

# АНОМАЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В СВЕРХПРОВОДНИКАХ С ДВИЖУЩЕЙСЯ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРОЙ И ОБРАЗОВАНИЕ АКУСТОВИХРЕВЫХ ДОМЕНОВ

*С. Е. Гутлянский, Е. Д. Гутлянский\**

*Научно-исследовательский институт физики Ростовского государственного университета  
334002, Ростов-на-Дону, Россия*

Показано, что продольная ультразвуковая волна в сверхпроводниках с движущейся вихревой структурой генерирует дополнительное поперечное акустоэлектрическое поле, пропорциональное мощности этой волны. Это поле меняет знак скорости движения вихревой структуры, меньшей скорости ультразвуковой волны. Это качественно отличает рассматриваемый эффект от аналогичного эффекта на электронах проводимости в полупроводниках. Совместно с эффектом усиления ультразвуковой волны такое поведение акустоэлектрического поля может приводить к отрицательной дифференциальной проводимости и, следовательно, к образованию в сверхпроводнике акустовихревых доменов.

PACS: 74.25.Qt

Физика акустоэлектрического эффекта состоит в следующем: продольная ультразвуковая (УЗ) волна через силы трения колеблет вихревую структуру и тем самым порождает продольные колебания плотности. Колебания вихревой структуры индуцируют поперечные сверхпроводящие токи, которые порождают силу Лоренца в направлении распространения УЗ-волны, которая в свою очередь действует на вихревую структуру сверхпроводника. Поскольку сила Лоренца пропорциональна произведению плотности вихрей на сверхток, возникает постоянная составляющая силы Лоренца, которая будет двигать вихревую структуру в направлении распространения продольной УЗ-волны. Кроме того, продольные колебания ионной решетки приводят к появлению экранирующих токов во всем объеме сверхпроводника. Эти токи порождают силу Лоренца, которая направлена перпендикулярно направлению распространения продольной УЗ-волны. По той же причине, что и в предыдущем случае, сила Лоренца имеет постоянную составляющую, перпендикулярную направлению распространения волны. В результате одновременного действия обоих механизмов на

вихревую структуру будет действовать постоянная сила, направленная под углом к направлению распространения УЗ-волны, вихревая структура начинает двигаться как целое в направлении действия этой силы. Следовательно, УЗ-волна увлекает вихревую структуру сверхпроводника под некоторым углом к направлению своего распространения. Двигаясь как целое, вихревая структура порождает постоянную составляющую электрического поля. В эксперименте мы будем наблюдать следующую картину: при распространении продольной УЗ-волны в сверхпроводнике с вихревой структурой возникает постоянное электрическое поле, направленное под углом к распространению УЗ-волны. Необходимо отметить, что в сверхпроводниках существует еще один эффект, который дает постоянную составляющую электрического поля, порождаемую колебаниями плотности и скорости вихревой структуры. Эта составляющая тоже дает вклад в индуцированное УЗ-волной электрическое поле. Теория акустоэлектрического эффекта для покоящейся вихревой структуры впервые предложена в работах [1, 2], экспериментально эффект наблюдался в работе [3]. Эффект был назван акустоэлектрическим в работе [2] по аналогии с аналогичным эффектом в полупроводниках [4].

\*E-mail: gutlian@ip.rsu.ru

Акустоэлектрический эффект представляет дополнительные возможности для эксперимента. Его величина существенно зависит от логарифмической производной от коэффициента вязкости по индукции внешнего магнитного поля. Коэффициент вязкости, в свою очередь, однозначно связан с сопротивлением сверхпроводника в смешанном состоянии [1]. Поэтому измерения акустоэлектрического поля дают возможность получить из эксперимента эту величину. Насколько нам известно, других способов ее измерения в настоящее время не существует.

Целью настоящей работы является рассмотрение эффекта увлечения вихревой структуры и акустоэлектрического эффекта в сверхпроводнике для случая, когда вихревая структура уже разогнана до некоторой скорости  $V$ . Эта скорость создается постоянным током  $J_0$ , пропускаемым через сверхпроводник:  $V = J_0 B_0 / \eta_0$ . Исходя из приведенных выше физических соображений, можно ожидать, что продольная УЗ-волна придаст вихревой структуре дополнительную скорость.

Система уравнений, описывающая взаимодействие упругого континуума с вихревой структурой, имеет вид [5]

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (-\lambda_L^2 \nabla^2 \mathbf{B} + \mathbf{B}) = \nabla \times (\dot{\mathbf{W}} \times \mathbf{B}_v) + \frac{m}{q} \nabla \times \ddot{\mathbf{U}}, \quad (2)$$

$$\eta (\dot{\mathbf{W}} - \dot{\mathbf{U}}) + \alpha (\dot{\mathbf{W}} - \dot{\mathbf{U}}) \times \mathbf{B}_v = \mathbf{J} \times \mathbf{B}_v, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}_v}{\partial t} = \nabla \times (\dot{\mathbf{W}} \times \mathbf{B}_v), \quad (4)$$

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2} = \rho c_t^2 \Delta \mathbf{U} + \rho (c_l^2 - c_t^2) \text{grad div } \mathbf{U} + \mathbf{J} \times \mathbf{B}_v, \quad (5)$$

где  $\mathbf{W}$  и  $\mathbf{U}$  — векторы деформации соответственно вихревой и ионной решеток сверхпроводника,  $\mathbf{B}$  — индукция магнитного поля,  $\mathbf{B}_v$  — плотность вихревой структуры [4];  $\rho$  и  $c_l (c_t)$  — соответственно плотность и продольная (поперечная) скорость УЗ-волн в сверхпроводнике,  $\eta$  — коэффициент вязкости вихревой структуры,  $J$  — полный ток в сверхпроводнике, включающий электронный и ионный токи,  $\mu_0$  — магнитная проницаемость,  $\lambda_L$  — лондоновская глубина проникновения,  $m$  и  $q$  — соответственно масса и заряд носителей тока,  $\alpha$  — коэффициент, определяющий коэффициент Холла.

В настоящем исследовании нас интересует только продольная составляющая скорости вихревой структуры, поэтому будем пренебрегать силой, ответственной за эффект Холла (случай «грязного»

сверхпроводника,  $\alpha = 0$ ), и силой, связанной с экранирующими сверхпроводящими токами (мейснеровская сила), возникающими как реакция на магнитное поле, создаваемое колеблющейся ионной решеткой — мы пренебрегаем членом в уравнении (2), пропорциональным отношению  $m/q$ .

Решая систему уравнений методом последовательных приближений с точностью до второго порядка по амплитуде  $U_0$  УЗ-волны, получаем следующее выражение для среднего по периоду значения дополнительной скорости  $\langle \dot{\mathbf{W}} \rangle_y$  вихревой структуры:

$$\langle \dot{\mathbf{W}} \rangle_y = \frac{1}{2} \omega k \left( 1 - \frac{2V}{c_l} \right) \left( 1 - \frac{\eta_{,B} B_0}{\eta_0} \right) \times \frac{X^2}{\left( 1 - 2\gamma \frac{V}{c_l} \right)^2 + X^2} U_0^2. \quad (6)$$

Здесь  $\eta_f = \eta_0 + \eta_{,B} \cdot \Delta B_v$ , где  $\eta_0 = \eta_f(B_0)$  — нулевой порядок в разложении коэффициента вязкости  $\eta_f(B_v)$  по колебаниям плотности вихревой структуры,  $\mathbf{B}_v = \mathbf{B}_0 + \Delta \mathbf{B}_v$ ,

$$\eta_{,B} = \left. \frac{d\eta(B_v)}{dB_v} \right|_{B_0}, \quad D = \frac{B_0^2}{\mu_0 (1 + \lambda_L^2 k^2)},$$

$$X = \frac{Dk^2}{\omega \eta_0}, \quad \gamma = 1 - \frac{\eta_{,B} B_0}{2\eta_0},$$

$B_0$  — величина индукции внешнего магнитного поля, совпадающая с равновесной плотностью вихревой структуры,  $\omega$  и  $k = \omega/c_l$  — соответственно частота и волновой вектор продольной УЗ-волны. Из уравнения (6) следует, что эффект увлечения вихревой структуры меняет знак, когда ее скорость превышает половину скорости УЗ-волны, т. е. когда  $V > c_l/2$ . Это обстоятельство отличает рассматриваемый эффект от эффекта увлечения электронов УЗ-волной в полупроводниках, где знак скорости увлечения меняется, только если скорость электронов превышает скорость УЗ-волны.

При экспериментальном исследовании эффекта основной наблюдаемой величиной является напряженность электрического поля, вызванного движением вихревой структуры, а именно, его постоянная составляющая:

$$\langle \mathbf{E} \rangle_x = V B_0 + G U_0^2, \quad (7)$$

где  $U_0$  — амплитуда УЗ-волны,

$$G = \frac{1}{2} \omega k B_0 \left( 2 - \frac{\eta_{,B} B_0}{\eta_0} \right) \times \left[ 1 - 3 \left( 1 - \frac{2}{3} \frac{\eta_{,B} B_0}{\eta_0} \right) \left( 2 - \frac{\eta_{,B} B_0}{\eta_0} \right)^{-1} \frac{V}{c_l} \right] \times X^2 \left[ \left( 1 - 2\gamma \frac{V}{c_l} \right)^2 + X^2 \right]^{-1}. \quad (8)$$

Величина  $G$  положительна для покоящейся вихревой структуры, но с ростом ее скорости убывает и при некоторой скорости

$$V_a = \frac{1}{3} \left( 2 - \frac{\eta_{,B} B_0}{\eta_0} \right) \left( 1 - \frac{2}{3} \frac{\eta_{,B} B_0}{\eta_0} \right)^{-1} c_l \quad (9)$$

меняет знак. Отметим, что для электронов в полупроводниках акустоэлектрическое поле меняет знак при скорости их движения, равной скорости продольной УЗ-волны.

Выражение (8) мы получили без учета затухания УЗ-волны. Если мы его учтем, то акустоэлектрическое поле будет зависеть от пути, пройденного УЗ-волной:

$$\langle \mathbf{E} \rangle_x = V B_0 + G \exp(-2\alpha_{at}y) U_0^2, \quad (10)$$

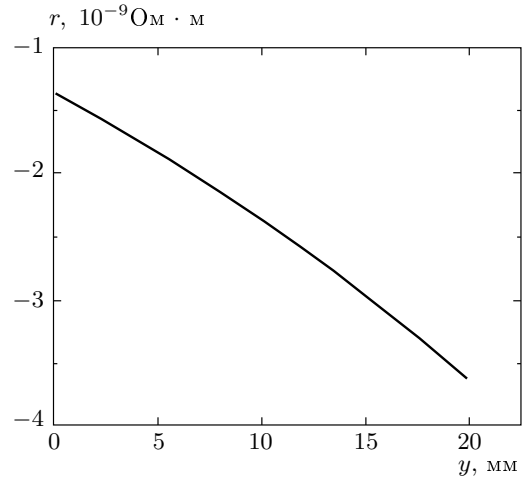
где  $\alpha_{at}$  — коэффициент затухания, полученный в работе [6]:

$$\alpha_{at} = \frac{1}{2} \frac{\omega}{\rho c_l^3} \left( 1 - \beta \frac{V}{c_l} \right) \frac{DX}{\left( 1 - 2\gamma \frac{V}{c_l} \right)^2 + X^2}, \quad (11)$$

$$\beta = 1 - \eta_{,B} B_0 / \eta_0.$$

Когда скорость вихревой структуры больше некоторой критической скорости  $V_c = c_l / \beta$ , коэффициент затухания меняет знак и затухание УЗ-волны сменяется на усиление. В выражении (10) для акустоэлектрического поля появляется экспоненциально растущий множитель. Если в этой области скоростей вихревой структуры величина акустоэлектрического поля будет отрицательной, то растущая величина полного электрического поля в сверхпроводнике как функция скорости вихревой структуры, а следовательно, приложенного внешнего тока  $J_0$ , может стать убывающей, и, следовательно, дифференциальное сопротивление сверхпроводника станет отрицательным, что в свою очередь приведет к доменной неустойчивости [7].

Наибольший физический интерес представляет область магнитных полей и температур, в которой величина  $\eta_{,B} B_0 / \eta_0$  отрицательна. В этом случае скорость  $V_c$  вихревой структуры, при которой



Зависимость удельного сопротивления  $r$  сверхпроводника YBaCuO от расстояния до его края. Продольная УЗ-волна амплитудой  $10^{-6}$  м и частотой  $7 \cdot 10^8$  Гц распространяется в положительном направлении оси  $y$

возникает усиление, меньше скорости продольной УЗ-волны [6].

Если  $\eta_{,B} B_0 / \eta_0 \leq -0.6$ , то  $V_a \geq V_c$ ; если  $-0.6 \leq \eta_{,B} B_0 / \eta_0 \leq 0$ , то  $V_a \leq V_c$ , т.е. в первом случае скорость вихревой структуры, выше которой возможна доменная неустойчивость, будет равна  $V_a$ , а во втором она равна  $V_c$ .

Оценим величины амплитуды и частоты УЗ-волн, при которых возможно наблюдение отрицательного дифференциального сопротивления для YBaCuO. Используем эмпирическую формулу Тинкхама [8] для удельного сопротивления сверхпроводника в смешанном состоянии YBaCuO:

$$r = r_0 I_0^{-2} \left( \frac{\gamma_0}{2} \right),$$

где

$$\gamma_0 = 5 \cdot 10^2 \frac{(1-t)^{3/2}}{B}, \quad t = \frac{T}{T_c}.$$

Здесь  $I_0(x)$  — функция Бесселя,  $T_c$  — температура перехода в сверхпроводящее состояние. Выражение для коэффициента вязкости имеет вид

$$\eta = B^2 / r.$$

При скорости звука  $c_l = 3480$  м/с и плотности  $\rho = 6 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup> для  $t = 0.8$  и  $B_0 = 2$  Тл мы получили, что при скорости вихревой структуры  $V = 700$  м/с амплитуда УЗ-волны и частота составляют соответственно  $10^{-6}$  м и  $7 \cdot 10^8$  Гц. Для маленьких образцов при меньших амплитудах и частоте

тах дифференциальное сопротивление положительно. На рисунке показана зависимость сопротивления от расстояния от края образца для малых образцов. Из приведенной выше оценки можно сделать вывод, что для малых образцов тепловые флуктуации не могут привести к возникновению в них акустовихревых доменов. Однако эффект можно наблюдать, используя ударные волны. В частности, такие волны в образце могут возникать в результате растрескивания. В рассматриваемом случае коэффициент  $\alpha_{at} \approx -19 \text{ м}^{-1}$ , и на образцах больших размеров возможно спонтанное (за счет тепловых флуктуаций) возникновение отрицательного дифференциального сопротивления. Например, при длине образца свыше 5.67 м при той же частоте и амплитуде волны  $10^{-12}$  м сопротивление становится отрицательным, и оно, естественно, экспоненциально убывает с увеличением длины образца. И уже на расстоянии от края образца 5.82 м сопротивление достигает значений порядка  $-10^{13}$  Ом · м.

В недавно появившейся работе [9] показано, что в случае периодического расположения центров пиннинга в сверхпроводнике также возможно возникновение отрицательной дифференциальной проводимости и, как следствие, динамической доменной структуры.

Таким образом, мы нашли величины дополнительной скорости и акустоэлектрического поля, индуцированного продольной УЗ-волной для движущейся вихревой структуры. Показано, что дополнительная скорость вихревой структуры, индуцированная продольной УЗ-волной, меняет знак скорости вихревой структуры, равной половине скорости продольной УЗ-волны, а акустоэлектрическое поле меняет знак скорости вихревой структуры, зависящей от дифференциальной производной коэффициента вязкости по плотности вихревой структуры, в отличие от аналогичного эффекта в полупроводниках, где это происходит при скорости вихревой

структуры, совпадающей со скоростью УЗ-волны. Показано, что дифференциальное сопротивление сверхпроводников в поле продольной УЗ-волны, начиная с некоторой скорости вихревой структуры, может менять знак, что в свою очередь ведет к образованию акустовихревых доменов. Однако оценка, проведенная с использованием параметров сверхпроводника YBaCuO, показывает, что для размеров образцов, обычно используемых в эксперименте, этот эффект возможен только для волн очень большой амплитуды. Поэтому для наблюдения эффекта надо использовать ударные волны, которые, в частности, могут возникать при растрескивании сверхпроводника. Дифференциальное сопротивление может стать отрицательным и в результате тепловых флуктуаций при очень больших размерах образца, порядка метров.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-16959).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Д. Гутлянский, Письма в ЖЭТФ **59**, 459 (1994).
2. Е. Д. Гутлянский, Письма в ЖЭТФ **67**, 222 (1998).
3. Н. В. Заварицкий, Письма в ЖЭТФ **57**, 695 (1993).
4. Ю. В. Гуляев, УФН **175**, 887 (2005).
5. E. D. Gutliansky, Phys. Rev. B **66**, 52511 (2002).
6. Е. Д. Гутлянский, Письма в ЖЭТФ **82**, 72 (2005).
7. E. Schöll, *Nonequilibrium Phase Transitions in Semiconductors*, Springer, New York (1987).
8. M. Tinkham, Phys. Rev. Lett. **61**, 1658 (1988).
9. V. Misko, S. Savel'ev, A. L. Rakhmanov, and F. Nori, Phys. Rev. Lett. **96**, 127004 (2006).