

УВЛЕЧЕНИЕ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ ПРОДОЛЬНОЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНОЙ

Е.Д.Гутлянский

Ростовский государственный университет
344104 Ростов на Дону, Россия

Поступила в редакцию 18 ноября 1993 г.

После переработки 1 марта 1994 г.

Показано, что взаимодействие вихревой структуры с продольной ультразвуковой волной приводит к ее движению в направлении распространения волны со средней скоростью, пропорциональной ее мощности. Движение вихревой структуры приводит к появлению поперечного электрического поля, которое имеет хорошо выраженный температурный максимум.

Одной из основных особенностей высокотемпературных сверхпроводников является относительно высокая подвижность вихрей, которая проявляется в наблюдаемом гигантском крипте магнитного потока [1]. Это свойство есть следствие, с одной стороны, малой длины когерентности, которая ведет к малой активационной энергии пиннингованных вихрей, а с другой стороны, высокой температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c .

Взаимодействие ультразвука с вихревыми структурами за счет сил трения между вихрем и кристаллом [2], по-видимому, впервые было рассмотрено в [3]. Аналогичный подход позже был использован в [4] для описания затухания ультразвука в высокотемпературных сверхпроводниках. В работе [5] было показано существование прямого взаимодействия между вихрями в сверхпроводниках, помещенных во внешнее магнитное поле, и ультразвуковыми волнами разной поляризации. Цель данной работы – показать, что это взаимодействие приводит к эффекту увеличения вихревой жидкости продольной ультразвуковой волной (УВ).

Физический смысл этого эффекта состоит в следующем. Продольная ультразвуковая волна, распространяющаяся в сверхпроводнике, наводит по всему его объему переменный сверхток в направлении, перпендикулярном внешнему полю и волновому вектору УВ. Этот ток, взаимодействуя с вихрями, приводит к возникновению дополнительной силы Лоренца, действующей в направлении волнового вектора УВ на каждый вихрь и приводящей к его колебаниям. В вихревой жидкости это движение, в соответствии с уравнением непрерывности, приведет к колебаниям плотности вихрей. А поскольку сила Лоренца, действующая на вихревую жидкость, равна произведению плотности вихрей на ток, то в этом произведении возникнет постоянная составляющая силы Лоренца, действующая на вихревую структуру. Эта сила приводит к движению вихревой структуры как целого с некоторой средней скоростью в направлении распространения волны. Отметим, что этот эффект аналогичен эффекту увеличения продольной УВ электронов в пьезоэлектриках. Движение вихрей в направлении распространения УВ будет приводить к возникновению поперечного электрического поля в сверхпроводнике. В частности, в недавней работе [6] существование такого поля, индуцированного поверхностью акустической волной, было обнаружено в пленке олова, нанесенного на подложку

из ниобата лития. Ниже мы будем рассматривать однородный и изотропный сверхпроводник, помещенный во внешнее магнитное поле B_0 , направленное в отрицательном направлении оси z . Для определенности будем полагать, что плоская продольная УВ распространяется в положительном направлении оси y и имеет вид $U = U_0 e^{iky-i\omega t}$, где U – вектор смещения среды, k – волновой вектор, ω – частота колебаний.

Покажем, что во всем объеме сверхпроводника при описанных выше условиях наводится переменный сверхток. Для этой цели запишем первое уравнение Лондона [7] в локальной системе координат, связанной с колеблющейся средой:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\Lambda j_s) = E + [VB_0], \quad (1)$$

где $\Lambda = m/n, e^2$, m и e – масса и заряд электрона, соответственно, n – плотность сверхпроводящих электронов, E – электрическое поле в лабораторной системе координат, j_s – сверхток. Используя уравнения Максвелла

$$\text{rot } H = j_s, \quad (2)$$

$$\text{rot } E = -\frac{\partial h}{\partial t}, \quad (3)$$

после простых преобразований, полагая $\mu = \mu_0$, получим выражение

$$\frac{\partial}{\partial t}(\lambda_L^2 \text{rot rot } h + h) = \text{rot } [VB_0], \quad (4)$$

которое в рассматриваемом здесь случае имеет вид

$$\lambda_L^2 \nabla^2 h + h = \text{rot } [UB_0], \quad (5)$$

где $\lambda_L^2 = \Lambda/\mu_0$ – лондоновская глубина проникновения.

Решая уравнение (8), мы находим следующее выражение для сверхтока, индуцируемого ультразвуковой волной:

$$j_s = \frac{k^2 [UB_0]}{\mu_0(1 + \lambda_L^2 k^2)} e^{iky-i\omega t}. \quad (6)$$

Это выражение показывает, что по всему объему сверхпроводника ультразвуковая волна наводит сверхток. Этот ток, взаимодействуя с вихрями, приводит к появлению силы Лоренца, которая будет действовать на каждый вихрь по всему объему сверхпроводника.

Уравнение теории упругости, описывающее распространение ультразвуковой волны, в нашем случае имеет вид

$$\rho \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = E \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + f_{fr}, \quad (7)$$

где ρ – плотность сверхпроводника, $E = \rho c^2$, c – скорость УВ, f_{fr} – сила трения вихрей о решетку при движении их относительно кристалла. (В случае TAFF-режима эта сила равна средней силе пиннинга, действующей на вихревую структуру при ее движении относительно сверхпроводящей среды. В режиме FF эта величина действительно имеет смысл силы трения вихревой структуры о кристаллическую решетку.) Эту силу можно представить в виде

$$f_{fr} = \eta(\dot{W} - \dot{U}), \quad (8)$$

где \dot{W} – локальная скорость вихревой структуры в лабораторной системе отсчета, η – коэффициент вязкости, отнесенный к единице объема вихревой решетки, \dot{U} – локальная скорость сверхпроводника.

Уравнение движения вихревой жидкости в нашем случае находится из уравнения баланса сил, действующих на единицу объема вихревой решетки. В континуальном приближении оно имеет вид

$$f_{fr} = C_{11} \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + [j_s B_z]_y, \quad (9)$$

где j_s – сверхпроводящий ток, индуцируемый УВ, $B_z = \Phi_0 n Z$, Z – единичный вектор, направленный в отрицательном направлении оси z , $\Phi_0 = 2\pi\hbar c/2e$ – квант магнитного потока, n – количество вихрей, проходящих через единицу поверхности, C_{11} – объемный модуль упругости вихревой решетки. Кроме того, поверхностная плотность вихрей должна удовлетворять уравнению непрерывности

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial(\dot{W} - \dot{U})}{\partial y} = 0. \quad (10)$$

Уравнения (6) – (10) представляют собой нелинейную систему, которую можно решить в рамках теории возмущений. Представим поверхностную плотность n и скорость вихрей \dot{W} в виде $n = n_0 + n_1$, $\dot{W} = \dot{W}_1 + \dot{W}_2$, где индексом 1 обозначены члены первого порядка малости, а индексом 2 – второго. Подставляя эти выражения в уравнения (6) – (10) и оставляя только члены первого порядка малости, получим линейную систему уравнений, решения которой показывают, что учет взаимодействия ультразвуковой волны с вихрями в первом порядке приводит к появлению дополнительного затухания и изменению ее скорости.

Далее, рассмотрим члены второго порядка малости в уравнении (9) и, пренебрегая пространственной неоднородностью волны, связанной с затуханием, получим выражение

$$\dot{W}_2 = \frac{\Phi_0 n_1}{\eta} [j_s Z]_y. \quad (11)$$

Усредняя его по времени, получим выражение для средней скорости движения вихревой жидкости относительно сверхпроводника:

$$\langle \dot{W}_2 \rangle = k\omega \frac{X^2}{1 + X^2} U_0^2. \quad (12)$$

где $X = k^2 C_{11} / \eta \omega$. Движение вихрей относительно сверхпроводника, вызванное УВ, будет приводить к возникновению поперечного электрического поля [8]

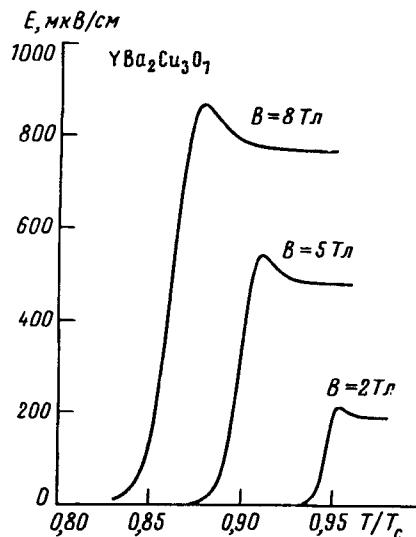
$$E = \Phi_0 n (\dot{W} - \dot{U}). \quad (13)$$

В этом выражении нас будут интересовать члены только второго порядка по амплитуде УВ, поскольку только эти члены дают отличный от нуля вклад при усреднении по времени:

$$E_x = \Phi_0 n_0 \langle \dot{W}_2 \rangle + \Phi_0 \langle n_1 (\dot{W}_1 - \dot{U}) \rangle. \quad (14)$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по времени. Первое слагаемое содержит среднюю скорость движения вихрей относительно сверхпроводника, полученную нами выше, и индукцию внешнего магнитного поля. Второе слагаемое есть произведение двух линейных по амплитуде УВ величин. Окончательно выражение электрического поля, наведенного ультразвуковой волной, имеет вид

$$E = k\omega B_0 U_0^2 \left[\frac{X^2}{1 + X^2} + 2 \frac{X^2}{(1 + X^2)^2} \right]. \quad (15)$$



Зависимость наведенного ультразвуковой волны электрического поля в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ от температуры при различных значениях внешнего магнитного поля в области ТАFF-режима

Необходимо отметить, что выражения (12) и (15) справедливы при температурах ниже T_c в области, где существует подвижная вихревая структура, в частности, это область ТАFF- и FF-режимов. В области ТАFF-режима электрическое поле как функция температуры имеет хорошо выраженный максимум. В качестве примера найдем электрическое поле, наведенное продольной ультразвуковой волной в кристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ в магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости ab , как функцию температуры в ТАFF-режиме. Скорость продольной УВ в нем равна $4.1 \cdot 10^3$ м/с [9], частоту будем полагать, равной 100 МГц, а амплитуду $U_0 = 10^{-9}$ м. Коэффициент вязкости в ТАFF-режиме имеет вид $\eta = B^2/r$ [10]. Для расчета сопротивления возьмем формулу Тинкхама [11] $r = r_0 I_0^{-2} (\gamma_0/2)$, $\gamma_0 = 1, 2 \cdot 10^3 (1 - T/T_c)^{3/2} B^{-1}$. На рисунке приведен результат расчета величины электрического поля как функции температуры для трех значений внешнего магнитного поля¹⁾. Отметим, что с ростом магнитного поля температурный максимум напряженности смещается в область более низких температур. Указанная выше температурная зависимость может быть использована для экспериментального определения коэффициента вязкости и модуля упругости вихревой жидкости. Максимальная скорость вихревой жидкости при выбранных нами параметрах волны будет ≈ 10 мм/с.

Работа выполнена в рамках проекта 92077 Российской программы по ВТСП.

¹⁾На рисунке не показано поведение поля как функции температуры в окрестности точки перехода, поскольку эта область не описывается в рамках ТАFF-режима. Изучение поведения наведенного поля в этой области выходит за рамки настоящей работы.

-
1. Y.Yeshurun and A.P.Malozemoff, Phys. Rev. Lett. **60**, 2202 (1988).
 2. J.Bardeen and M.J.Stephen, Phys. Rev. **140**, 4A, 1197 (1965).
 3. В.П.Галайко, Н.И.Фалько, ЖЭТФ **52**, 4, 977 (1967).
 4. J.Pankert, Physica C **168**, 335 (1990).
 5. Е.Д.Гутлянский, ФНТ **18**, 428 (1992).
 6. Н.В.Заварицкий, Письма в ЖЭТФ **57**, 695 (1993).
 7. M.Tinkham. Introduction to Superconductivity. by Mc Graw-Hill, Inc. 1975.
 8. B.D.Josephson, Phys. Lett. **16**, 242 (1960).
 9. S.Bhattacharya, M.J.Higgins, D.C.Jonston et al. Phys. Rev. Lett. **60**, 1181 (1988).
 10. E.H.Brand, Int. Jour. Modern Physics B **5**, 751 (1991).
 11. M.Tinkham, Phys. Rev. Lett. **61**, 1658 (1988).