКРЕТНЫЙ ХАРАКТЕР ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПАРАМАГНИТНОГО ЭФФЕКТА В СВЕРХПРОВОДНИКЕ С ТОКОМ

В. А. Фролов

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,  
г. Харьков, Украина; E-mail: gane\_f@ukr.net

Экспериментально установлено, что при наложении слабого продольного магнитного поля на оловянный монокристаллический цилиндр, по которому протекает надкритичный ток, его относительная кажущаяся магнитная проницаемость  $\mu^*$  нарастает в процессе кинетики парамагнитного эффекта квазидискретным образом. Число  $N$  волнообразных «ступенек» на кинетических кривых не зависит от величины надкритичности тока (т.е. от величины восстановленного током электросопротивления), а зависит лишь от скорости процесса и равно 4 для очень малых скоростей  $d\mu^*/dt \sim 1 \text{ мин}^{-1}$  и 2 для скоростей на порядок больших. Наблюденные особенности кинетики могут быть обусловлены скачкообразной перестройкой топологии границ между нормальными и сверхпроводящими доменами в результате смены кругового поля тока геликоидальным результирующим полем.

## ВВЕДЕНИЕ

В промежуточном состоянии (ПС), которое создает постоянный ток ( $I$ ) в сверхпроводящем ( $s$ ) цилиндре в присутствии слабого продольного магнитного поля ( $H_z$ ,  $z$  – ось цилиндра), возникает так называемый парамагнитный эффект (ПМЭ) [1,2], который состоит в генерации внутри цилиндра собственного продольного магнитного поля того же направления, что и  $H_z$ . В большинстве работ эффект регистрировался по измерению внутри цилиндра магнитного потока ( $\Phi$ ), превышавшего поток в нормальнопроводящем ( $n$ ) состоянии –  $\Phi_0 = \pi a^2 \mu_0 H_z$ ,  $a$  – радиус цилиндра,  $\mu_0$  – магнитная проницаемость вакуума. При этом кажущаяся относительная магнитная проницаемость, определяемая как

$$\mu^* = \frac{1}{\pi a^2 \mu_0 H_z} \int_0^a 2\pi r B_z(r) dr = \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad (1)$$

(где  $B_z$  –  $z$ -компонента макроскопической магнитной индукции), в пике могла достигать значений  $\sim 10 \dots 15$ .

Все предыдущие работы, посвященные этому явлению, ставили своей целью изучение его равновесного (статического) аспекта, т.е. изучение состояния, которое устанавливается в образце по окончании переходных процессов, проходящих после включения  $I$  и  $H_z$ . Самым существенным стало выяснение, что эффект обязан геликоидальной составляющей транспортного тока – ПМЭ отсутствует в цилиндре, разрезанном вдоль оси [3]. После обнаружения порогового характера по  $H_z$  [4] стал ясен и его принципиальный механизм – такая топологическая перестройка границ между  $n$ - и  $s$ -областями, которая обеспечивает прохождение части тока по геликоидальным траекториям. Как конкретно это происходит, до сих пор неизвестно, что не в послед-

нюю очередь связано со сложностью постановки и проведения эксперимента, близкого к идеальному.

В представляемой работе впервые сделана попытка изучения кинетического аспекта ПМЭ. При этом, понимая, что наименее сложным истолкование результатов будет при отсутствии сомнений в отношении того, какова конкретная конфигурация  $n$  и  $s$  доменов в результате суперпозиции полей тока ( $H_I$ ) и внешнего ( $H_z$ ), мы ограничились областью полей  $H_z$ , удовлетворяющих условию

$$\varphi = H_z/H_I \ll 1. \quad (2)$$

В этом случае, если  $H_z$  накладывается на равновесную структуру ПС, которая предварительно создана током  $I > I_C$  ( $I_C$  – критический ток), можно с достаточной уверенностью считать конечную структуру ПС, близкой к исходной.

Наиболее полно теория восстановления резистивности сверхпроводящего цилиндра током в отсутствие  $H_z$  дана в работах Лондона [4] и Андреева [5]. Одной из характерных черт процесса является значительный токовый интервал, в котором относительное электросопротивление ( $R/R_n$ ) изменяется от 0 до 1 ( $R_n$  – нормальное значение). По этой причине величина  $R/R_n$  исходной структуры рассматривалась в нашей работе в качестве одного из задающих кинетику параметров. Конкретно целью работы было измерение временных зависимостей кажущейся относительной магнитной проницаемости  $\mu^* = f(t)$ , ( $t$  – время) в интервале от момента наложения  $H_z$  на равновесную структуру ПС, которая предварительно была сформирована током  $I > I_C$ , до окончания переходных процессов, т.е. до установления равновесной структуры, задаваемой суперпозицией полей  $H_I$  и  $H_z$ . При этом мы полагали, что максимальная информация будет получена при минимальной скорости кинетики. Ряд условий этого сформулирован и выполнен.

## МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И ОБОСНОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Суть методики измерения зависимости  $\mu^*(t) = \Phi(t) / \Phi_0$  заключается в отслеживании и регистрации временной зависимости величины наводимого в сверхпроводящем кольце (датчик  $\Phi$ ), охватывающем образец, тока  $i$ , который является реакцией на изменение потока внутри образца. Для этого применен описанный в [7] флюксометр, работающий на принципе сохранения потока в замкнутом сверхпроводящем контуре (рис.1). Процессуально измерение  $\Phi$  состоит в нахождении такого тока  $I_N$ , который, делясь в точке В между параллельно включенными для него индуктивностями  $L+L_G$  и  $L_N$  ( $L$  – индуктивность датчика;  $L_G$  – входная индуктивность нуля-детектора  $G$ ;  $L_N$  – стандартная индуктивность), балансирует схему

$$I_G = 0. \quad (3)$$

При этом выполняется соотношение  $\Phi = I_N L_N$ , позволяющее измерять  $\Phi$  в единицах стандартного потока. Момент баланса регистрируется визуально по выведенным на периферию показаниям нуля-детектора  $G$ , который реагирует на изменения  $I_G$  практически мгновенно. Немалым достоинством методики является то, что в момент измерения балансирующего тока суммарный ток через датчик равен нулю, т.е. измерение проводится нулевым методом и не оказывает влияния на образец.

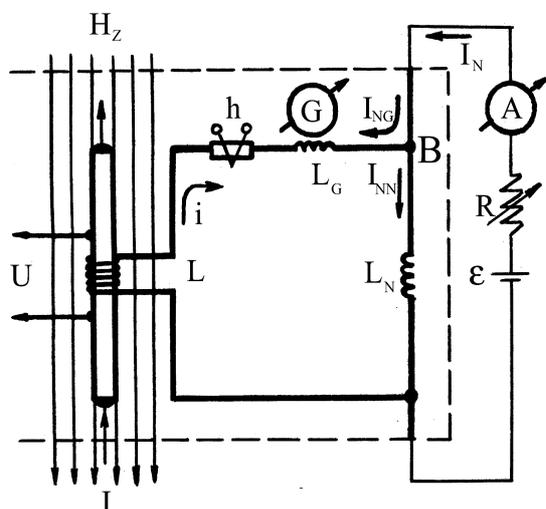


Рис. 1. Схема измерения магнитного потока  $\Phi$  :

$G$  – нуля-детектор;  $L$  – датчик  $\Phi$ ;  $L_N$  – эталонная индуктивность;  $L_G$  – входная индуктивность нуля-детектора  $G$ ;  $h$  – тепловой сверхпроводящий ключ;  $A$  – амперметр;  $R$  – реостат;  $\varepsilon$  – источник э.д.с. Толстыми линиями изображены сверхпроводящие элементы, низкотемпературная часть обведена штриховой линией

Объектом исследования был монокристаллический цилиндр диаметром 5 мм, длиной примерно 80 мм, изготовленный из очень чистого олова с  $\rho_{4,2} / \rho_{300} = 2 \cdot 10^{-5}$  ( $\rho$  – удельное электросопротивление).  $H_z$  создавалось соленоидом, надетым на гелиевый дьюар. Установка размещалась внутри пермаллового экрана, снижавшего поле Земли не менее чем в 50 раз. Температура в криостате поддерживалась автоматически с точностью  $\approx \pm 3 \cdot 10^{-4}$  К. Более подробное описание других методик (измерение  $R/R_n$ , определение порогового магнитного поля  $H_{Zlim}$  и т.п.) можно найти в работах [8, 4].

В отношении скорости кинетики мы полагали, что чем она меньше, тем большее число характерных особенностей процесса удастся «рассмотреть» (аналогия с визуальным мониторингом деталей объекта, движущегося относительно наблюдателя со скоростью  $v > 0$ ). Обращаясь к первопричине кинетики – затуханию вихревых токов, наводимых в  $n$  областях при перемещении фазовых  $n$ - $s$ -границ, можно указать ряд факторов, ее определяющих. Во-первых, для получения малой скорости благоприятно уменьшение удельного электросопротивления  $n$  фазы, чему и служит выбор металла высокой чистоты. Во-вторых, скорость кинетики должна снижаться при уменьшении вынуждающей силы, пропорциональной  $\varphi = H_z / H_c \approx H_z / H_c$ . Тем самым выбранная ранее по другим соображениям область экспериментирования  $\varphi \ll 1$  благоприятна и в смысле получения малой вынуждающей силы. Естественно, что минимальна она вблизи нижнего конца интервала существования ПМЭ, рядом с пороговым значением  $\varphi_{lim}$  (ниже которого ПМЭ не возникает [4]). Наконец, существует такой тормозящий движение границ фактор, как силы «сухого» трения. Правда, пытаться его увеличить значило бы ухудшать качество кристалла, однако, если экспериментировать вблизи  $T_c$ , то из-за уменьшения  $H_c$  уменьшается при выбранном  $\varphi$  и  $H_z$  относительно повышая торможение. По этой причине эксперименты проведены очень близко к  $T_c$ . Не будет излишним отметить, что близость к  $T_c$ , кроме сказанного, обеспечивает изотермичность токового  $s$ - $n$ -перехода, другими словами, получение не искаженной тепловыми эффектами электродинамической картины.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

**«Медленная» кинетика.** Данные измерения проведены при температуре  $T_l = T_c - 4 \cdot 10^{-2}$  К. Для нее предварительно было найдено (см. подробнее методику в [4]), что  $\varphi_{lim}(T_l) \approx 0,0176$ . Испытуемое  $\varphi$  взято на самом конце интервала существования ПМЭ:  $\varphi = 0,018$ . Порядок измерений был следующим. В отсутствие  $H_z$  током  $I$  создавалось ПС, электросопротивление которого  $R/R_n$  измерялось. Далее включалось  $H_z$  и измерялась зависимость  $\mu^* = f(t)$  до тех пор, пока в образце не устанавливалось равновесие. Подобные измерения проделаны для различных ис-

ходных состояний, характеризуемых параметром  $R/R_n$  (рис.2).

Установлено, что минимальное исходное  $R/R_n$ , при котором наблюдается ПМЭ, равно 0,46. Ниже этого значения (подчеркиваем при данных  $T$  и  $\varphi$ !) собственное поле не генерируется. Как видно из рис.2, полное кинетическое время очень велико и составляет 5...10 мин в зависимости от  $R/R_n$ . Несколько моментов заслуживают особо пристального внимания. Во-первых, это наличие вдоль каждой кривой одинакового количества - четырех - волнообразных «ступенек», свидетельствующих, что процесс проходит в четыре стадии. Во-вторых, это продолжительный начальный интервал протяженностью  $\sim 2$  мин, где нет ПМЭ, на кривой  $0,71R_n$ . Этот промежуток времени имеет смысл инкубационного периода. И в-третьих, это увеличение продолжительности кинетики при увеличении исходного  $R/R_n$ , что выглядит, на первый взгляд, парадоксальным – было бы понятнее, чем ближе образец к нормальному, тем меньше кинетическое время.

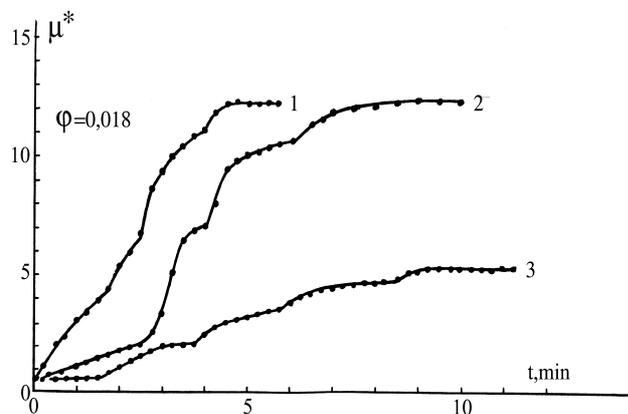


Рис. 2. Зависимость относительной кажущейся магнитной проницаемости  $\mu^*$  от времени для  $T_1 = T_C - 4 \cdot 10^{-2}$  К и  $\varphi = 0,018$ : 1 -  $R/R_n = 0,46$ ; 2 -  $R/R_n = 0,563$ ; 3 -  $R/R_n = 0,71$

**«Быстрая» кинетика.** Измерения проведены при  $T_2 = T_C - 2,04 \cdot 10^{-2}$  К и  $\varphi \approx 0,078$ . Как и ожидалось, из-за увеличения  $\varphi$  более чем в 4 раза скорости протекания кинетики существенно возросли (в десятки раз) (рис.3). Кроме такого количественного отличия наблюдаются и качественные: на кривых только по две волнообразные «ступеньки» вместо четырех и нет периода инкубации ни при каком  $R/R_n$ .

Самое любопытное в приведенных данных это волнообразность кривых, свидетельствующая, что кинетика - сфазированный по длине образца коллективный процесс, что не удивительно ввиду хорошего качества кристалла. Следующая примечательность – четность ступенек в обоих типах кинетики. В принципе эти особенности не противоречат модели ПМЭ [9], базирующейся на лондоновской конструкции ПС цилиндра с током [5]. Эта конструкция представляет собой вереницу неподвижных сверхпроводящих дисков, разделенных

резистивными слоями (рис.4). Согласно [9] наложение  $H_z$  приводит к топологической перестройке  $n$ - $s$ -границ индивидуальных  $s$ -доменов, лежащих в периферическом слое толщиной порядка глубины проникновения магнитного поля  $\lambda$ . Суть перестройки заключается в ориентации этих границ вдоль результирующего геликоидального поля. Достижение геликоидальности указанных участков границ возможно единственным способом разрывом сплошности периферических частей  $s$ -доменов в некоторых точках и удалением концов разрывов в противоположные стороны по образующей (см. рис.4). Почти не вызывает сомнений, что четность числа ступенек связана с симметрией решетки монокристалла, которая приводит к образованию двух пар разрывов во взаимно перпендикулярных направлениях. Снижение вдвое количества волн на «быстрых» кривых несомненно связано с ухудшением своеобразной «разрешающей способности» увеличившейся вынуждающей силы по сравнению с «разрешающей способностью» малой вынуждающей силы, которая чувствует различие сверхпроводящих свойств даже точек, лежащих вдоль одной кристаллографической оси. Что касается причины образования разрыва в том или ином конкретном месте, то, скорее всего, ею должна быть анизотропия коэффициента поверхностного натяжения на  $n$ - $s$ -границах.

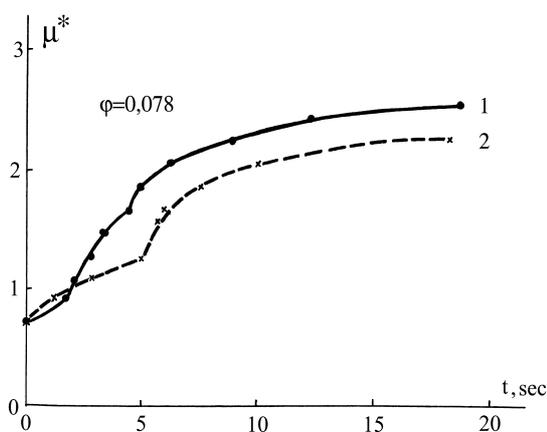


Рис. 3. Зависимость кажущейся магнитной проницаемости  $\mu^*$  от времени для  $T_2 = T_C - 2,04 \cdot 10^{-2}$  К и  $\varphi = 0,078$ : 1 -  $R/R_n = 0,55$ , 2 -  $R/R_n = 0,71$

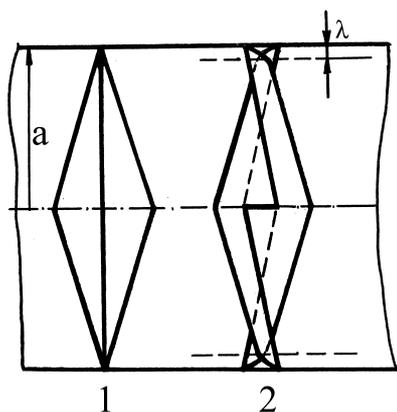


Рис. 4. Лондоновский сверхпроводящий домен в отсутствие  $H_z$  (1) и топология  $n$ - $s$ -границ при наложении  $H_z$  (2)

Отмеченный выше парадокс увеличения кинетического времени с увеличением  $R/R_n$  объяснить известными причинами не удастся. Если, однако, принять его за данность, из него вытекает, что относительное количество  $s$ -фазы в рассматриваемом ПС растёт с увеличением  $R/R_n$ .

Выражаю благодарность О.П. Леденеву за обсуждение результатов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. K.Steiner, H.Schoeneck // *Phys. Z.* 1937, v.38,

- p.887.
2. K.Steiner. Eine magnetische Erscheinung beim Eintritt der Supraleitung // *Z. Naturforschung* 1949, №4, p. 271-275.
  3. H. Meissner. Paramagnetic effect in superconductors. I. Theoretical aspects // *Phys.Rev.* 1955, v.97, №6, p.1627-1633.
  4. В.А. Фролов. Обнаружение порогового поля парамагнитного эффекта в промежуточном состоянии сверхпроводника // *ФНТ* 1985, т.11, №10, с.1031-1034.
  5. F. London. *Superfluids*. New York: Willey, 1950, 231 с.
  6. А.Ф. Андреев. О разрушении сверхпроводимости током // *ЖЭТФ*. 1968, т.54, №5, с.1510-1519.
  7. В.А. Фролов, Я.С. Кан. О пороговом токе парамагнитного эффекта в сверхпроводниках // *ФНТ*. 1979, т.5, № 5, с.455-460.
  8. .С. Кан, В.А. Фролов. Исследование структуры промежуточного состояния, создаваемого током в монокристаллических и поликристаллических цилиндрических сверхпроводниках. I. Измерения на олове вблизи  $T_c$  // *ФНТ*. 1978, т.4, № 1, с.17-31.
  9. . В.А. Фролов, Я.С. Кан. Парамагнитный эффект в сверхпроводниках и его применение для изучения промежуточного состояния // *ФНТ*. 1978, т.7, № 10, с.1235-1244.

## ДИСКРЕТНИЙ ХАРАКТЕР ВИНИКНЕННЯ ПАРАМАГНІТНОГО ЕФЕКТУ В НАДПРОВІДНИКУ ІЗ СТРУМОМ

В.А. Фролов

Експериментально встановлено, що при накладенні слабкого подовжнього магнітного поля на олов'яний монокристалічний циліндр, по якому протікає надкритичний струм, його відносна уявна магнітна проникність  $\mu^*$  зростає в процесі кінетики парамагнітного ефекту квазідискретним чином. Число  $N$  хвилюподібних «сходинок» на кінетичних кривих не залежить від величини надкритичності струму (тобто, від величини відновленого струмом електроопору), а залежить лише від швидкості процесу і дорівнює 4 для дуже малих швидкостей  $d\mu^*/dt \sim 1 \text{ мин}^{-1}$  і 2 для швидкостей на порядок більших. Спостережені особливості кінетики можуть бути обумовлені стрибкоподібною перебудовою топології меж, розділяючих нормальні і надпровідні домени, в результаті зміни кругового поля струму гелікоїдальним результуючим полем.

## DISCRETE CHARACTER OF ORIGIN OF PARAMAGNETIC EFFECT IN THE SUPERCONDUCTOR WITH THE CURRENT

V.A. Frolov

Experimentally it fixed that at superposition of a weak longitudinal magnetic field on the tin monocrystalline cylinder through which runs a supercritical current, its relative apparent magnetic permeability  $\mu^*$  builds up during kinetic of paramagnetic effect in a quasidiscrete manner. The number  $N$  of "steps" on kinetic curves does not depend on magnitude of a current (i.e., on magnitude of reduced by current resistance), and depends only on a process velocity and is equal 4 for very small velocities -  $d\mu^*/dt \sim 1 \text{ min}^{-1}$ , and 2 for order major velocities. Kinetic singularities observed can be stipulated by the jump reorganization of topology of boundaries between normal and superconducting domains as a result of changeover of a circular current field to a helical resulting field.