

05;12

Влияние магнитного поля на свободнодвижущиеся сверхпроводники в звуковом диапазоне частот

© В.Е. Милошенко, О.В. Калядин, В.Ю. Измайлов

Воронежский государственный технический университет,
394026 Воронеж, Россия
e-mail: vovus27@gambler.ru

(Поступило в Редакцию 9 апреля 2008 г.)

Проанализированы результаты исследований, посвященных магнитомеханическим эффектам классических сверхпроводников. Определены потери и вычислен, в рамках предложенной модели, ряд макроскопических параметров. Описываются исследования сверхпроводников методом вращения бесконтактно вывешенного тела. Приведены их анализ и значения некоторых полученных параметров.

PACS: 74.25.-q, 75.80.+q

Введение

Магнитомеханические эффекты возникают при взаимодействии свободнодвижущегося сверхпроводника с магнитным полем в отличие от его взаимодействия с закрепленным (четвертьволновой, полуволновой вибратор и др.), где проявляется магнитоупругость [1]. По диапазону частот они делятся на инфранизочастотные, низкочастотные и высокочастотные. Нами учитывалась большая практическая значимость исследований в области низких или звуковых частот, особенно для низкотемпературных инерциальных приборов и бесконтактных опор криогенных электромашин малой мощности, в которых сверхпроводники используются как конструкционный материал. Подобное использование высокотемпературных сверхпроводников связано с решением ряда проблем, в том числе материаловедческих и физических, среди последних — изучение протекающих процессов, которое осложнено их реальной кристаллической структурой. Поэтому ограничимся анализом результатов, полученных на классических сверхпроводниках.

Первые исследования в этой области были проведены на образцах в виде сферы из свинца, подвешенной в магнитном поле и совершающей крутильные колебания [2]. Установлено, что в мейснеровском состоянии затухание заметно меньше, чем в нормальном, а в промежуточном — потери пропорциональны квадрату частоты, в полях, больших, чем $2/3 H_k$, они возрастают более интенсивно. В массивных сверхпроводниках [3] они отсутствуют в мейснеровской фазе, но зато появляются потери, зависящие от скорости движения сверхпроводника в магнитном поле. Позже эти результаты были подтверждены в [4], где исследовались образцы в форме диска. Анализ результатов магнитомеханических эффектов в инфразвуковом диапазоне частот дан в [6].

Для исследования магнитомеханических эффектов в звуковом диапазоне частот, в принципе, можно использовать качающуюся на шарнирах без трения или колеблющуюся пластинку, укрепленную на натянутой струне с обеспечением ее центровки, т.е. при совпадении оси

качания и центра масс, а также вращающиеся тела, где ось вращения и центр масс совпадают, при этом тело должно быть осесимметричным. В данной работе представлены результаты исследований, в которых использованы два последних варианта.

Первый из них более известен, в нем применяется способ обработки сигнала такой, как и в работе [8], второй используется в физических исследованиях редко, в нем за счет левитации сверхпроводящего образца достигается высокая чувствительность.

Методика

В начале 1980-х гг. исследования сверхпроводников без деформации их кристаллической решетки в присутствии магнитного поля при температуре жидкого гелия впервые были проведены на сверхпроводниках второго рода в виде пластинки, установленной неподвижно на держателе [7]. Для этого была использована схема, представленная на рис. 1. Образец 1 устанавливается на струне 2 таким образом, что его центр масс совпадает с осью кручения и при совершении колебательных движений он не испытывает деформаций, а их воспринимает сама струна из парамагнетика, которая при постоянной

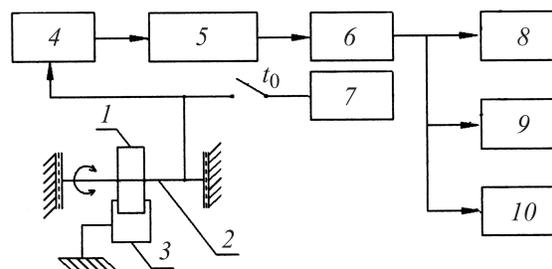


Рис. 1. Принципиальная схема стенда метода крутильных колебаний: 1 — образец, 2 — подвеска-струна, 3 — ответный электрод, 4 — генератор высокой частоты, 5 — девиометр, 6 — амплитудный дискриминатор, 7 — генератор низкой частоты, 8 — счетчик, 9 — осциллограф, 10 — частотомер.

температуре, в изменяющемся магнитном поле, не оказывает влияния на результаты затухания колебаний этой системы. В ней используется электростатический способ возбуждения колебаний и электронная схема обработки сигнала, как показано на рисунке.

Для исследования сверхпроводников методом вращения в звуковом диапазоне частот необходимо было решить проблему устойчивости вращающегося тела в плоскости, перпендикулярной оси вращения. Для этого использовался сверхпроводящий диск с бортиком, охватывающий обмотку — источник магнитного поля. Минимизация размеров такой подвижной системы связана с математическим решением задачи на ее оптимум по силовым параметрам (подъемной силе и жесткости), что и было сделано в [9]. В результате получено компактное устройство для исследований, обладающее необходимой подъемной (противодействующей) силой и жесткостью в осевом и радиальном направлениях [10–12].

Конструктивно такая подвижная система приведена на рис. 2, *a*. Она состоит из обмотки возбуждения в виде тора 1 (неподвижный элемент) и образца — сверхпроводящего экрана 2 (короткий цилиндр высотой $2b$ с дном), расположенного на расстоянии Z_0 . В одном из вариантов обмотка возбуждения имела размеры $2R_1 = 4.8 \cdot 10^{-2}$ м, $2R_2 = 8.16 \cdot 10^{-2}$ м, $2b = 1.27 \cdot 10^{-2}$ м, $Z_0 = 2.8 \cdot 10^{-3}$ м, провод ПЭТВ-2НТ диаметром $3.3 \cdot 10^{-4}$ м, $I_k \leq 50$ А. Экран, изготовленный из ниобия чистоты 99.94%, имел следующие параметры: $H_{k1} = 9.5 \cdot 10^4$ А/м, $H_{k2} = 2.4 \cdot 10^5$ А/м, а сплава Nb-Ti — $H_{k1} = 2 \cdot 10^4$ А/м, $H_{k2} = 4.8 \cdot 10^6$ А/м и других сверхпроводников. Значения индукции в зазоре (вычисленная и измеренная), совпали, что представлено на рис. 2, *b*.

Для исследований был создан измерительный стенд, схема которого показана на (рис. 3) [10]. Низкотемпературная его часть включает криостат *a* типа ГК-100, в который заливается жидкий гелий. На капке *b* устанавливается электродвигатель постоянного тока типа ДПМ. Вращение экрана *c*, который размещается в криостате доньшком вниз, обеспечивается соединительной штан-

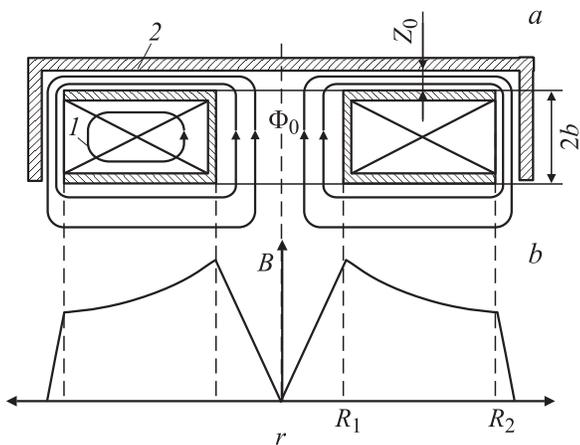


Рис. 2. Схема измерительного устройства (*a*) и распределение полей в зазоре (*b*). $T = 4.2$ К, ниобий: 1 — катушка, 2 — экран.

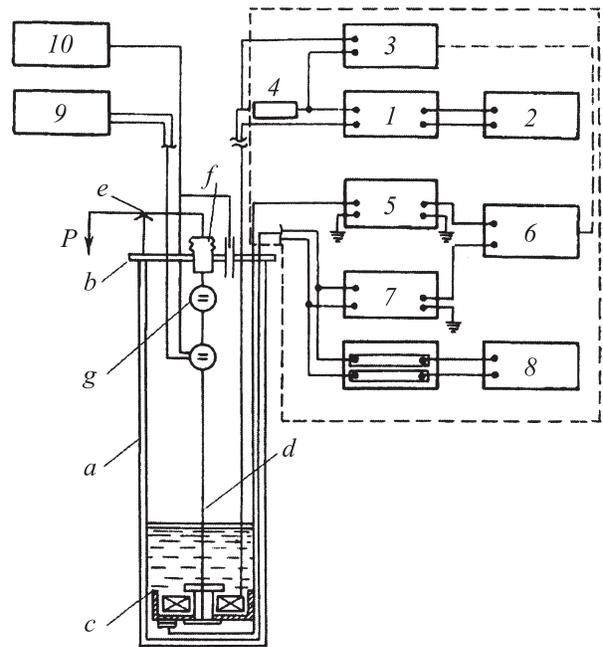


Рис. 3. Блок-схема измерительного стенда: *a* — криостат, *b* — капка, *c* — сверхпроводящий экран, *d* — штанг, *e* — рычажные весы, *f* — сильфон, *g* — электродвигатель; 1 — источник тока СПС-30, 2 — интегратор, 3 — вольтметр В7-21, 4 — калиброванное сопротивление, 5 — вторичный прибор Р-589, 6 — ПДС-021, 7 — вольтметр В7-21, 8 — вольтметр, 9 — источник тока, 10 — тахометр.

гой *d* с электродвигателем *g*. Для дозированной нагрузки на экран использовались рычажные весы *e*, одно плечо которых нагружалось весом P требуемой величины в пределах $0-200$ Н, а другое — через герметизированный сильфонный узел *f*, соединяется с испытуемым объектом, чем и обеспечивается перемещение штанги по вертикали в пределах $(0-5) \cdot 10^{-3}$ м. Электродвигатель от источника 9 вращает экран со скоростью $0-34$ с $^{-1}$, которая определяется тахометром 10.

Измерительная часть содержит ряд электрических и электронных схем, к которым относятся схемы запитки обмотки возбуждения, измерения величины зазора и магнитного поля в рабочей области. Для запитки обмотки возбуждения используется специальный высокостабильный источник тока 1 типа СПС-30 с интегратором 2, который позволяет изменять скорость развертки рабочего тока в широких пределах. Величина тока измеряется вольтметром 3 типа В7-21 по падению напряжения на калиброванном сопротивлении 4. Зазор между экраном и обмоткой возбуждения измеряется емкостным датчиком, который включается на вход вторичного прибора 5 типа Р-589. Регистрация показаний осуществляется прибором 6 типа ПДС-021. Величина индукции магнитного поля в рабочем зазоре измеряется датчиком Холла типа ХИС со вторичным прибором 7 типа В7-21, а ее регистрация производится самописцем 8.

Результаты и их обсуждение

Исследования сверхпроводников с использованием колебательных движений производились в основном на ниобии различной чистоты, ванадии и сплавах модельных металлов свинец и индий.

Магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом и могло изменяться со скоростью от 5 до $8 \cdot 10^4 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}/\text{min}$. Рассмотрим сверхпроводники второго рода, например, пленки ванадия ($\gamma = R_{300}/R_{4.2} = 24.5$ и $T_k = 5.35 \text{ K}$; $H_{k2} = 184 \cdot 10^3 \text{ A/m}$), где выявлено, что величина затухания колебаний зависит от их состояния в магнитном поле: в смешанном — наблюдается максимум затухания, который постепенно, в поле близком к H_{k2} , уменьшается до значения, характерного нормальному состоянию, как видно из рис. 4 (в работах [7,13] затухание обозначено через δ , но в [5] показано, что его следует обозначать символом Γ). На измеряемые величины оказывал влияние ряд факторов: род сверхпроводника, состояние его кристаллической решетки, направление магнитного поля по отношению к большей грани образца и др. Так, характер изменения приведенной частоты

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{f(H) - f_0}{f_0}$$

существенно зависит от угла наклона вектора напряженности магнитного поля (угол φ) (рис. 5).

Видно, что в малых полях в диапазоне $45^\circ \leq \varphi \leq 90^\circ$ на кривых наблюдается минимум (кривые 1–4), кото-

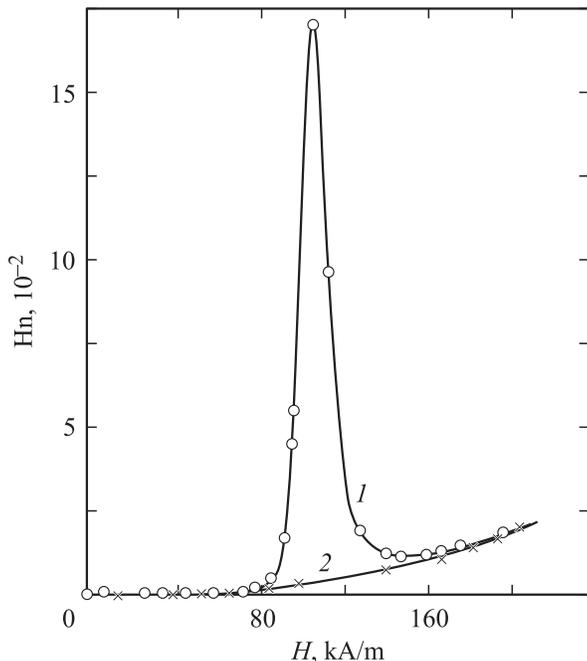


Рис. 4. Влияние магнитного поля на величину затухания. Ванадий, $\varphi = 45^\circ$. 1 — $T = 4.2$, 2 — 20 K .

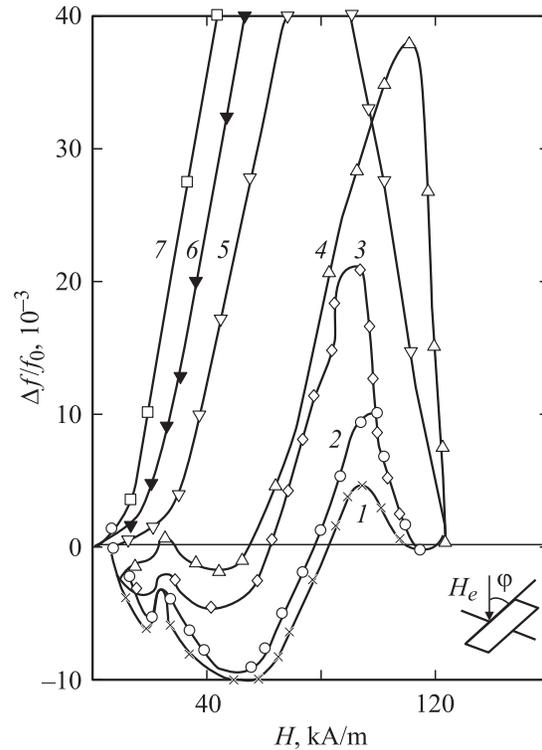


Рис. 5. Зависимость относительной частоты от угла вектора магнитного поля. Ванадий, кривая 1 — $\varphi = 90$, 2 — 75 , 3 — 60 , 4 — 45 , 5 — 30 , 6 — 15° , 7 — 0 .

рый исчезает при углах, меньших 45° . Общим является то, что на зависимостях $\Gamma_{\max}(\varphi)$ и $\frac{\Delta f}{f_{0,\max}}(\varphi)$ величины наблюдаемых максимумов линейны и обратно пропорциональны углу. Отметим, что в сверхпроводниках в полях $H_e < H_{k1}$ и $H_e > H_{k2}$ значения затухания совпадают с зависимостью, пропорциональной квадрату частоты, а наблюдаемые особенности в виде пика связаны только со смешанным его состоянием. Исследования, проведенные на сплаве модельных металлов (свинец чистоты 99.9996% и индий — 99.9999%) $\text{Pb} + 18 \text{ at.}\% \text{ In}$ [13] установили, что измеренные зависимости подобны полученным на ванадии. Было определено, что положение максимума кривой затухания приходится на поле $0.8H_{k2}$, а кривой $\Delta f/f_0$ на $0.75H_{k2}$ [14].

Изменить величину верхнего критического поля можно, изменив соотношение компонент сплава или температуру, как это сделано в [1] на сплаве $\text{Pb} + 3 \text{ at.}\% \text{ In}$. Действительно, пики изменили положение по оси магнитного поля (рис. 6) в соответствии с фазовой диаграммой этого сплава.

Полученные результаты нашли объяснение в рамках феноменологической электродинамики. Показано [15], что на колеблющемся в магнитном поле сверхпроводнике наводится переменное магнитное поле в системе координат, связанной с его объемом. Это приводит к тому, что в нем появляется магнитный момент M , а следовательно, на колеблющуюся пластинку действует дополнительный момент сил K_z .

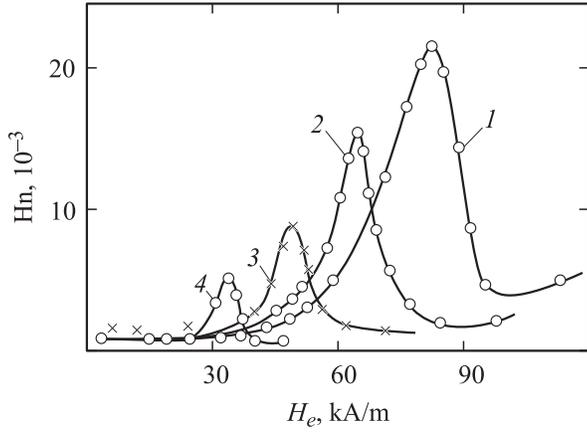


Рис. 6. Влияние температуры на полевую зависимость затухания. Монокристалл Pb + 3 at.% In. $f = 481$ Hz. $\vec{H} \parallel S$. Кривая 1 — $T = 4.5$, 2 — 5, 3 — 5.5, 4 — 6 K.

Записав уравнение движения колеблющейся пластины в магнитном поле в виде

$$\ddot{\varphi}(t) + \omega_0^2 \varphi(t) + \frac{Kz}{I} = 0, \quad (1)$$

где $I = 1/3\rho V(a^2 + d^2)$ — момент инерции пластинки, ρ — плотность материала, d и a — полутолщина и полуширина пластинки соответственно, ω_0 — собственная частота колебаний, φ — угол между направлением поля и пластинкой, V — объем образца.

И задав в комплексном виде

$$H_x(t) = H_e \operatorname{Re} \varphi_0 e^{i\omega t}; \quad \varphi(t) = \operatorname{Re} e^{i\omega t}, \quad (2)$$

получим для комплексной частоты

$$\omega^2 = \omega_0^2 - \frac{V\alpha_x(\omega)H_e^2}{Iz} + \frac{VM_0(H_e)H_e}{Iz}, \quad (3)$$

где $M_0(H_e)$ — статическая намагнитченность пластины.

Откуда при $\Delta\omega \ll \omega_0$, где $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, из уравнения (3) находим

$$\omega = \omega_0 - \frac{V\alpha'_x(\omega_0)H_e^2}{2Iz\omega_0} + \frac{VM_0(H_e)H_e}{2Iz\omega_0} - \frac{V\alpha''_x(\omega_0)H_e^2}{2Iz\omega_0}, \quad (4)$$

где α'_x и α''_x — действительная и мнимая части магнитной поляризуемости $\alpha_x(\omega)$.

Из уравнений (2) и (4) получены выражения для затухания и изменения частоты

$$\delta = \Gamma = \ln \frac{\varphi(t)}{\varphi(t+T)} = \frac{\pi V H_e^2}{Iz \omega_0^2} \alpha''_x, \quad (5)$$

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = \frac{V H_e^2}{2Iz \omega_0^2} \left(-\alpha'_x + \frac{M_0(H_e)}{H_e} \right). \quad (6)$$

Зная величину затухания намагнитченности и изменения частоты, можно вычислить составляющие магнитной поляризуемости, которые характеризуют поведение

сверхпроводника в магнитном поле: действительная ее часть α'_x — степень проникновения переменного магнитного поля в сверхпроводник, а мнимая — потери в переменном поле.

В рамках этой модели можно объяснить ряд экспериментальных фактов, например, уменьшение изменения частоты в области малых магнитных полей на кривых (рис. 5). Из выражения (6) следует, что изменение частоты определяется двумя вкладками. Один из них — соответствующим $-\alpha'_x$ (положительная по знаку величина), а второй — намагнитченностью $\frac{M_0(H_e)}{H_e}$ (отрицательная величина). В малых полях α'_x изменяется незначительно, в то время как вклад, определяемый намагнитченностью, уменьшается заметнее, поэтому кривая $\Delta f(B)$ проходит через минимум, что определяется углом φ .

Уравнение (4) можно записать в виде

$$\omega - \omega_0 = \frac{V H_e^2}{2Iz \omega_0} \left[\left(\frac{M_0(H_e)}{H_e} - \alpha_y \cos \varphi \right) \cos \varphi + \left(\frac{M_0(H_e)}{H_e} - \alpha_x \sin \varphi \right) \sin \varphi \right], \quad (7)$$

где α_x и α_y — компоненты тензора магнитной поляризуемости вдоль осей x и y . Откуда получаются выражения подобные (5) и (6) с зависимостью этих параметров от угла ориентации поля.

Методом, аналогичным [15], установлена связь величины α с комплексной проводимостью (σ) и комплексной магнитной проницаемостью сверхпроводника $\mu = 1 + 4\pi\alpha_x$. Действительная (σ') и мнимая (σ'') составляющие проводимости определяют потери и фазу между переменными током и магнитным полем. Так как для смешанного состояния сверхпроводника не найдено общей аналитической связи проводимости и постоянного магнитного поля, воспользуемся предельными случаями.

Для низкочастотного предела

$$|qd| \ll 1,$$

где

$$q^2 = i \frac{1}{\delta^2} = \frac{4\pi\mu_0\sigma(\omega)\omega}{c^2},$$

\mathbf{q} — волновой вектор, δ — скин-слой, c — скорость света.

Запишем

$$\alpha'_x = -\frac{\sigma''\omega d^2}{3c^2}, \quad (8)$$

$$\alpha''_x = -\frac{\sigma'\omega d^2}{3c^2}. \quad (9)$$

Их этих выражений следует, что предсказать характер затухания колебаний и изменения их частоты можно по известным значениям μ_0 и зависимостям σ' и σ'' .

Исследования методом вращения также проводились на сверхпроводниках второго рода: ниобии, его сплавах с титаном или оловом, т.е. металлах, имеющих высокие

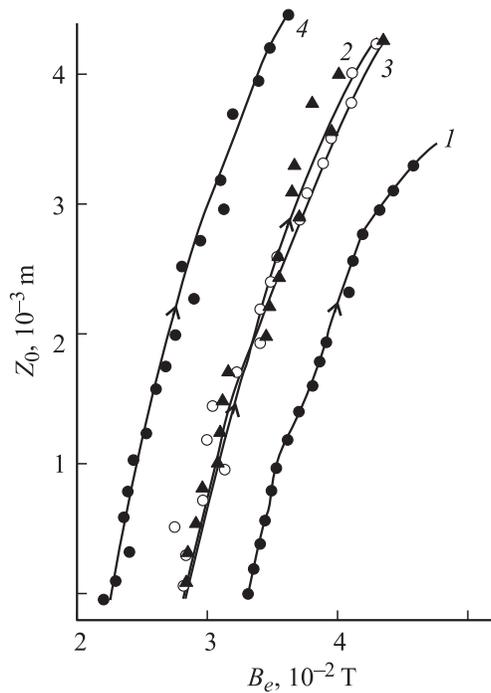


Рис. 7. Зависимость зазора от индукции. Ниобий, нагрузка 40 N. Частота: кривая 1 — 0, 2 — 8.4, 3 — 17, 4 — 32 s⁻¹.

значения критических полей. Номинальная (расчетная) нагрузка на образец из ниобия при размерах, приведенных выше, составляла 40 N.

На рис. 7 показаны полученные результаты, из которых видно, что с ростом магнитного поля пропорционально увеличивается и сам зазор Z_0 (кривая 1) при неизменной нагрузке. Вращение экрана изменяло его пространственное положение: с увеличением скорости кривые $Z_0(B)$ смещались в сторону меньших значений поля (2 и 3). Однако с дальнейшим ростом частоты происходила инверсия в расположении кривых, индукция в зазоре начинала возрастать, т. е. кривые смещались вправо.

При изменении состояния поверхности экрана из ниобия за счет его химического травления на глубину 10^{-4} m величина противодействующей силы при тех же условиях (скорости вращения, размерах, токе запитки обмотки) уменьшались [12], как показано на рис. 8.

Отметим, что смещение экрана в статике при внешней нагрузке в несколько десятков N начиналось в полях, заметно превышающих нижнее критическое поле, а значит, часть толщины экрана глубиной

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\mu_0\sigma\omega}}$$

находилась в смешанном состоянии. Величина последней определяется проводимостью материала в нормальном состоянии и внешним воздействием.

Изменение состояния кристаллической структуры в объеме сверхпроводника проводилось за счет отжига в

безмаслянном вакууме 10^{-4} Pa при температуре 1400 K в течение 3 h и второго — при температуре 1150 K — в течение 4 h с небольшими вариациями скорости вращения экрана в возможных пределах данного эксперимента из-за того, что вращение происходило в среде жидкого гелия. Для достижения высоких скоростей потребовалось использовать экран меньшего размера [12], который обеспечивал необходимую левитацию и позволил развить большие скорости вращения.

На рис. 9 представлены результаты испытаний на различных образцах и угловых частотах до 125 s^{-1} . Практически во всех приведенных экспериментальных исследованиях сверхпроводников с использованием малых угловых частот происходит увеличение зазора по сравнению со статикой, причем величина его зависит как от нагрузки, так и его кристаллической структуры. Однако характер последующего изменения положения

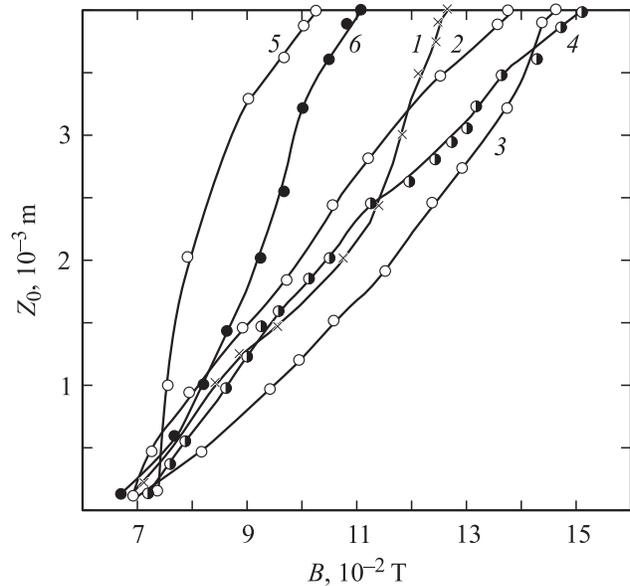


Рис. 8. Зависимость зазора от магнитного поля. Ниобий, нагрузка 60 N. Кривые 1–3 — в состоянии поставки; 4–6 — химическая обработка. Частота: кривые 1, 4 — 0, 2, 5 — 16.7, 3, 6 — 25 s⁻¹.

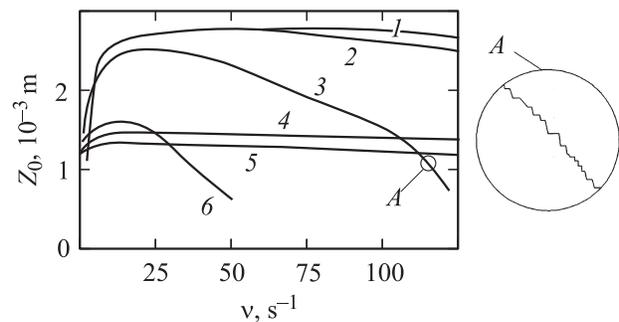


Рис. 9. Влияние частоты вращения экрана на зазор Z_0 . Ниобий, $T = 4.2$ K. Кривые 1–3 — нагрузка 2 N; 4–6 — 4 N; 3, 6 — механическая обработка, 2, 4 — отжиг, 1, 5 — химическое травление.

экрана с ростом скорости вращения определяется только его структурой. Так, для экрана из ниобия подвергнутого только механической обработке, в случае воздействия на него нагрузки, равной расчетной, происходит первоначальное увеличение зазора на 10^{-3} м (кривая 3), а при нагрузке, двукратно ее превышающей, подъем экрана хотя и происходит, но только до угловой частоты 50 s^{-1} и всего на $0.4 \cdot 10^{-3}$ м (кривая б). Общим является то, что в этих случаях с ростом частоты зазор уменьшается. Изменение положения экрана относительно катушки ($Z_0 \rightarrow 0$) осуществляется не плавно, а ступенчато.

Для опыты с экраном, подвергнутым отжигу, при нагрузке в 2N (кривая 2) зазор также вначале увеличивался, но с дальнейшим ростом скорости положение экрана мало изменялось. При увеличении нагрузки в 2 раза (кривая 4) положение экрана, начиная со скорости 10 s^{-1} , оставалось прежним. Если использовали экран, подвергнутый химическому травлению, в котором был удален поверхностный слой глубиной 10^{-4} м, то во всем диапазоне скоростей при нагрузках 2N (кривая 1) и 4N (кривая 5), в пределах ошибки измерений величины зазора, изменений почти не обнаружено.

Кроме того, изучались жесткий сверхпроводник Nb–Ti, и сверхпроводник первого рода — свинец ($H_k = 44 \cdot 10^3 \text{ A/m}$). Последний на рис. 10 не показан, а представлены результаты исследований только сплава, из которых видно, что характер зависимостей $Z_0(B_k)$ повторяет полученные на ниобии: с увеличением поля растет смещение образца в вертикальном направлении, и с ростом скорости вращения кривые смещаются вправо по полю, но на меньшую величину.

В используемой измерительной системе магнитное поле создавалось обмоткой, которая запитывалась от источника, и поле должно было обеспечить такую плотность магнитного потока, при которой экран бесконтактно удерживался в поле, меньшем нижнего критического. В расчетах использовалась предельная величина, равная B_{k1} , что в различных вариантах устройств создавало выталкивающую силу от 40 до 2N. Однако реальная ее величина оказалась намного большей и соответствующее поле должно было превышать верхнее критическое значение, однако за экраном, т.е. вне его, поле отсутствовало. Известно, что в магнитном поле, большем B_{k1} , сверхпроводник находится в смешанном состоянии и вихри ориентированы в данном случае радиально.

При вращении, как было отмечено выше, наводимое переменное поле проникает на глубину δ , а учитывая существование поверхностного барьера, созданного дефектами кристаллической решетки в приповерхностном слое сверхпроводника [17–19] и препятствующего проникновению вихрей в его объем, поле проникает в зазор Z_0 и скин-слой, т.е. общий зазор равен $Z = Z_0 + \delta$. Следовательно, противодействующая сила, которая обеспечивает бесконтактное удержание экрана, имеет значение, большее расчетного. Выше отмечалось, что величина δ зависит от частоты переменной состав-

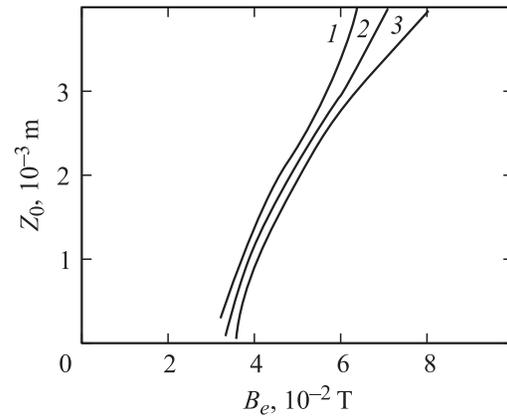


Рис. 10. Влияние поля на положение экрана. Сплав Nb–Ti, $T = 4.2 \text{ K}$. Частота: кривая 1 — 8.4 , 2 — 17.3 , 3 — 0 s^{-1} .

ляющей и проводимости материала в нормальном состоянии. Поэтому, изменив один из них, можно повлиять на положение экрана, а следовательно, и на динамику вихрей.

Таким образом, в руках экспериментаторов появился инструмент, с помощью которого можно исследовать как сам процесс выталкивания потока из объема сверхпроводника, так и определять число движущихся вихрей и силу, действующую на единицу его длины. Сила пиннинга [16] для исследуемого сверхпроводника составила $F_p = 10^{-4} \text{ dyn/cm}$, было установлено, что в движении участвуют не одиночные вихри, а их связки в количестве $2 \cdot 10^9$ вихрей. Это видно из кривой 3 (рис. 9), которая характеризует положение экрана из деформированного ниобия: с увеличением скорости вращения наблюдается не плавная кривая $Z(\omega)$, а на ней существуют ступеньки, определяемые процессом перемещения экрана, связанного со скачками связей потока. Это подтверждается экспериментальными исследованиями сверхпроводников с термической, механической и химической обработкой материала в [11], где выявлено, что при локальном нагреве сверхпроводящего экрана до температуры, превышающей критическую, магнитное поле проникает за пределы экрана, что ухудшает силовые параметры этого устройства, вызывает скачки потока как на прямом, так и обратном (уменьшение внешнего поля) ходе кривых $B_i(B_e)$.

Заключение

Анализ результатов позволяет установить влияние на поглощение энергии не только внешних факторов, таких как температура, магнитное поле, частота, ориентация в поле; но и определить саму величину потерь, а также рассчитать ряд параметров сверхпроводников.

Предложенная модель не только удачно объяснила наблюдаемые в эксперименте результаты, но и позволила их предсказать.

Финансирование проводилось в рамках государственной темы ГБ 2007.06 и гранта „Университеты России“, тема 3013-05 НТП 1/05.

Список литературы

- [1] Милошенко В.Е. Упругорелаксационные и магнитомеханические эффекты в сверхпроводниках в звуковом диапазоне частот. Дис. док. физ.-мат. наук. Донецк, 1990.
- [2] Willaims G.A., Skinner R.H. // Proc. 12th Int. Conf. Low Temp. Phys. Tokyo, 1971. P. 871.
- [3] Houston W.V., Smith D.R. // Phys. Rev. 1967. Vol. 163. № 2. P. 431.
- [4] Wraight P.G. // Phil. Mag. 1971. Vol. 23. N 186. P. 1261.
- [5] Милошенко В.Е., Калядин О.В. // Деформация и разрушение материалов. 2008. № 5. С. 12.
- [6] Милошенко В.Е., Шушлебин И.М. Деп. ВИНТИ № 1923-1387. 1987. 23 с.
- [7] Милошенко В.Е., Савельев Ю.Н. // Техническая электродинамика. 1980. № 4. С. 15.
- [8] Милошенко В.Е., Золотухин И.В., Постников В.С. // ПТЭ. 1972. № 1. С. 218.
- [9] Постников В.С., Золотухин И.В., Рошупкин А.М., Милошенко В.Е. и др. Деп. Информэлектро № 108-8//77 от 1977. 31 с.
- [10] Милошенко В.Е., Кармазин В.М. // Техническая электродинамика. 1984. № 4. С. 6.
- [11] Милошенко В.Е., Кармазин В.М. // Техническая электродинамика. 1986. № 2. С. 31.
- [12] Милошенко В.Е., Кармазин В.М. // Сверхпроводники в технике. Тр. 2^й Всесоюз. конф. Л. 1983. Ч. 1. С. 295.
- [13] Милошенко В.Е., Савельев Ю.Н. // Техническая электродинамика. 1983. № 1. С. 21.
- [14] Милошенко В.Е., Пантелеев И.Н., Шунин Г.Е. // Техническая электродинамика. 1982. № 4. С. 17.
- [15] Милошенко В.Е., Ломакин В.В., Савельев Ю.Н. и др. // ФНТ. 1980. Т. 6. № 6. С. 813.
- [16] Милошенко В.Е., Кармазин В.М. // Техническая электродинамика. 1989. № 6. С. 10.
- [17] Милошенко В.Е., Воронин Б.В. // ФТТ. 1985. Т. 27. Вып. 12. С. 3701.
- [18] Иванов С.А., Колесникова А.П., Романов А.Е. // Поверхность. Физика. Химия. Механика. 1982. № 8. С. 22.
- [19] Милошенко В.Е. Высокочистые и монокристаллические металлические материалы. М.: Наука, 1987. С. 139.