

01:05

Выпрямление напряжения "жесткими" сверхпроводниками

© А.Н. Ульянов

Донецкий физико-механический институт АН Украины,
340114 Донецк, Украина

(Поступило в Редакцию 30 апреля 1998 г.)

В рамках модели критического состояния Бина проведен расчет напряжения и формы напряжения в жестких сверхпроводниках с током, содержащим и переменную, и постоянную составляющие. Сравнение с экспериментом показало, что отмеченные характеристики хорошо описываются в рамках указанной модели. Объяснен эффект выпрямления напряжения сверхпроводниками с током.

В настоящее время получены сверхпроводящие композиты на основе висмутовой сверхпроводящей керамики в серебряной оболочке с высокой критической плотностью тока ($I_c \sim 2 \cdot 10^4$ А/см²) [1]. Такие материалы могут быть использованы, например, для переноса переменного и постоянного транспортных токов, в качестве проводов для сверхпроводящих магнитов. Тонкие пленки на основе высокотемпературных сверхпроводников могут быть использованы в микроэлектронике. Объемные материалы на основе $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ керамики могут быть использованы в качестве тоководов от температуры жидкого азота до температуры жидкого гелия. Перенос сверхпроводниками переменного транспортного тока в настоящее время исследуется очень активно (см., например, [2–6]). При этом как в экспериментальных [4–6], так и в теоретических работах [3,7] основное внимание уделяется исследованию гистерезисных потерь. Форма напряжения, токовые и частотные зависимости напряжения и потерь исследовались экспериментально [2–6] и теоретически [2,3,5,7]. Генерация гармоник сверхпроводящими висмутовой керамикой [8] и иттриевыми пленками [9], несущими переменный транспортный ток, были исследованы индуктивным методом. Поведение сверхпроводящей пластины с переменным током в перпендикулярном магнитном поле исследовалось в работе [10]. В работе [2], наверное, впервые исследовался транспорт переменного тока $I(t) = I_{dc} + I_{ac} \cos \omega t$, содержащего и постоянную составляющую. В указанной работе экспериментально был обнаружен эффект "выпрямления" напряжения постоянным током и в рамках модели критического состояния Кима [11] для случая $|I(t)| < I_c$ было показано, что величина выпрямленного напряжения линейно зависит от частоты переменного тока.

В данной работе в рамках модели критического состояния Бина [12] рассчитаны напряжение и его форма на сверхпроводнике, несущем переменный транспортный ток $I(t) = I_{dc} + I_{ac} \cos \omega t$, объяснено происхождение частотно-независимой составляющей выпрямленного напряжения, наблюдавшейся в работе [2].

1. При пропускании транспортного тока $I_{tr}(t)$ через сверхпроводник на его края при некоторой величине тока возникают вихри магнитного потока. Вихри под действием силы Лоренца двигаются к центру образца. Движение вихрей приводит к диссипации энергии и к

падению напряжения $u_R(t)$ на образце. Кроме того, если транспортный ток является переменным, он индуцирует вокруг себя переменное магнитное поле (self-field) с потоком $\Phi(t)$, что приводит к появлению гистерезисных потерь, обусловленных перемагничиванием образца в собственном переменном поле. Изменение магнитного потока приводит к появлению эдс самоиндукции в образце $e_L(t) = -d\Phi(t)/dt$ и к падению напряжения $u_L(t) = -e_L(t)$ на нем. Таким образом, напряжение $u(t)$ на сверхпроводнике, через который пропускается переменный транспортный ток, определяется суммой двух вкладов

$$u(t) = u_R(t) + u_L(t). \quad (1)$$

"Активная" часть напряжения $u_R(t)$ совпадает по фазе с фазой тока и определяется вольт-амперной характеристикой сверхпроводника. "Индуктивная" часть напряжения $u_L(t)$ содержит и симфазную, и отличающуюся по фазе на 90° от фазы тока (квадратурную) составляющие и может быть определена в рамках модели критического состояния.

2. Определим активную часть напряжения на образце. Для определенности будем считать, что вольт-амперная характеристика (ВАХ) сверхпроводника является степенной

$$u_R(I) = u_c(I/I_c)^\alpha, \quad (2)$$

здесь I_c — критический ток образца, определяемый обычно из критерия $u_R = u_c = 1 \mu\text{В/см}$.

Напряжение на сверхпроводнике с переменным током показано на рис. 1. В этом случае, если транспортный ток содержит как переменную, так и постоянную составляющие, "рабочая" точка вольт-амперной характеристики сверхпроводника смещается (рис. 2). При этом, если $I_{dc} > 0$, положительная полуволна тока усиливается, а отрицательная подавляется. Это приводит к появлению постоянной, частотно-независимой компоненты напряжения на образце

$$u_{Rc} = \frac{1}{T} \int_0^T u_R(I(t)) dt. \quad (3)$$

Это и объясняет экспериментально наблюдавшийся в работе [2] эффект выпрямления напряжения сверхпроводником. Величина выпрямленного напряжения u_{Rc}

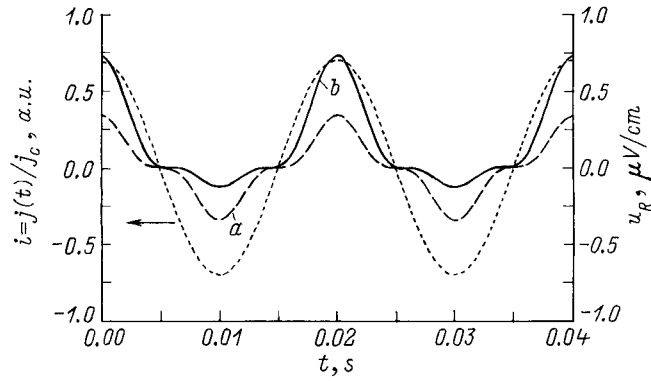


Рис. 1. Зависимость тока $j(t) = j_{dc} + j_{ac} \cos \omega t$ ($j_{ac} = 0.7j_c$, $j_{dc} = 0$) и "активного" напряжения u_R на образце от времени при $j_{dc} = 0$ (а). $0.2j_c$ (б).

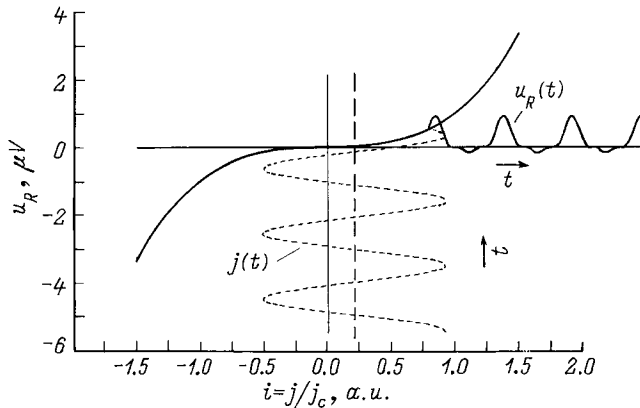


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) сверхпроводника ($\alpha = 3$) и напряжение u_R на нем при пропускании транспортного тока $j(t) = j_{dc} + j_{ac} \cos \omega t$, $j_{ac} = 0.7j_c$, $j_{dc} = 0.2j_c$.

определяется типом ВАХ (в случае (2) — показателем степени α), амплитудой переменного и величиной постоянного транспортных токов. Например, для степенной функции с показателем степени $\alpha = 3$ величина выпрямленного напряжения

$$u_{Rc} = u_c \frac{1}{2I_c^3} (3I_{ac}^2 I_{dc}^2 + 2I_{dc}^3). \quad (4)$$

3. "Индуктивную" часть напряжения $u_L(t)$ на образце найдем для бесконечной пластины в рамках модели критического состояния Бина [12]. В соответствии с этой моделью ток, протекающий через сверхпроводник, отличен от нуля только в той части образца, где индукция $B \neq \text{const}$, величина тока зависит только от температуры и равна его критическому значению. При изменении внешнего поля распределение магнитной индукции изменится сначала во внешней части образца, а затем в его внутренней части. Это происходит вследствие захвата магнитного потока на центрах пиннинга. В результате этого изменение индукции отстает по фазе от изменения внешнего поля, в данном случае определяемого током.

Магнитное поле в образце описывается уравнениями Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_c, \quad (5)$$

где c — скорость света, j_c — плотность критического тока.

Решая уравнение (5) и учитывая, что поле на границе образца равно сумме полей, инициируемых постоянными и переменными транспортными токами, $H_{tr} = \pm(2\pi d/c)(j_{dc} + j_{ac} \cos \omega t)$, (j_{dc} , $j_{ac} \cos \omega t$ — плотности постоянного и переменного транспортных токов соответственно, d — толщина пластины, знаки "+" и "-" соответствуют противоположным сторонам пластины), можно получить распределение магнитной индукции в образце. При этом возможны следующие случаи: А) $I_{dc} + I_{ac} < I_c$, когда амплитуда переменного тока плюс величина постоянного тока меньше величины критического тока; Б) противоположный случай, когда $I_{dc} + I_{ac} > I_c$. В данной работе рассматривается только случай А как имеющий практическое применение. В этом случае сверхпроводник в течение всего периода находится в критическом состоянии. Индукция в образце определяется выражением

$$B(x) = B_c \begin{cases} 0, & 0 \leq |x| \leq x_0, \\ \left(\frac{j_{ac} + j_{dc}}{j_c} - 1 + \frac{2|x|}{d} \right) \text{sgn } x, & x_0 \leq |x| \leq x_m, \\ \left[- \left(\frac{j_{ac}}{j_c} - 1 + \frac{2|x|}{d} \right) \times \text{sgn } \dot{I} + \frac{j_{dc}}{j_c} \right] \text{sgn } x, & x_m \leq |x| \leq x_t, \\ \left[\frac{j_{ac}}{j_c} \cos \omega t - \left(1 - \frac{2|x|}{d} \right) \times \text{sgn } \dot{I} + \frac{j_{dc}}{j_c} \right] \text{sgn } x, & x_t \leq |x| \leq \frac{d}{2}, \end{cases} \quad (6)$$

ось x направлена перпендикулярно плоскости пластины, ток протекает вдоль пластины, $x = 0$ соответствует середине пластины,

$$B_c = \frac{2\pi d}{c} j_c, \quad x_0 = \frac{d}{2} \left(1 - \frac{j_{ac} + j_{dc}}{j_c} \right),$$

$$x_m = \frac{d}{2} \left(1 - \frac{j_{ac}}{j_c} \right),$$

$$x_t = \frac{d}{2} \left(1 - \frac{j_{ac}}{2j_c} (1 + \cos \omega t \text{sgn } \dot{I}) \right),$$

$\text{sgn } \dot{I}$ — знак величины $dI(t)/dt$.

Интегрируя выражение (6) по полутолщине пластины, определяем поток магнитного поля $\Phi(t)$, приходящийся на единицу длины (через половину пластины). Дальнейшим дифференцированием полученного выражения по времени получим эдс самоиндукции

$$e_L \equiv -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\pi d^2 \omega}{2c^2} \frac{j_{ac}^2}{j_c} (\sin \omega t - \cos \omega t |\sin \omega t|) \quad (7)$$

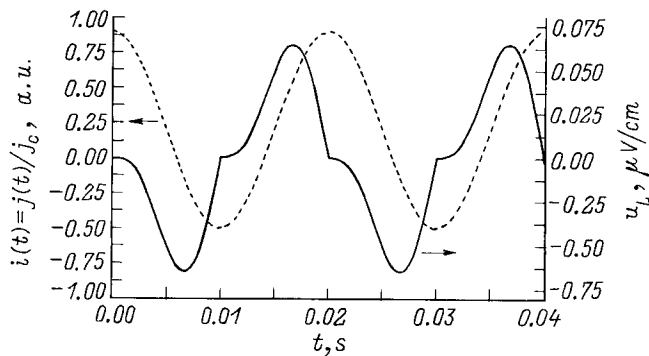


Рис. 3. Зависимость тока $j(t) = j_{dc} + j_{ac} \cos \omega t$ ($j_{ac} = 0.7j_c$, $j_{dc} = 0.2j_c$) и "индуктивного" напряжения u_L на образце от времени.

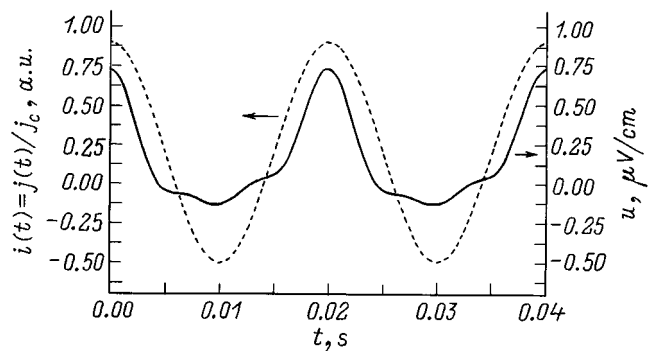


Рис. 4. Зависимость тока $j(t) = j_{dc} + j_{ac} \cos \omega t$ ($j_{ac} = 0.7j_c$, $j_{dc} = 0.2j_c$) и "полного" напряжения $u(t)$ на образце от времени.

и падение напряжения на единице длины образца $u_L(t) = -e_L(t)$ (рис. 3). Полное напряжение на образце $u(t) = u_R(t) + u_L(t)$ показано на рис. 4. Его форма в целом согласуется с результатами работы [2]. Различие, по-видимому, можно отнести на счет эксперимента, так как отличаются уже экспериментальные кривые работ [2] и [4] (без постоянной составляющей транспортного тока). Как следует из (7), величина $u_L(t)$ прямо пропорциональна частоте переменного тока и не зависит от величины постоянной составляющей транспортного тока. Используя значения величин толщины образца $d \sim 100 \mu\text{m}$, ширины образца $w \sim 4 \text{ mm}$, критического тока $I_c = 8.3 \text{ A}$ из работы [5], можно получить, что величина

$$A_1 = \frac{\pi d^2 \omega j_{ac}^2}{2c^2 j_c}$$

в (7) по порядку величины равна $\sim 10^{-2} - 10^{-1} \mu\text{В/см}$ при частоте $\omega = 50 \text{ Hz}$ и плотности транспортного тока $j_{ac} \sim j_c$. Это значение величины A_1 соответствует экспериментальным данным работ [4,5].

В работе [2] расчет напряжения на образце проводился в рамках модели критического состояния Кима, где величина критического тока зависит и от температуры,

как в модели Бина, и от локального поля

$$j_c(T, H) = \frac{j_c(T, 0)}{1 + H/H_0},$$

где $H_0 \sim 0.1 \text{ T}$.

Напряжение на образце в случае [2], т. е. при $|I(t)| < I_c$ определяется выражением

$$u_{LK} = -\frac{\pi d^2 \omega j_{ac}^2}{2c^2 j_c} \times \left(\sin \omega t - \cos \omega t |\sin \omega t| + \frac{\pi d j_{ac}}{c H_0} e(t) \right). \quad (8)$$

Выражение $e(t)$ содержит и постоянную, и гармонические составляющие, величина и амплитуда которых зависят от отношения I_{dc}/I_{ac} и по порядку величины равны единице [2]. Таким образом, выражение (8) по сравнению с (7) содержит дополнительное слагаемое, содержащее постоянную, "выпрямленную" составляющую напряжения на образце. Однако величина этой составляющей пренебрежимо мала в силу малости отношения $\pi d j_{ac}/c H_0 \sim 10^{-3} - 10^{-2}$.

Таким образом, в рамках модели критического состояния Бина рассчитаны напряжение на сверхпроводниках с током. Полученные результаты находятся в хорошем соответствии с экспериментальными. Объяснено происхождение часто-независимой, "выпрямленной" составляющей напряжения на сверхпроводниках с переменным транспортным током. Полученные результаты могут быть использованы при конструировании узлов как сильноточной, так и слаботочной электроники.

Автор выражает благодарность Ю.А. Гененко за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Minot M.J. // Adv. Cryogenic Eng. A. 1994. Vol. A40. P. 131–137.
- [2] Grishin A.M., Niska J., Loberg B., Weber H. // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76. P. 6947–6949.
- [3] Müller K.-H., Leslie K.E. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1997. Vol. 7. P. 306–309.
- [4] Ashworth S.P. // Physica C. 1994. Vol. 229. P. 355–360.
- [5] Ciszek M., Campbell A.M., Glowacki B.A. // Physica C. 1994. Vol. 233. P. 203–208.
- [6] Eckelmann H., Daumling M., Quilitz M., Goldacker W. // Physica C. 1998. Vol. 295. N 1. P. 198–207.
- [7] Norris W.T. // J. Phys. D. 1970. Vol. 3. P. 489–507.
- [8] Grishin A.M., Koreniski V.N., Rao K.V., Ulyanov A.N. // Appl. Phys. Lett. 1994. Vol. 65. P. 487–489.
- [9] Гришин А.М., Дроботько В.Ф., Мазаев А.А., Стасовский В.Д., Хохлов В.А. // ФНТ. 1993. Т. 19. С. 635–640.
- [10] Brandt E.H., Indenbom M. // Phys. Rev. B. 1993. Pt I. T. 48. С. 12 893.
- [11] Kim Y.B., Hempstead C.F., Strnad A.R. // Phys. Rev. 1963. Vol. 129. P. 528–534.
- [12] Bean C.P. // Phys. Lett. 1962. Vol. 8. P. 250–253.