

Исследование стимулированной динамики и пиннинга вихревой решетки Абрикосова в сверхпроводниках II рода в переменном магнитном поле

Дж. Г. Чигвинадзе, Г. И. Мамниашвили

Институт физики АН Грузии, Грузия, 380077, г. Тбилиси, ул. Тамарашвили, 6
E-mail: jaba@physics.iberiapac.ge

Статья поступила в редакцию 17 ноября 1997 г., после переработки 25 мая 1998 г.

Предложен динамический механический метод исследования стимулированной динамики и пиннинга в вихревой решетке Абрикосова в сверхпроводниках II рода с использованием слабого низкочастотного магнитного поля. Показано, что приложение слабого переменного поля способствует депиннингу вихрей Абрикосова и дополнительной диссипации энергии освобожденными вихрями. С увеличением частоты поля наступает такой режим, когда вихри почти не колеблются, т.е. диссипация фактически прекращается, а пиннинг чрезвычайно эффективен. Наблюдаемые явления удовлетворительно объясняются в рамках теории Горькова и Копнина.

Запропоновано динамічний механічний метод дослідження стимульованої динаміки та пінінга в вихровій ґратці Абрикосова в надпровідниках II роду з використанням слабого низькочастотного магнітного поля. Показано, що прикладення слабого змінного поля сприяє депінінгу вихорів Абрикосова та додаткової дисіпації енергії звільненими вихорами. Із збільшенням частоти поля настає такий режим, коли вихори майже не коливаються, тобто дисіпація фактично припиняється, тоді як пінінг є надзвичайно ефективний. Спостережувані явища задовільно пояснюються в межах теорії Горькова та Копніна.

PACS: 74.60.-w, 74.60.Ge

Введение

Исследования динамики вихревого состояния сверхпроводников второго рода всегда представляли большой научный и практический интерес, который еще более возрос после открытия ВТСП.

Вихревая решетка Абрикосова (ВРА) представляет собой особый упругий континуум, обладающий интересными колебательными свойствами. Высокотемпературные сверхпроводники в силу их высоких критических температур и слоистой структуры характеризуются гораздо более высокой по сравнению со сверхпроводниками II рода подвижностью вихревой решетки, которой противостоит пиннинг, связанный с разнообразными дефектами структуры. Это приводит к существованию в плоскости B, T (B — индукция магнитного поля, T — температура) специфических фазовых переходов в

вихревой решетке, зависящих от соотношения между анизотропной амплитудой колебаний и амплитудой теплового депиннинга, таких, как двумерное и трехмерное плавление и др.

Исследование динамики ВРА особенно актуально в этом случае, так как большая подвижность вихревых линий препятствует практическому использованию ВТСП. Большое число работ, использующих резистивные и магнитные методы измерений, предоставили ценную информацию макроскопического характера по динамике ВРА [1,2].

Среди макрометодов отметим статический механический метод измерения магнитного момента, давший первое макроскопическое доказательство возможности существования $d_{x^2-y^2}$ -симметрии параметра порядка, и измерение связанной с этим анизотропии внутреннего пиннинга [3]. Отметим, что анизотропия

пиннинга вихрей Абрикосова, вызванная дислокациями, была обнаружена статическим механическим методом в сплаве TaNb [4]. Экспериментально картина аналогична наблюдаемой в работе [3]. Еще более чувствительным методом изучения этих процессов является прямой динамический механический метод исследования потерь, дающий информацию о взаимодействии вихрей в сверхпроводниках второго рода [5]. Механическими методами исследованы релаксационные процессы, сопровождающие возникновение и распад ВРА как в обычных сверхпроводниках второго рода, так и в ВТСП, установлена связанная с возможным плавлением ВРА [6,7] температура перехода вблизи T_c , выше которой логарифмический ход характерной зависимости процесса релаксации заменяется степенным с показателем степени $2/3$.

Ценную информацию о структуре и динамике ВРА дает сравнение результатов макро- и микроскопических методов, таких, как ЯМР. Эффективность ЯМР как метода исследования сложных вихревых структур в конденсированных средах можно проиллюстрировать на примере исследования уникальных свойств вихревого состояния во вращающемся сверхтекучем ^3He [8]. В последние годы наблюдается существенный прогресс в изучении динамики ВРА с использованием ЯМР. При достаточно низких температурах ($T \ll T_c$) спектр ЯМР отражает локальное распределение магнитного поля, обусловленное существованием устойчивой ВРА, а динамика вихревой решетки проявляется в сужении линий ЯМР и в процессах релаксации ядер. Изучение температурной зависимости скоростей спин-спиновой и спин-решеточной релаксаций ядер дает возможность определить характерные времена корреляции ВРА, а также температуру ее плавления.

Недавно был предложен интересный метод исследования динамики ВРА, стимулированной внешними низкочастотными (НЧ) и импульсными магнитными полями, использующий явление дефазировки ядерного спинового эха [9]. Отметим, что этот метод давно применяется при исследовании динамики доменных границ в магнетиках и позволяет изучать эффекты, связанные с анизотропией сверхтонкого поля, производить количественные оценки локальных неоднородностей и подвижности доменных границ, а также получать ценную информацию об идентификации спектра ЯМР [10]. Стимулированная внешними НЧ и

импульсными полями динамика доменных границ в магнетиках интенсивно изучалась также и макроскопическими методами [11].

Большой интерес представляет изучение стимулированной динамики и сил пиннинга ВРА в сверхпроводниках II рода в экспериментах макроскопического типа и сравнение этих результатов с данными ЯМР.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

В настоящей работе мы предлагаем оригинальную методику исследования стимулированной динамики и пиннинга ВРА при воздействии слабого переменного магнитного поля. В качестве первого ее применения приводятся результаты прямого измерения потерь в переменном магнитном поле. Суть метода заключается в следующем. Сверхпроводящий цилиндрический образец подвешивается на тонкой упругой нити и помещается в перпендикулярное оси цилиндра постоянное магнитное поле $H_0 > H_{c1}$, создающее вихри Абрикосова. Измеряются изменения затухания и частоты колебаний, вызванные присутствием вихрей Абрикосова [5]. Пока поле $H_0 < H_{c1}$, как частота ω , так и логарифмический декремент затухания δ не зависят от амплитуды колебания ϕ . Однако, как только поле H_0 становится больше H_{c1} и в объеме сверхпроводника образуются вихри Абрикосова (которые закреплены на дефектах решетки), в результате существования пиннинга вихри создают дополнительный момент, который делает частоту и затухание подвесной системы зависимыми от амплитуды колебаний. В частности, на амплитудных зависимостях частоты и затухания появляется критическая амплитуда, выше которой частота колебаний начинает уменьшаться, а затухание — увеличиваться. Измеряя эти зависимости, мы судим как о силе пиннинга, так и о диссипативных процессах, сопровождающих движение ВРА. Как показал Галайко [12], существенную роль при этом играет взаимодействие свободных и закрепленных вихрей. С увеличением амплитуды колебаний подвесной системы изменяется концентрация свободных и закрепленных вихрей, что приводит к амплитудной зависимости диссипативных процессов в смешанном состоянии. Предлагаемая методика заключается в том, что параллельно основному полю H_0 , создающему вихри Абрикосова, прикладывается слабое переменное поле ($h \approx 1,5 \text{ Э}$), в результате чего возникает

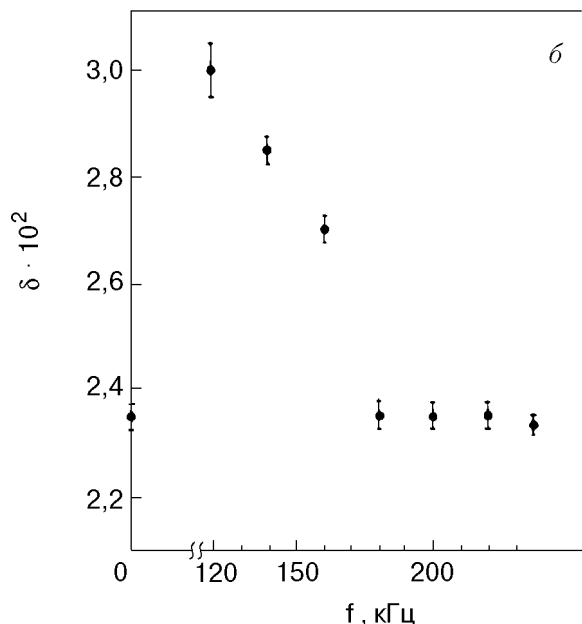
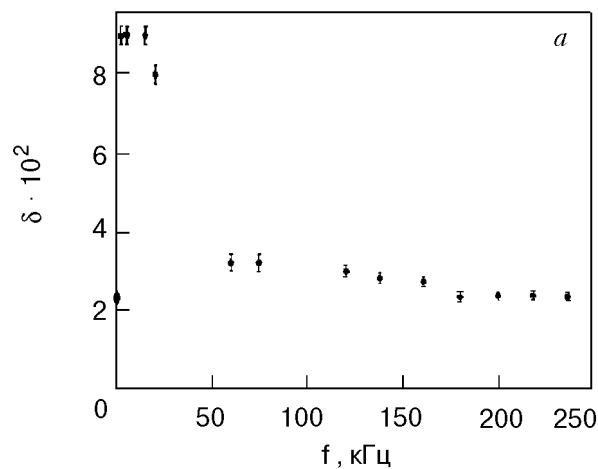


Рис. 1. Зависимость логарифмического декремента затухания колебаний подвесной системы δ от частоты переменного магнитного поля f (а). То же в интервале частот 120–240 кГц в увеличенном масштабе (б).

дополнительная диссипация энергии колебаний подвесной механической системы.

Образец из термодинамически обратимого монокристалла TaNb в форме цилиндра диаметром 2,5 мм и длиной $l = 5$ мм прикреплялся к колебательной системе, имеющей момент инерции $J = 84,85$ г·см². Ее собственная частота $\omega = 0,49$ с⁻¹. Первое критическое поле $H_{c1} = 65$ Э. Внешнее поле, при котором измеряется влияние слабого переменного поля на критическое состояние сверхпроводника II рода, $H_0 = 80$ Э и превышает (но не слишком отличается) первое критическое поле. Как уже отмечалось, переменное поле h составляет малую добавку $\approx 1,5$ Э к H_0 .

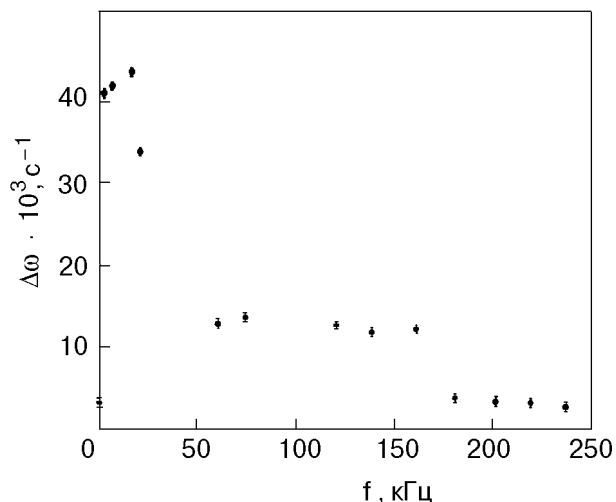


Рис. 2. Зависимость $\Delta\omega$ от частоты переменного поля f ($\Delta\omega$ — разность циклических частот колебаний подвесной системы при амплитудах $\phi = 0,02$ и $0,1$ рад).

Как видно на рис. 1, при низких частотах приложенного поля h наблюдаются более существенные изменения диссипации. В отсутствие поля h затухание и частота колебаний зависят от амплитуды колебаний подвесной системы. Эти зависимости аналогичны описанной в работе [5] и связаны с наличием вихрей Абрикосова, что свидетельствует об отрыве вихрей от центров пиннинга при амплитудах колебаний ϕ , превышающих некоторое критическое значение ϕ_c .

Как следует из рис. 1,а, при сравнительно больших частотах 180 кГц $\leq f \leq 240$ кГц логарифмический декремент δ затухания колебаний подвесной системы не зависит от частоты f и является по величине таким же, как в отсутствие переменного поля ($\delta = \delta_0$). При дальнейшем уменьшении частоты δ начинает возрастать и в полях ~ 10 кГц в четыре раза превышает δ_0 .

Ясно, что при приложении слабого переменного поля h частотой f амплитудные эффекты частоты ω и затухания δ , наблюдавшиеся при $f = 0$, меняются. Амплитудная зависимость ω , точнее, изменение частоты $\Delta\omega$ зависит от частоты переменного поля f аналогично изменению затухания колебаний δ , показанному на рис. 1. Зависимость $\Delta\omega$ ($\Delta\omega$ обозначает разность между циклической частотой колебаний цилиндра при амплитуде $\phi = 0,02$ рад и ее значением при $\phi = 0,1$ рад) от частоты переменного поля f представлена на рис. 2. Как видно, изменение $\Delta\omega$ появляется при значении частоты переменного поля ниже $f = 180$ кГц. Этим оно отличается от динамики поведения

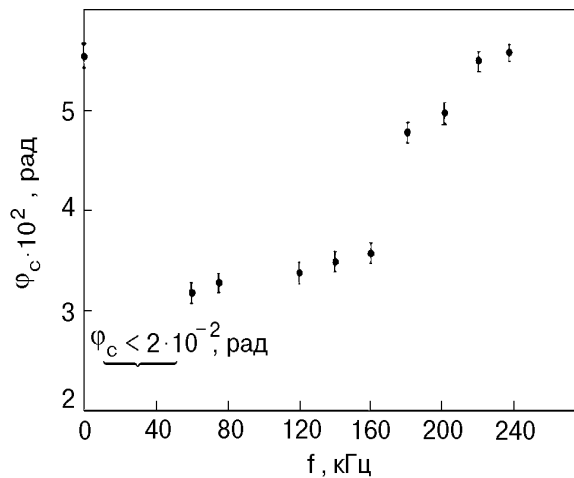


Рис. 3. Зависимость критического угла φ_c от частоты переменного поля f .

декремента затухания δ , который остается неизменным в интервале 240–170 кГц и только при $f = 160$ кГц начинает возрастать (рис. 1, б, где представлены результаты более тщательного измерения в области 120–240 кГц).

Таким образом, наши эксперименты показывают, что приложение слабого переменного поля способствует депиннингу вихрей Абрикосова и возникновению дополнительной диссипации энергии освобожденными вихрями. Эти соображения подтверждаются исследованием амплитудных эффектов при наличии слабого переменного поля. Оказывается, что критическая амплитуда φ_c , при которой в колебательных экспериментах вихри отрываются от центров закрепления, резко падает при уменьшении частоты переменного поля (рис. 3, ср. рис. 4). Как видно из графика на рис. 3, при малых частотах (приблизительно до $f \approx 50$ кГц) φ_c резко уменьшается ниже предела возможности наблюдения в данном эксперименте ($2 \cdot 10^{-2}$ рад). При увеличении частоты переменного поля f угол φ_c возрастает и при частотах $f = 220$ –240 кГц выходит на уровень критической амплитуды, наблюдаемой при отсутствии переменного поля. Для сравнения на рис. 4 приведена амплитудная зависимость затухания (при $f = 180,2$ кГц), при которой φ_c уже увеличена настолько, что она почти равна критической амплитуде в отсутствие переменного поля.

Для объяснения полученных результатов воспользуемся теорией Горькова и Копнина [13]. Речь идет об эксперименте с цилиндром, колеблющимся в постоянном магнитном поле, на которое накладывается слабое переменное поле. Будем рассматривать случай достаточно большой

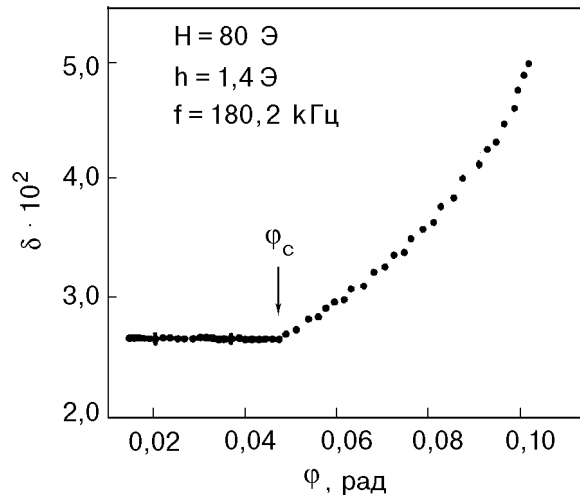


Рис. 4. Зависимость логарифмического декремента затухания колебаний δ от амплитуды колебания φ в присутствии переменного поля $h \approx 1,4$ Э.

частоты переменного поля $\omega > \omega_p$ (где ω_p — предельная частота, при которой вихри отрываются от центров пиннинга). Будем предполагать также, что смещение вихрей u мало по сравнению с расстоянием между центрами пиннинга. Тогда вихри будут совершать возвратно-поступательное движение около центров пиннинга. Пока вихри не закреплены, они могут совершать медленный дрейф в результате колебаний цилиндра, поэтому они будут диссипировать энергию колебаний цилиндра.

Средняя диссипация энергии не зависит от частоты переменного поля ω при малых частотах, когда смещение u не зависит от ω . Однако при увеличении ω картина изменяется. Поскольку сила трения, действующая на вихри, пропорциональна скорости (т.е. частоте), начиная с некоторой частоты амплитуда смещения вихря от центра пиннинга начинает уменьшаться. Размеры центров пиннинга довольно велики (порядка и больше $\xi = 4,5 \cdot 10^{-6}$ см, по электронномикроскопической картине термодинамически обратимого монокристалла $Ta_{70}Nb_{30}$, представленной на рис. 5), поэтому вскоре смещение вихрей становится порядка или меньше размера центра пиннинга и вихрь практически остается все время закрепленным. При этом диссипация, конечно, резко уменьшается.

Для оценки частоты, при которой начнет проявляться зависимость смещения от ω , запишем уравнение Горькова и Копнина (уравнение движения решетки вихрей в переменном поле [13,14]):



Рис. 5. Электронномикроскопическая картина термодинамически обратимого монокристалла Ta₇₀Nb₃₀ (увеличение 98 000).

$$\sigma_f \frac{B^2}{c^2} [\mathbf{n}_z \times \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}] = (c_{11} - c_{66}) [\mathbf{n}_z \times \nabla \operatorname{div} \mathbf{u}] + c_{66} [\mathbf{n}_z \times \nabla^2 \mathbf{u}] + c_{44} [\mathbf{n}_z \times \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial z^2}], \quad (1)$$

\mathbf{u} — смещение вихрей; \mathbf{n}_z — единичный вектор в направлении магнитного поля (ось z) на рис. 6; σ_f — проводимость сверхпроводника в смешанном состоянии при движении вихрей; H — постоянное поле; B — индукция; $c_{\alpha\beta}$ — упругие модули решетки вихрей:

$$c_{11} = \frac{B^2}{4\pi} \frac{\partial H}{\partial B} + \frac{1}{8\pi} \int_0^B B'^2 \frac{\partial^2 H}{\partial B'^2} dB', \quad (2)$$

$$c_{44} = \frac{BH}{4\pi}; \quad c_{66} = \frac{1}{8\pi} \int_0^B B'^2 \frac{\partial^2 H}{\partial B'^2} dB'.$$

В работе [13] показано, что уравнение (1) совместно с граничным условием на поверхности образца, которое имеет вид

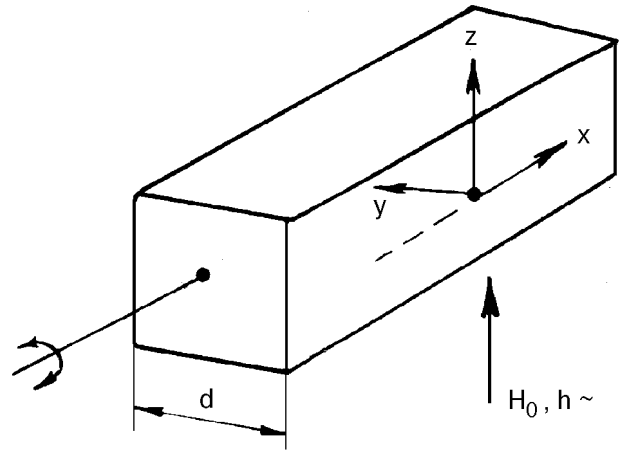


Рис. 6. Схема эксперимента для оценки зависимости смещения вихрей \mathbf{u} от частоты переменного поля f .

$$v_k (c_{11} - c_{66}) \operatorname{div} \mathbf{u} + c_{66} v_i \frac{\partial u_k}{\partial x_i} + c_{44} \frac{\partial u_k}{\partial z} = v_z \frac{B_0 H_k}{4\pi} - v_k \frac{B_0 (H_z - H_0)}{4\pi}, \quad (3)$$

где \mathbf{v} (v_i, v_z) — вектор нормали к поверхности образца, позволяют записать уравнение для распределения переменного поля в образце в виде уравнений Максвелла с модифицированными величинами σ и μ . Смещение вихрей \mathbf{u} направлено вдоль оси y и зависит только от y . Из (1) получаем

$$\sigma_f \frac{B^2}{c^2} \frac{\partial u_y}{\partial t} = c_{11} \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2}. \quad (4)$$

Граничные условия (3) дают при $y = 0$ (компонента вдоль оси y)

$$c_{11} \frac{\partial u_y}{\partial y} = \frac{B_0 H_z}{4\pi}. \quad (5)$$

Представим u_y в виде $u_y = \operatorname{Re}(e^{-i\omega t} u_y)$, тогда из (4) следует

$$\frac{\partial^2 u(y)}{\partial y^2} + \frac{i\omega \sigma_f B^2}{c^2 c_{11}} u(y) = 0.$$

Отсюда для u_y получаем

$$u(y) = A e^{-(1+i)y/\delta_{ik}},$$

где

$$\delta = \left(\frac{2c_{11}c^2}{B^2\omega\sigma_f} \right)^{1/2} = \frac{c}{\sqrt{2\pi\mu_{\parallel}\omega\sigma_f}};$$

$\mu_{\parallel} = B_0^2/4\pi c_{11}$ — эффективная магнитная проницаемость для системы вихрей. Из (5) имеем

$$A = -\frac{B^2}{4\pi c_{11}} \delta_{ik} \frac{1-iH_{\sim}}{2} \frac{1-iH_{\sim}}{B_0} = -\mu_{\parallel} \delta_{ik} \frac{1-iH_{\sim}}{2} \frac{1-iH_{\sim}}{B_0}.$$

Итак,

$$u(y) = -\mu_{\parallel} \delta_{ik} \frac{1-iH_{\sim}}{2} \frac{1-iH_{\sim}}{B_0} e^{-(1+i)y/\delta_{ik}}.$$

Оценка частоты ω , при которой $d \sim \delta_{ik}(\omega)$, дает

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{c_{11}c^2}{\pi d^2 \sigma_f B^2} \approx \frac{1}{\pi} \frac{c_{11}}{B^2} \rho_f \frac{c^2}{d^2}.$$

Используя экспериментальные результаты и уравнение (2), получаем величину c_{11}/B^2 порядка единицы при полях 250–300 Э ($H \sim 2H_{c1}$), откуда

$$f_0 = \frac{1}{\pi} \frac{\rho_f 10^9 [\text{Ом}\cdot\text{см}]}{d^2 [\text{см}]} [\text{с}^{-1}].$$

В нашем случае $\rho_f \approx 4 \cdot 10^{-7}$ Ом·см при $H_0 = 80$ Э, $d=2,5$ мм, отсюда

$$f_0 \approx 10 \text{ кГц},$$

что неплохо согласуется с той частотой, при которой начинается падение диссипации.

Таким образом, можно предполагать, что падение диссипации связано с увеличением трения, препятствующего смещению вихрей под действием переменного поля. По мере уменьшения смещения вихрей от центров пиннинга усиливается их эффективное закрепление на центрах пиннинга, что, в свою очередь, приводит к уменьшению диссипации до ее значения при нулевой частоте.

Мы исследовали также зависимость затухания от величины переменного поля h при различных частотах f и $\omega_0 = 2,05 \text{ с}^{-1}$ (см. рис. 7). Оказалось, что с увеличением амплитуды переменного поля диссипация при малых h остается почти постоянной, а дальше при увеличении h резко уменьшается.

Для объяснения такого поведения воспользуемся опять теорией Горькова и Копнина [13,14]. При увеличении напряженности переменного магнитного поля увеличивается смещение вихрей. При достаточно большом переменном поле смещение вихрей достигает по

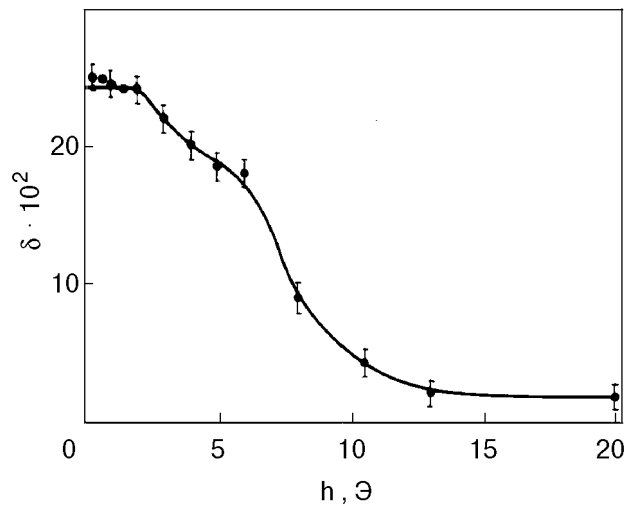


Рис. 7. Зависимость логарифмического декремента затухания колебаний от напряженности переменного магнитного поля h .

порядку величины размеров образца. Поскольку амплитуда переменного поля не превышает $0,01 H_0$, мы полагаем, что вихри смещаются к поверхности образца и покидают его, преодолев барьер Бина–Ливингстона [15]. Естественно предположить, что при дальнейшем увеличении поля вихри останутся прижатыми к стенке образца большую часть времени и не будут смещаться при колебаниях цилиндра. В результате затухание, естественно, будет уменьшаться (кстати, выход вихрей из образца тоже привел бы к уменьшению затухания). Оценка величины переменного поля, при котором смещение вихрей станет порядка диаметра цилиндра, аналогичная вышеприведенной, показывает, что падение диссипации будет происходить при h порядка десятка эрстед, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Заключение

Таким образом, в настоящей работе предложен новый динамический метод исследования стимулированной динамики и пиннинга вихревой решетки Абрикосова с использованием слабого низкочастотного поля.

Показано, что приложение слабого переменного поля способствует депиннингу вихрей Абрикосова и дополнительной диссипации энергии освобожденными вихрями, что подтверждается исследованием амплитудных эффектов.

Наблюдаемые нами явления удовлетворительно объясняются в рамках теории Горькова и Копнина.

Используемый динамический механический метод, так же как и исследование стимулированной динамики вихревой решетки путем дефазировки ядерного спинового эха, обеспечивает возможность прямого наблюдения процессов релаксации вихревой решетки Абрикосова. Кроме того, предлагаемая методика является дополнительной к ЯМР, так как удобна для исследования фазовой диаграммы в плоскости B, T в широком диапазоне параметров [6], медленных релаксационных процессов с характерными временами порядка 1 с и выше [7], потенциалов пиннинга [16] и т. д. Ядерный магнитный резонанс, по-видимому, более удобен для исследования быстрых релаксационных процессов с характерными временами порядка 10^{-1} с и ниже [17, 18]. Отметим также близкие по порядку величины значения потенциала пиннинга, полученные механическим [16] и ЯМР-методами [9, 17] (порядка 0,2 и 0,1 эВ соответственно).

Интересно проследить за затуханием колебаний в присутствии стимулирующего НЧ воздействия в одних и тех же образцах, что позволит существенно повысить достоверность и точность результатов.

Авторы выражают благодарность Н. Б. Копнину за помощь при интерпретации результатов эксперимента.

Настоящее исследование частично поддержано грантами 2.18 и 2.12 Академии наук Грузии.

1. А. Кемпбелл, Дж. Иветс, *Критические токи в сверхпроводниках*, Мир, Москва (1975).
2. В. В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, Наука, Москва (1982).
3. Т. Ishida, К. Okuda, Н. Asaoka, Y. Kazumata, К. Noda, and Н. Take, in: *Proc. 21th Int. Conf. Low Temp. Phys.*, Prague (1996), B1217.
4. Дж. Г. Чигвинадзе, *ФНТ* **10**, 151 (1984).
5. Дж. Г. Чигвинадзе, *ЖЭТФ* **63**, 2144 (1972).
6. А. А. Иашвили, Т. В. Мачаидзе, Л. Т. Паниашвили, Д. Г. Чигвинадзе, *СХФТ* **7**, 297 (1994).

7. В. Н. Бакрадзе, А. А. Иашвили, Т. В. Мачаидзе, Т. К. Нахуцришвили, Л. Т. Паниашвили, Д. Г. Чигвинадзе, *СХФТ* **7**, 301 (1994).
8. Ю. М. Буньков, Г. Е. Гургенишвили, М. Крузнус, Г. А. Харадзе, *УФН* **144**, 141 (1984).
9. F. Borsa, P. Carretta, F. Cintolesi, M. Corti, A. Rigamonti, B. J. Suh, and D. R. Torgeson, *Appl. Magn. Reson.* **9**, 149 (1995).
10. E. Machowska and S. Nadolski, *Solid State Commun.* **68**, 215 (1988).
11. G. H. J. Wentenaar, G. V. H. Wilson, D. H. Chaplin, and S. J. Campbell, *J. Magn. Magn. Mater.* **89**, 13 (1990).
12. В. П. Галайко, *Письма в ЖЭТФ* **3**, 121 (1968).
13. Л. П. Горьков, Н. Б. Копнин, *УФН* **116**, 413 (1975).
14. Н. Б. Копнин, Д. Г. Чигвинадзе, *Препринт ФНТ-2*, Тбилиси (1990).
15. С. P. Bean and J. D. Livingston, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 14 (1964).
16. В. Н. Бакрадзе, А. А. Иашвили, Т. В. Мачаидзе, Т. К. Нахуцришвили, Д. Г. Чигвинадзе, *ЖЭТФ* **104**, 2519 (1993).
17. С. Н. Recchia, J. A. Martindale, C. H. Pennington, W. L. Hults, and J. L. Smith, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3543 (1997).
18. M. Corti, B. J. Suh, F. Tabak, A. Rigamonti, F. Borsa, M. Xu, and B. Dabrowski, *Phys. Rev.* **B54**, 9469 (1996).

Study of stimulated dynamics and pinning of Abrikosov vortex lattice in type II superconductors in ac magnetic field

J. G. Chigvinadze and G. I. Mamniashvili

The dynamical mechanical method is applied to investigate the stimulated dynamics and pinning of the Abrikosov vortex lattice in type II superconductors with the use of a weak low frequency magnetic field. It is shown that the application of a weak ac magnetic field enhances depinning of the Abrikosov vortices and the additional dissipation of energy by released vortices. As the field frequency increases, some situation develops when the vortices almost do not oscillate, i.e., dissipation actually stops and the pinning is extremely effective. The observed phenomena are adequately explained within the Gorkov-Kopnin theory.