

05.4

Квадратичное по току электрическое поле контура сверхпроводящая катушка–резистор

© Н.А. Поклонский, С.Ю. Лопатин

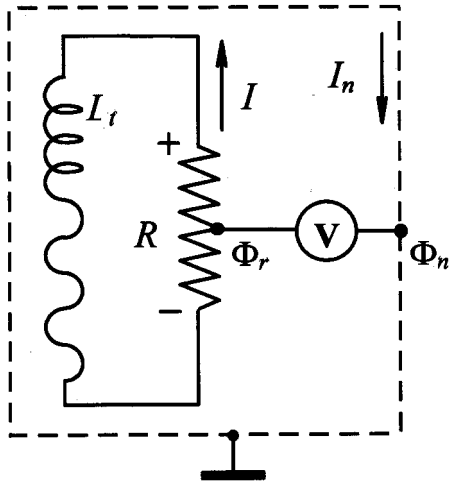
Белорусский государственный университет, Минск

Поступило в Редакцию 16 апреля 1997 г.

Впервые показано, что наблюдаемая [Phys. Lett. A. 1992. V. 162. N 2. P. 105–114] разность потенциалов Φ_i между резистором и окружающим контур экраном обусловлена поляризацией резистора за счет кинетической энергии электронов сверхпроводящей катушки. Объяснена пропорциональность Φ_i квадрату силы тока и длине сверхпроводящей проволоки. Отмечено, что измерение Φ_i позволяет определять величину квазиимпульса Ферми электронов металлического резистора.

Эдвардс и др. (EKL) [1,2] наблюдали появление квадратичного по току I электрического потенциала на резисторе, образующем замкнутую цепь со сверхпроводящей катушкой, относительно заземленного экрана (см. рисунок). Экспериментально установлено, что разность потенциалов между центром резистора R и экраном $\Phi_i \propto bI^2$, где b — длина сверхпроводящей проволоки. Величина Φ_i практически не зависела от конфигурационной индуктивности катушки $L_c \approx 800 \mu\text{H}$, минимизированной бифилярной намоткой. При токе $I = 16 \text{ A}$ и $b \approx 700 \text{ m}$ для $R = 82 \mu\Omega$ типичное значение $\Phi_i \approx 5 \text{ mV}$. Постоянная времени контура $\tau = L_c/R \approx 10 \text{ s}$. Сверхпроводящая проволока (NbTi, чистый Nb, а также Pb) диаметром $2a \approx 127 \mu$ была покрыта слоем меди (толщиной 19μ), электрическое сопротивление которого много больше R . Катушка и резистор погружались в жидкий гелий; сигнальный провод электрометра V присоединялся к центру резистора. Резистор и электростатический экран были выполнены из латуни.

В принципе, квадратичное по току стационарное электрическое поле возникает вокруг прямолинейного сверхпроводника конечной длины [3]. Но для замкнутой цепи необходимо учитывать запаздывание полей [4] от движущихся с ускорением зарядов из-за поворота вектора их то-



Схематическое представление измерений ЕКЛ [1,2].

ковой скорости (этим пренебрегалось в [5]). При последовательном рассмотрении получается, что вокруг сверхпроводящего контура со стационарным током электрического поля нет [6]. Вместе с тем в [7] указывается, что если отношение расстояния между "сверхпроводящими" электронами к расстоянию между атомными остатками (ионами) принять равным $\sqrt{1-\beta^2}$, где β — отношение токовой скорости электронов к скорости света, то суммарное электрическое поле пропорционально β^2 даже при усреднении по окружающей контур с током сфере. Однако это предположение не обосновывается [8,9,10].

Возникновение электрического поля, пропорционального I^2 , может быть также обусловлено ускоренным движением зарядов в криволинейном участке проводника [11], перераспределением под действием собственного магнитного поля плотности электрического заряда (радиальный Холл-эффект) [12,13] или тока в электронейтральной металлической среде (пинч-эффект) [14], а также отличием площади поперечного сечения различных участков проводника (Бернулли-эффект) [13,15]. Однако количественные оценки не позволяют рассматривать результаты

ЕКЛ как проявление перечисленных эффектов (см. также [1,2]). Это послужило основой для дискуссии [7–10] о релятивистской инвариантности уравнений, описывающих полный заряд замкнутой системы с током. (В современном ”оптическом” эксперименте [16] преобразования Лоренца подтверждены с точностью $7 \cdot 10^{-5}$).

Цель работы — интерпретация экспериментов ЕКЛ [1,2].

Исходим из того, что полная энергия сверхпроводящей катушки с током I есть сумма энергии магнитного поля $L_c I^2/2$ и кинетической энергии направленного движения электронов K . Для катушки, намотанной проволокой диаметром $2a$ и длиной b , кинетическая энергия электронов [17]:

$$K = \frac{L_k I^2}{2} = \frac{\mu_0 \lambda b}{8\pi a} I^2, \quad (1)$$

где L_k — кинетическая индуктивность, $\lambda \ll a$ — лондоновская глубина возбуждения тока в проволоке, μ_0 — магнитная постоянная.

В условиях опыта ЕКЛ полная индуктивность катушки $L_t = L_c + L_k \approx L_c$.

После включения в сверхпроводящую цепь резистора происходит затухание тока и возникает индукционное электрическое поле, направленное по току. Индукционная разность потенциалов на концах резистора $U_i \approx -L_c dI/dt = IR$; потенциал центра резистора $\Phi_i = U_i/2$ (здесь и далее относительно бесконечно удаленной точки, где потенциал полагается равным нулю). Вследствие взаимной индуктивности контура и экрана в точке заземления электрометра возникает потенциал Φ_n , пропорциональный току в катушке. Ясно, что Φ_n из-за вихревого характера токов I_n имеет разные значения (и знак) в различных участках экрана.

В начальный момент, при включении в сверхпроводящую цепь резистора, происходит смещение всех его N электронов проводимости на длину свободного пробега l относительно атомных остатков в противоположном току направлении. В результате резистор поляризуется, потребляя на это часть запасенной в сверхпроводящей катушке энергии [18,19]. Потенциальная энергия поляризации $W = EP/2$, где E — напряженность электрического поля, $P = qlN$ — дипольный момент, $q > 0$ — электронный заряд. Поляризационная разность потенциалов на концах резистора длиной d есть $U_p = Ed$; потенциал центра резистора $\Phi_p = U_p/2$.

Так как потребляемая на поляризацию резистора энергия W ограничена K , то из соотношения $U_p P / 2d = L_k I^2 / 2$ с учетом (1) получаем оценку

$$\Phi_p = \frac{L_k I^2 d}{2q l N} = \frac{\mu_0 \lambda b}{8\pi q a l S n} I^2, \quad (2)$$

где $n = N / Sd$ — концентрация электронов проводимости в резисторе с площадью поперечного сечения S и длиной d .

Из (2) следует, что поляризационный потенциал Φ_p пропорционален квадрату тока и длине сверхпроводящего участка цепи, но не зависит от длины резистора.

При температуре жидкого гелия вклад добавочного сопротивления перехода резистор–сверхпроводник (критическая температура ≈ 10 К) в создание разности потенциалов на концах резистора пренебрежимо мал [17].

Как только $q(U_p - IR) = 2q(\Phi_p - \Phi_i)$ станет меньше ширины энергетической щели сверхпроводника (≈ 3 мВ), ток в контуре прекратится.

Таким образом, измеряемая в опытах ЕКЛ разность потенциалов между резистором и экраном есть $\Phi_t = \Phi_r - \Phi_n$, где $\Phi_r = \Phi_p - \Phi_i$ — потенциал центра резистора (точки присоединения сигнального провода), Φ_n — потенциал точки заземления электрометра.

Из параметров латунного резистора $R = 82 \mu\Omega$, $d = 14$ мм и $S \approx 0.1$ см² находим его удельную электропроводность $\sigma \approx 1.6 \cdot 10^5 \Omega^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Концентрация электронов проводимости в латуни ($\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x$) с атомной плотностью $8.65 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ при $x \approx 0.2$ по данным [20] есть $n \approx 9.8 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$. При температуре жидкого гелия средняя длина свободного пробега электронов проводимости $l = p_F \sigma / q^2 n$ определяется квазиимпульсом $p_F = \hbar(3\pi^2 n)^{1/3}$ на поверхности Ферми. Подстановка в (2) значений $\lambda \approx 38$ нм (для Nb и Pb) и $l \approx 10$ нм (для латуни) при $I = 16$ А дает $\Phi_p \approx 4$ мВ и $\Phi_i \approx 0.65$ мВ. Разность потенциалов $\Phi_t \approx \Phi_r - \Phi_i \approx 3.3$ мВ (при $\Phi_n = 0$) сопоставима с экспериментальной величиной.

Знак $\Phi_t = \Phi_r - \Phi_n$ не должен зависеть от направления тока в контуре для заданной конфигурации электрической схемы.

Заметим, что из (2) при $l \propto p_F / n$ следует $\Phi_p \propto \lambda / p_F$, т.е. по измерению $\Phi_t \approx \Phi_p$ можно определять фермиевский квазиимпульс электронов p_F в резисторе.

Итак, в опытах Эдвардса и др. [1,2] квадратичное по току электрическое поле контура сверхпроводящая катушка–резистор обусловлено

преобладанием электрического поля поляризации резистора над индукционным полем. В известном смысле опыты ЕКЛ дополняют опыты Толмена и др. (см. [21]), в которых измерялся затухающий ток в замкнутой цепи, обусловленный движением электронов проводимости по инерции после остановки вращающейся несверхпроводящей катушки.

Благодарим И.З. Рутковского, Г.С. Кембровского и В.В. Митянка за дискуссии.

Работа выполнена в рамках программы "Низкоразмерные системы" Министерства образования Республики Беларусь.

Список литературы

- [1] *Edwards W.F., Kenyon C.S., Lemon D.K.* // Phys. Rev. D. 1976. V. 14. N 4. P. 922–938.
- [2] *Lemon D.K., Edwards W.F., Kenyon C.S.* // Phys. Lett. A. 1992. V. 162. N 2. P. 105–114.
- [3] *Митянок В.В., Поклонский Н.А.* // ЖТФ. 1993. Т. 63. N 1. С. 189–191.
- [4] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1988. 512 с.
- [5] *Стрельцов В.Н.* // Сообщения ОИЯИ. Дубна, 1992. № Д2–92–196. С. 1–3.
- [6] *Jackson J.D.* Classical Electrodynamics (2d ed). NY e.a.: John Wiley and Sons, Inc. 1975. 848 p.
- [7] *Ivezic T.* // Phys. Lett. A. 1992. V. 162. N 2. P. 96–102.
- [8] *Bartlett D.F., Edwards W.F.* // Phys. Lett. A. 1992. V. 162. N 2. P. 103–104.
- [9] *Bilic N.* // Phys. Lett. A. 1992. V. 162. N 2. P. 87–90.
- [10] *Singal A.K.* // Phys. Lett. A. 1992. V. 162. N 2. P. 91–95.
- [11] *Ансим А.Р.* // ФТП. 1992. Т. 26. В. 10. С. 1850–1851.
- [12] *Мартинсон М.Л., Недоспасов А.В.* // УФН. 1993. Т. 163. В. 1. С. 91–93.
- [13] *Jaggi R.* // Phys. Rev. 1961. V. 122. N 2. P. 448–449.
- [14] *Канер Э.А., Леонов Ю.Г., Макаров Н.М.* // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. В. 6. С. 2020–2031.
- [15] *Chester M.* // Phys. Rev. 1964. V. 133. N 4A. P. 907–915.
- [16] *Hils D., Hall J.L.* // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. N 15. P. 1697–1700.
- [17] *Шмидт В.В.* Введение в физику сверхпроводников. М.: Наука, 1982. 240 с.
- [18] *Полевой В.Г.* // Изв. вузов. Радиофиз. 1990. Т. 33. № 7. С. 818–825.
- [19] *Миллер М.А.* // Изв. вузов. Радиофиз. 1986. Т. 29. № 9. С. 991–1007.
- [20] *Физические величины: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова.* М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [21] *Цидильковский И.М.* // УФН. 1975. Т. 115. В. 2. С. 321–331.