

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ, ВОЗБУЖДЕННОЕ ЗВУКОВОМ ПОТОКОМ В СМЕШАННОМ СОСТОЯНИИ СВЕРХПРОВОДНИКА

Н.В.Заварицкий

Институт физических проблем им. П.Л.Капицы РАН

117334 Москва, Россия

Поступила в редакцию 22 апреля 1993 г.

В пленках олова, находящихся в смешанном состоянии, обнаружено электрическое поле, индуцированное звуковым потоком. Эффект связывается с увлечением магнитных флюксоидов звуком.

Как известно, в смешанном состоянии сверхпроводников наблюдается существенное поглощение ультразвука. Это показано в измерениях как на массивных [1,2], так и на пленочных [3,4] образцах. Согласно теоретическим рассуждениям [5-7], поглощение обусловлено в значительной степени взаимодействием звуковой волны с магнитными флюксоидами – вихрями. Процесс потери энергии (и, соответственно, импульса) бегущей звуковой волны за счет взаимодействия с вихрями, очевидно, сопровождается передачей вихрям импульса. Вследствие этого система невзаимодействующих вихрей (простейшее предположение) за счет полученного импульса будет двигаться в направлении распространения звука. В результате в образце возникнет электрическое поле

$$E \propto -[vH], \quad (1)$$

где H – магнитная индукция в образце, v – скорость движения флюксоидов. В работе описаны эксперименты, предпринятые для обнаружения этого эффекта.

Объектом исследования было выбрано олово: пленка, напыленная на электро-акустически активную подложку.

Известно [8], что в перпендикулярном магнитном поле в пленке сверхпроводника возникает смешанное состояние, если выполнено условие

$$d \ll \xi < \delta, \quad (2)$$

где d – толщина пленки, ξ – длина когерентности, а δ – глубина проникновения. В чистом олове длина когерентности $\xi_{T \rightarrow 0} \simeq 2 \cdot 10^{-5}$ см; однако, в случае пленки (грязный предел) она ограничивается длиной свободного пробега электронов и составляет $\sim (2-3) \cdot 10^{-6}$ см при $T \ll T_c$, где T_c – критическая температура пленки. При приближении к T_c длина когерентности ξ растет $\propto (1 - T/T_c)^{-1/2}$ и при $\Delta T = T_c - T \simeq 0,01$ К превосходит 10^{-5} см. В этом случае условие (2) выполняется для пленок толщиной менее 10^{-5} см, которые при этих температурах в поле, перпендикулярном их поверхности, ведут себя как сверхпроводники второго рода.

В опытах измерялось постоянное электрическое напряжение, возникающее в пленке олова находящейся в смешанном состоянии, при прохождении через нее бегущей поверхностной (релеевской) звуковой волны. Исследуемая пленка, излучатель звука встречно-штыревого типа [9] и поглотители располагались на YZ -срезу кристалла ниобата лития, как показано на рис. 1а. Был изучен ряд образцов толщиной от $7,7 \cdot 10^{-6}$ см до $1,5 \cdot 10^{-6}$ см, шириной $L \simeq (1 \div 6)$ мм.

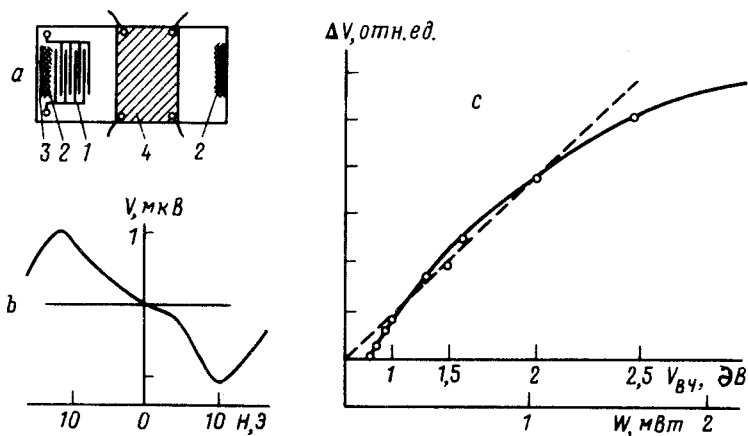


Рис. 1. а - Схема опыта: 1 - встречно-штыревой преобразователь поверхностной волны, 2 - поглотители звука, 3 - нагреватель, 4 - образец. б - Напряжение на образце, возникающее в звуковом поле при разных магнитных полях. в - Зависимость $\Delta V = V(H^+) - V(H^-)$ от величины энергии звуковой волны, которая пропорциональна $V_{вч}^2$, где $V_{вч}$ - напряжение генератора преобразователя, W - мощность, рассеянная в преобразователе по данным (результатам) измерений; пунктир - прямая пропорциональность между ΔV и энергией звуковой волны, сплошная линия проведена "на глаз" по экспериментальным точкам

В образцах при $T < T_c$ в звуковом потоке во внешнем магнитном поле (перпендикулярном плоскости пленки) возникало постоянное электрическое поле, знак которого определялся направлением магнитного поля (рис. 1б). Обычно в опыте измерялась величина $\Delta V = V(H^+) - V(H^-)$ путем коммутации внешнего поля с периодом 2-5 мин, необходимым для установления равновесной величины $V(H)$. Появление ΔV наблюдалось на всех исследованных образцах толщиной менее $3 \cdot 10^{-6}$ см. Выше T_c эффект отсутствовал.

Величина ΔV в первом приближении пропорциональна мощности, рассеиваемой в излучателе. Отклонения от этой зависимости наблюдаются в области очень малых мощностей, в которой эффект по-видимому имеет пороговый характер, и в области больших мощностей, где наблюдается его насыщение (рис. 1в). Последнее могло быть связано с изменением температуры образца, несмотря на то, что во всех опытах образцы находились в жидком гелии.

Как известно [10], в смешанном состоянии сверхпроводника электрическое напряжение, перпендикулярное магнитному полю, может быть индуцировано градиентом температуры. Градиент температуры вдоль подложки возникает за счет мощности, рассеянной в ниобате лития при поглощении звука в его приповерхностном слое. В связи с этим были поставлены дополнительные опыты для определения теплового режима подложки при распространении в ней звука. Пленки из олова, напыленные на подложку, служили чувствительными термометрами сопротивления в области температур, соответствующей их переходу из нормального в сверхпроводящее состояние. Результаты этих опытов показали, что при генерации звука происходит повышение средней температуры образца на $\sim 10^{-3}$ К и возникновение градиента температур вдоль подложки $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ К/см. Приведенные данные относятся к величине рассеянной в излучателе мощности $\sim 10^{-3}$ Вт, при которой осуществлялось

большинство измерений. Рассеянная мощность определялась путем сравнения перегрева пленочного термометра, вызванного дополнительным нагревателем и включенным звуковым преобразователем.

Согласно данным работы [10] электрическое поле, возбужденное градиентом температуры, невелико. Так, для возбуждения напряжения $\sim 1 \text{ мкВ}$ в поле $H \sim (0,1 \div 1) \text{ кЭ}$ требуются градиенты $\sim \text{К/см}$. Эта величина в тысячу раз больше измеренного градиента температур поперек образца в наших опытах, в то время как величина ΔV имела в наших опытах тот же порядок $\sim 1 \text{ мкВ}$, хотя и в существенно меньшем магнитном поле (рис.1). Видимо, в нашем случае указанный выше тепловой эффект не может существенно влиять на полученные результаты.

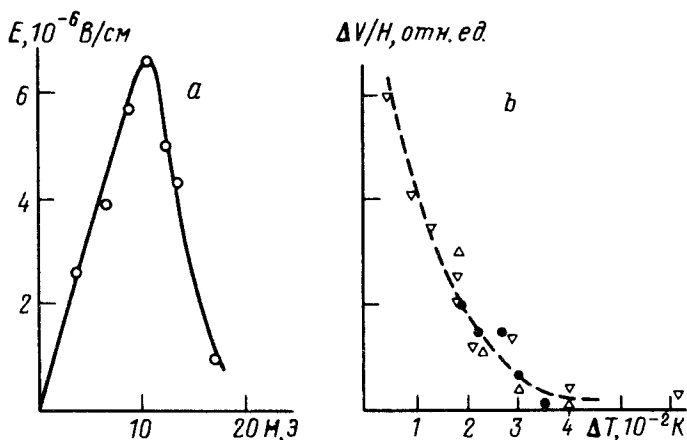


Рис. 2. а - Зависимость электрического поля, возбужденного звуком E , от величины постоянного магнитного поля H . б - Зависимость величины эффекта $\Delta V/H$ от $\Delta T = T_c - T$ для трех образцов толщиной $\sim 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ (различные значки на рисунке)

Частотная зависимость $\Delta V(\nu)$ имеет резонансный характер с резким максимумом при (на частоте) $\nu \sim 10 \text{ МГц}$, соответствующей расчетной частоте звукового преобразователя. На рис.2 представлена типичная зависимость ΔV от приложенного поля H . В области малых полей ΔV пропорциональна H (сравни с соотношением (1)); для сопоставления абсолютных величин эффекта, полученных в разных условиях, мы будем в дальнейшем использовать отношение $\Delta V/H$). При дальнейшем увеличении поля (рис.2) эффект достигает максимума и затем постепенно уменьшается. Вероятно, это связано с началом взаимодействия между отдельными флюксоидами, которое усложняет их движение. Поле, при котором эффект исчезает, возрастает при понижении температуры. Для всех исследованных температур это поле порядка H_{c2} пленки, которое равно $\sqrt{2} \kappa H_{\text{см}}$, где $\kappa = \delta/\xi \simeq 2 - 3$, $H_{\text{см}}$ - термодинамическое критическое магнитное поле.

Устойчиво эффект наблюдался лишь вблизи критической температуры. При понижении температуры от T_c величина эффекта резко уменьшается (рис.2). Это изменение эффекта (при увеличении ΔT), видимо, связано с уменьшением величины ξ , в результате чего условие (2) нарушается и вследствие этого вместо отдельных флюксоидов возникает более сложная магнитная структура.

При $\Delta T \sim 0,1 \text{ K}$ часто наблюдалась невоспроизводимость величины ΔV при коммутации поля и зависимость $\Delta V(H)$ приобретала более сложный вид. Абсолютная величина эффекта, приведенная к $\Delta T = 0,01 \text{ K}$, для исследованных образцов изменялась в пределах $\Delta V/H \approx (0,1 - 1) \text{ мкВ/Э}$, при этом верхний предел наблюдался лишь у трех из девяти исследованных образцов, в основном, у пленок с наибольшей шириной L , сконденсированных на подслое германия.

Можно предположить, что различная величина эффекта зависит от микроструктуры образца, которая (в свою очередь) определяет вязкость движения вихрей и их скорость. Это обстоятельство затрудняет установление количественной связи между величиной ΔV и динамикой флюксидов в смешанном состоянии пленки сверхпроводника под действием звукового поля, хотя качественно все результаты удовлетворительно укладываются в картину увлечения звуком магнитных флюксонов.

Автор благодарен участникам семинара в ИФП за полезную дискуссию и Американскому физическому обществу за финансовую поддержку.

-
1. E.M.Forgan and C.E. Gough, *Phys. Lett.* **21**, 133 (1966); **26**, 602 (1968).
 2. I.M.Tang, *Phys. Rev.* **2**, 2581 (1970).
 3. F.Akao, *Phys. Lett.* **30 A**, 409 (1969).
 4. E.Krätzig, K. Walther, and W. Schilz, *Phys. Lett.* **30A**, 411 (1969).
 5. J.Bardeen and M. Stephen, *Phys. Rev.* **140A**, 1175 (1965).
 6. K.Maki, *Phys. Rev.* **148**, 370 (1966).
 7. В.П.Галайко, И.И. Фалько, *ЖЭТФ* **52**, 976 (1967).
 8. M.Tinkham, *Phys. Rev.* **129**, 2413 (1963).
 9. Г.Кайно, Дж.Шоу, *УФН* **113**, 157 (1974). J. de Klerk and M.R. Daniel, *Appl. Phys. Lett.* **16**, 219 (1970).
 10. F.A.Otter, Jr., and P.R.Solomon, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 681 (1966).