Г-657

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

3979/2-74

7/X-74

8-8015

И.Н.Гончаров, Г.Л.Дорофеев, А.Никитиу,
Л.В.Петрова, Д.Фричевски, И.С.Хухарева

ИССЛЕДОВАНИЕ ρ_f (H,T) СВЕРХПРОВОДНИКОВ ВТОРОГО РОДА

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

8-8015

И.Н.Гончаров, Г.Л.Дорофеев, А.Никитиу,
Л.В.Петрова, Д.Фричевски, И.С.Хухарева

ИССЛЕДОВАНИЕ ρ_f (H,T) СВЕРХПРОВОДНИКОВ ВТОРОГО РОДА

Направлено в ЖЭТФ

ВВЕДЕНИЕ

По характеру зависимости дифференциального сопротивления /ДС/ от внешнего магнитного поля при постоянной температуре весь интервал от О до $H_{c2}(t)$ условно можно разделить на три части. В малых полях наблюдается линейная зависимость, хорошо описываемая теорией, рассматривающей движение под действием транспортного тока не взаимодействующих друг с другом вихрей. Для этой области полей в теоретических работах /1–5/ при упрощающем предположении отсутствия сил сцепления было получено в явном виде выражение эффективной проводимости $\sigma_{эфф} = \rho_f^{-1} = (\frac{dE}{dj})^{-1}$ через температуру и среднее магнитное поле в образце.

В другом предельном случае $H \to H_{c2}(t)$ также имеет место линейная зависимость ДС от H. Микроскопическая теория, описывающая поведение эффективной проводимости в этой области, построена в предположении бесщелевой сверхпроводимости /6/ и поэтому применима, строго говоря, только в очень узкой окрестности $H_{c2}(t)$. При эксперименте линейный участок занимает достаточно заметный интервал полей, однако его наклон меняется с температурой в хорошем согласии с теоретически предсказанной зависимостью $r'(t) \equiv [\frac{H}{\rho_n}\frac{\partial \rho_f}{\partial H}]_{H = H_{c2}(t)}$ /7–11/.

Наименее изученной, как экспериментально, так и теоретически, является область средних полей. В ряде работ /8–11/ ρ_f/ρ_n измеряли во всем диапазоне магнитных полей, но при этом подробно исследовали закономерности поведения только в одном из предельных случаев: $H \to 0$ или $H \to H_{c2}(t)$. В непосредственной близости к T_c для полей, удовлетворяющих условию $1 \gg (1 - \frac{H}{H_{c2}(t)}) \gg (1-t)$, была получена зависимость [4,12]

$$\sigma_{эфф} \sim (1 - \frac{H}{H_{c2}(t)})^{3/2}.$$

Однако условие применимости этой формулы даже для $t = 0,995$ не позволяет перекрыть всего интервала средних полей, т.к. ограничение $(1 - \frac{H}{H_{c2}(t)}) \ll 1$ в лучшем случае соответствует $\frac{H}{H_{c2}(t)} \gtrsim 0,7$. В работе [13] для температур $\approx T_c$ вычислили $\rho_f(H)$ /для всех значений H от $H_{c1}(t)$ до $H_{c2}(t)$ / из нестационарных уравнений Гинзбурга-Ландау, пренебрегая так называемыми аномальными членами. В случае сверхпроводников без парамагнитных примесей, но с $\ell \ll \xi$ значения ρ_f для малых полей совпадают с вычисленными в [2], а при $H \simeq H_{c2}(t)$ получается результат Маки [6]. Учет аномальных членов, по мнению авторов, должен приводить к уменьшению ρ_f при заданном поле.

До сих пор речь шла об электромагнитном механизме диссипации, вызванной движением флюксоидов под действием транспортного тока. Клемом был предложен дополнительный, тепловой механизм диссипации, объясняющий появление у сверхпроводящих сплавов с малой длиной пробега минимума на кривой $\rho_f(T)$ [14, 15]; при этом рассматривался одиночный, изолированный вихрь. Последующее усовершенствование модели состояло в учете взаимодействия вихрей через электрические поля, связанные с их движением [16], что дало качественное объяснение экспериментально полученной зависимости температуры минимума от H [17,18].

В настоящей работе проведено измерение ДС на сплаве Nb с большим содержанием Zr при температурах от 1,0 К до T_c во всем интервале магнитных полей от нуля до $H_{c2}(t)$. При фиксированных значениях температуры снималась зависимость ρ_f/ρ_n от поля, либо при фиксиронанных значениях магнитного поля делались проходы по температуре. Полученные результаты использовались для определения температурной зависимости коэффициента вязкости движущихся вихрей /КВДВ/ и сравнения ее с теорией. Проведено также сравнение с теорией зависимости ρ_f/ρ_n от H для разных температур. Распространяя идею теплового механизма диссипации на совокупность движущихся вихрей и пренебрегая их электромагнитным взаимодействием, мы рассчитали зависимость глубины минимума на кривой $\rho_f(t)$ от магнитного поля и провели сравнение с экспериментальными результатами.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве образцов использовались полоски фольги размером 0,01х0,16х5 $см^3$ из сплава Nb – 80 % Zr, подвергнутого после механической обработки рекристаллизационному отжигу при 1000 °С с последующей быстрой закалкой [19]. Для измерения вольт-амперных характеристик /ВАХ/ образец крепился в держателе с прижимными потенциальными контактами, помещенном в магнитное поле, перпендикулярное плоскости образца и транспортному току. ВАХ записывали на двухкоординатном самописце, используя фотоэлектронный усилитель типа Ф-118. ДС определяли графически по наклону линейного участка ВАХ. Однако в некоторых случаях наличие линейного участка не исключает интегрального нагрева образца за счет выделяющейся в нем мощности и влияния этого нагрева на величину ДС [20]. Поэтому в соответствующие значения ДС были внесены поправки, зависящие главным образом от I_c, $\frac{\partial I_c}{\partial T}$ и коэффициентов теплопроводности и теплопередачи. При вычислении поправок в HeII использовалось значение коэффициента теплосопротивления $R_K^{II} = \frac{25}{T^3} \frac{(°K)^4 cm^2}{W}$, что близко к масимально возможному для Nb – 80% Zr /21/. В He I использовался линейный по температуре коэффициент теплосопротивления, принимающий значения $R_K^I = 5 \frac{K\ cm^2}{W}$ при T = 4,2K и $R_K^I = 20 \frac{K\ cm^2}{W}$ при T = 2,2K /20/ В области T > 4,2K, где измерения производились в парах, использовалось значение $R_K^{пар} = 220 \frac{K\ cm^2}{W}$, вычисленное из сопоставления ВАХ образца для T = 4,2K, снятых в жидкости и паре. Ниже приведены относительные значения тепловых поправок для трех температур в различных магнитных полях /в %/:

T/H	24 кЭ	18 кЭ	14 кЭ	8,3 кЭ
1K	3,5%	5,5	7,0	9,5
2,2K	3,0	4,0	4,5	6,0
4,3K	5,0	-	20,0	35,0

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

1. Зависимость дифференциального сопротивления от поля

На *рис. 1* представлены результаты измерения ρ_f / ρ_n от H при разных фиксированных значениях температуры. Можно отметить ряд характерных особенностей, проявившихся в этих измерениях. Во-первых, в области низких полей /*рис. 1б*/ для всех температур хорошо выполняется линейный закон зависимости $\rho_f(H)$. Во-вторых, в интервале полей от нуля до 60 *кЭ* для низких температур наблюдается характерный "горб", ранее отмечавшийся Кимом /8/ у сплавов с высокими κ . В-третьих, вблизи

$H_{c2}(t)$ наблюдается тенденция к минимуму ρ_f/ρ_n /кривые 3',4,6 на *рис. 1а*/, соответствующему пик-эффекту на кривых $j_c(H)$. Просветы на кривых означают места возможного наблюдения подобных минимумов.

Наличие линейной зависимости ρ_f/ρ_n от H в малых полях позволяет на основании этих измерений определить КВДВ(η) и его зависимость от температуры. Действительно, КВДВ и ДС связаны простым соотношением [8]:

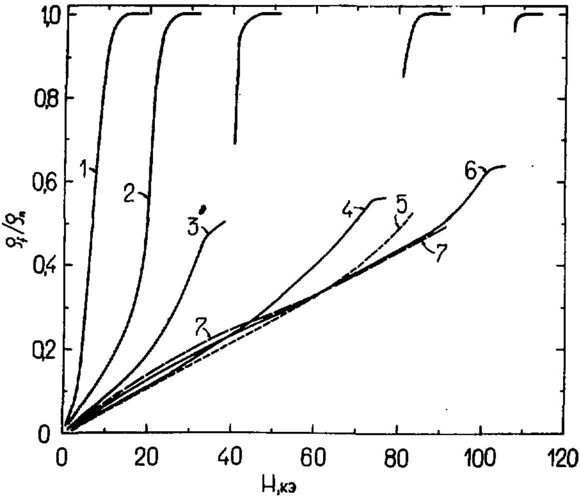
$$\eta(t) = \frac{\Phi_0 \cdot H}{c^2 \rho_f(t)}. \text{ Если } \frac{\rho_f(t)}{\rho_n} = \frac{b_0(t)\, H}{H_{c2}(0)}, \quad \text{то}$$

$$\eta(t) = \frac{1}{b_0(t)} \cdot \frac{\Phi_0 H_{c2}(0)}{c^2 \rho_n}.$$

b_0 для фиксированной температуры определяется графически по наклону начального линейного участка в экспериментальной зависимости ρ_f/ρ_n от H ; $b_0(t)$ полностью описывает температурное изменение КВДВ. В литературе часто используется другая форма записи, а именно: $\frac{\rho_f(t)}{\rho_n} = \frac{b(t)\, H}{H_{c2}(t)}$. Тогда $\eta(t) \sim \frac{H_{c2}(t)}{b(t)}$. В теоретических работах [1-5], рассматривающих движение одиночных вихрей под действием транспортного тока, полученная зависимость $\sigma_{эфф}$ (H,T) представляется в общем виде: $\frac{\sigma_{эфф}}{\sigma_n} = \beta(t)\frac{H_{c2}(t)}{H}$. $\beta(t)$ определено в двух предельных случаях: $T \to T_c$ и $T=0$. Нетрудно видеть, что

$$\beta(t) = \frac{1}{b(t)} = \frac{1}{b_0(t) f(t)} = \frac{\eta(t)}{f(t)}, \text{ где} \qquad f(t) = \frac{H_{c2}(t)}{H_{c2}(0)}.$$

Кривая 1 *рис. 2а* рассчитана по формуле [3]: $\beta(t) = 1,1(1-t)^{-1/2}$, 2 - соответствует $\beta(t) = 1,47$ [2], точка на оси $t = 0$ есть $\beta(0) = 0,9$ [5]. На *рис. 2а* изображены также экспериментальные значения $1/b(t)$ разных авторов. Отметим, что часть точек получена нами из кривых $\rho_f(H)/\rho_n$, приведенных в публикациях, чем объясняется в некоторой степени их разброс. Однако различие



в температурной зависимости $1/b(t)$ разных сплавов выходит за пределы этого разброса и, возможно, объясняется разницей в температурной зависимости $H_{c2}(t)$, которая наряду с $\eta(t)$ входит в определение $b(t)$.

В области $t > 0,6$ можно видеть некоторую корреляцию между положением кривой $1/b(t)$ и величиной параметра $\kappa_1(1)$, значения которого для данных образцов приведены в таблице:

Образец	$Nb_{20}Zr_{80}$	$Pb_{76}In_{24}$	$Nb_{80}Mo_{20}$	V–B	V–A
$\kappa_1(1)$	64	4,8	4,1	2,3	1,9
Источник	наст.раб.	9	11	10	10

Как видно из рисунка, экспериментальная зависимость $1/b(t)$ для Nb – 80 % Zr достаточно хорошо соответствует теории /3,5/ при $t \to 0$ и $t \lesssim 0,95$. В непосредственной близости к T_c обнаружен резкий спад на кривой

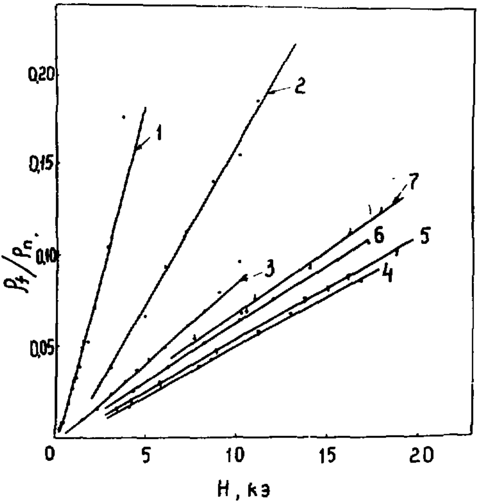
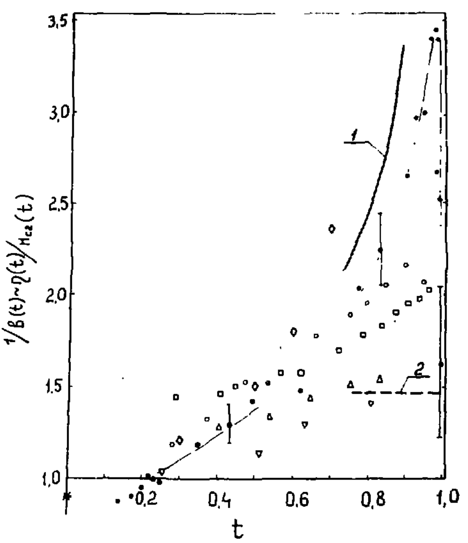


Рис. 1. Экспериментальная зависимость ρ_f/ρ_n от H для фиксированных значений температуры: 1. T = *7,6 К, 2.* T = *7,1 К, 3.* T = *6,5 К; 4.* T = *4,2К; 5.* T = *3,4К; 6.* T = *2,0 К; 7.* T = *1,37К; 3'.* T = *6,0 К.*

$1/b(t)$ /23/, так что при $t \to 0$ экспериментальные точки приближаются к предельному значению $1/b = 1,47$. Если учесть, что формула, определяющая кривую /1/, получена из рассмотрения только аномальных членов в выражении для проводимости, а предельная оценка сделана путем их отбрасывания, то следует предположить, что при приближении к T_c начинает работать механизм, который сильно подавляет вклад аномальных членов /по крайней мере в случае наших образцов/.

На *рис. 2б* для разных образцов приведена зависимость $b_0(t) \sim 1/\eta(t)$. Как упоминалось выше, b_0 для фиксированной температуры определяется экспериментально по наклону начального линейного участка кривой $\rho_f(H)$. Характерной особенностью поведения $b_0(t)$, впервые отмеченной в /8/, является стремление к постоянному зна-



чению в области низких температур. Для $Nb_{50}Ta_{50}$, например, соотношение $b_0(t) = const$ сохраняется вплоть до $t \approx 0,7$. Для всех образцов постоянное значение b_0 близко к единице. Теоретическая оценка дала $b_0(0) = 1,1$ /5/. В работе /17/ из высокочастотных измерений ДС на образцах $Pb_{50}In_{50}$ и $Pb_{90}In_{40}$ получили соответственно значения $b_0 =$ 0,82 ±3% и $b_0 =$ 0,89 ± 4%.

На *рис. 3* представлена для разных температур зависимость ρ_f / ρ_n от приведенного поля во всем интервале от 0 до 1. Кривая 1 воспроизводит результаты расчета ρ_f из нестационарных уравнений Гинзбурга-Ландау путем пренебрежения аномальными членами для температур порядка T_c /13/. Эта кривая имеет асимптоты: в низких полях 0,68 /b =1,47/ /2/, в высоких - 2,5 /6/. 2а,б,в рассчитаны соответственно для температур t = 0,924; 0,977; 0,989 по формуле:

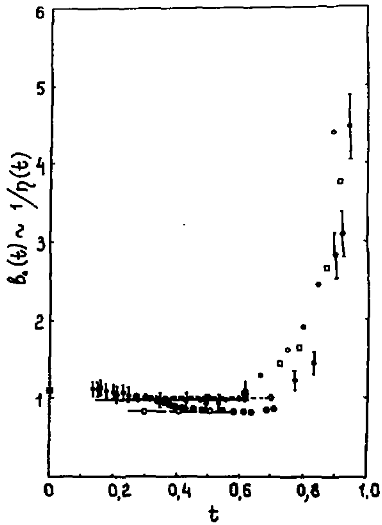


Рис. 2. Зависимость коэффициента вязкого трения движущихся вихрей от температуры: 1, теоретическая кривая /3/ ; *2. - теоретическая оценка* /2/ ; * *при* t = 0 - *теоретическая оценка* /5/ ; ⧲ $Nb_{20}Zr_{80}$ - *данная работа;* ◇ $Nb_{50}Ta_{50}$ - *работа* /8/ ; □ $Pb_{76}In_{24}$ - *работа* /9/; Δ V - B, ∇ V - A } *работа* /10/ ; o $Nb_{80}Mo_{20}$ - *работа* /11/; ⊘ $Pb_{60}Tl_{40}$ - *работа* /18/.

$$\frac{\sigma_{эфф}}{\sigma_n} - 1 = 0{,}18\,x^{3/2}(1-t)^{-1/2} + 1{,}25x + 0{,}27[x(1-t)]^{1/2}\times$$

$$\times \ln\frac{5x}{1-t} + a_1 x\left(\frac{x}{1-t}\right)^{1/10} + 0{,}1a_2 x\left(\frac{x}{1-t}\right)^{1/5},$$

справедливой для $(1-t) \ll x \ll 1$, где $x = \dfrac{1 - H/H_{c2}}{1 - 1/2\kappa^2}$,

a_1 и a_2 - порядка единицы. В области малых полей для тех же температур приведены асимптоты, рассчитанные по формуле:

$$\frac{\langle H \rangle}{H_{c2}} \frac{\sigma_{эфф}}{\sigma_n} = 1{,}1(1-t)^{-1/2} + 0{,}8l[1 + a_3(1-t)^{-1/10} + a_4(1-t)^{-1/5}],$$

a_3, a_4 - порядка единицы[4]. Соответствующие значения b лежат выше кривой 1 *рис. 2а* /см.[23] /. К сожалению, большой разброс экспериментальных точек в полях, близких к $H_{c2}(t)$ /это частично связано с проявлением пик-эффекта/ не позволяет провести сравнение с теорией в этой области. Однако надо отметить, что для согласования расчетных кривых 2 с соответствующими асимптотами в низких полях, очевидно, необходимо ограничить их снизу еще более высокими значениями $H/H_{c2}^{глаг}(t)$, чем это сделано на рисунке, где принято

$$b \gg (1 - H/H_{c2}^{глаг}(t))_{макс} = 0{,}3.$$

Экспериментальные точки $t = 0{,}989$ / $T = 7{,}77$K/ и $t = 0{,}535$ /$T = 4{,}2$K/ достаточно хорошо согласуются с предельной теоретической оценкой /кривая 1/. Систематическое отклонение к более высоким значениям ρ_f/ρ_n в случае $t = 0{,}535$ объясняется проявлением эффекта парамагнитного распаривания [19,24]. Отклонение от кривой 1 к более низким значениям ρ_f/ρ_n экспериментальных точек $t = 0{,}977$ и $t = 0{,}924$ происходит в соответствии с предсказанным в[13]. Действительно, как видно из *рис. 2а*, вклад аномальных членов увеличивается с ростом температуры /до максимума/ и соответственно при заданном поле точки $t = 0{,}977$ отклоняется от кривой 1 сильнее, чем $t = 0{,}924$.

II. *Зависимость дифференциального сопротивления от температуры*

Так как энтропии сверхпроводящей и нормальной фаз не равны, переход из одной фазы в другую под действием

магнитного поля ведет к изменению температуры. Поэтому движение нормальных областей в сверхпроводнике /например, магнитного пятна с размерами много больше длины когерентности/ сопровождается возникновением температурных градиентов с необратимыми потерями [25].
Можно предположить, что в случае грязных сверхпроводников второго рода возникают подобные градиенты на движущихся вихрях, т.к. геометрическая неопределенность источников тепла равна длине свободного пробега нормальных электронов, а в данном случае выполняется условие $\ell \ll \xi$. Тогда должен иметь место и тепловой механизм диссипации, аналогичный возникающему при движении больших областей нормальной фазы в сверхпроводниках первого рода. Для оценки вклада тепловой диссипации Клем рассмотрел модель, в которой одиночный движущийся вихрь представляется в виде цилиндра [14].
Уравнение теплопроводности для одного цилиндра, записанное с точностью до линейных по скорости членов имеет решение:

$$T(\vec{r}) = T_0 - \frac{T_0\, a(S_n - S_s)}{K_n + K_s} \begin{cases} \dfrac{\vec{r}\,\vec{v}}{a}, & |\vec{r}| \leq a \\ \dfrac{(\vec{r}\cdot\vec{v})\, a}{|\vec{r}|^2}, & |\vec{r}| \geq a, \end{cases} \qquad /1/$$

где $\vec{r}$ - радиус-вектор из центра цилиндра, a - радиус цилиндра, $\vec{v}$ - его скорость, S_n, S_s - энтропия на единицу объема внутри и вне цилиндра, T_0 - средняя температура образца, K_n, K_s - теплопроводность внутри и вне цилиндра.
Необратимые тепловые потери на единицу длины цилиндра в единицу времени будут:

$$W_q = 2\int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \frac{T_0\, a^2 (S_n - S_s)^2\, v^2 \cos^2\phi\, d\phi}{K_n + K_s} = \qquad /2/$$

$$= \frac{\pi a^2 T_0 (S_n - S_s)^2\, v^2}{K_n + K_s} = \eta_q v^2,$$

где η_q – коэффициент тепловой вязкости на единицу длины цилиндра, ϕ - угол между радиусом-вектором из центра цилиндра и скоростью в плоскости, перпендикулярной цилиндру. Увеличение магнитного поля приводит к росту плотности вихрей и, следовательно, к уменьшению температурных градиентов на вихре из-за уменьшения расстояний между источниками и поглотителями тепла - поверхностями цилиндров. Следовательно, формула /2/ определяет верхнюю границу величины тепловой диссипации в пределе $H \to 0$. Рассмотрим зависимость теплового коэффициента вязкости от величины магнитного поля. Вначале для простоты положим $K_s = K_n$. Тогда ввиду линейности уравнения теплопроводимости по источникам распределение температуры для решетки нормальных цилиндров будет суммой распределений для отдельных цилиндров:

$$T(\vec{r}) = T_0 - \frac{T_0 a(S_n - S_s)}{2K_n} \Big\{ \sum_{ij=-\infty}^{+\infty} \frac{\vec{v}\cdot(\vec{r}-\vec{r}_{ij})}{a} \times$$
$$[1-\theta(|\vec{r}-\vec{r}_{ij}|-a)] + \frac{\vec{v}\cdot(\vec{r}-\vec{r}_{ij})\,a}{|\vec{r}-\vec{r}_{ij}|^2}\,\theta(|\vec{r}-\vec{r}_{ij}|-a)\Big\},$$

$$\theta(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0 \\ 0, & x < 0 . \end{cases} \qquad /3/$$

Множество векторов $\{\vec{r}_{ij}\}$ описывает положение центров нормальных цилиндров.

Для треугольной решетки:

$$\frac{a^2}{d_\phi^2} = \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \cdot \frac{H}{H_{c2}(t)}, \qquad a^2 = \frac{\Phi_0}{2\pi H_{c2}(t)}, \quad d_\phi^2 = \frac{2\Phi_0}{\sqrt{3}H}, \qquad /4/$$

где d_ϕ - расстояние между центрами цилиндров, H - среднее магнитное поле внутри образца, Φ_0 - квант потока.

При выполнении условия $\dfrac{d_\phi^2}{(2a)^2} \gg 1$ можно ограничить сумму ближайшими цилиндрами. Тогда для температуры на поверхности цилиндра получим выражение:

$$T(\phi) = T_0 - \frac{T_0 a v (S_n - S_s)}{2K_n} \{ 1 - 4 \frac{a^2}{d_\phi^2} \} \cos\phi , \qquad /5/$$

из которого следует:

$$\eta_q = \frac{\pi a^2 T (S_n - S_s)^2}{2K_n} \{ 1 - \frac{\sqrt{3}}{\pi} \frac{H}{H_{c2}(t)} \} . \qquad /6/$$

Если положить $K_s = 0$, распределение температуры на данном цилиндре не будет зависеть от соседних и тепловой коэффициент вязкости соответственно не должен зависеть от величины магнитного поля, как и в случае одиночного вихря и произвольных значений K_n и K_s. Следовательно, при изменении теплопроводности K_s от нуля до K_n, η_q, будет меняться от $\dfrac{\pi a^2 T (S_n - S_s)^2}{K_n}$ до

$$\frac{\pi a^2 T (S_n - S_s)^2}{2K_n} (1 - \frac{\sqrt{3}}{\pi} \frac{H}{H_{c2}(t)}) .$$

Для оценки относительного вклада теплового механизма рассмотрим величину $\eta_q / \eta(0)$, где $\eta(0) = \dfrac{\Phi_0 H}{c^2 \rho_f} = \dfrac{\Phi_0 H_{c2}(0)}{c^2 \rho_n}$ электромагнитный коэффициент вязкости, определенный из эмпирического соотношения /8/ $\rho_f \cong \rho_n \dfrac{H}{H_{c2}(0)}$, справедливого в малых полях при низких температурах:

$$\frac{\eta_q(t)}{\eta(0)} = \begin{cases} \dfrac{\pi a^2 T(S_n - S_s)^2 c^2 \rho_n}{(K_n + K_s)\,\Phi_0 H_{c2}(0)} & K_s \to 0 \\[2ex] \dfrac{\pi a^2 T(S_n - S_s)^2 c^2 \rho_n}{(K_n + K_s)\,\Phi_0 H_{c2}(0)} \left[1 - \dfrac{\sqrt{3}}{\pi} \dfrac{H}{H_{c2}(t)}\right] & K_s \to K_n . \end{cases} \qquad /7/$$

Принимая:

$$a = \xi ; \quad H_c(t) = H_c(0)(1 - t^2) ; \quad \xi^2 = \frac{\Phi_0}{2\pi\, H_{c2}(t)} ;$$

$$H_{c2}(t) = H_{c2}(0)(1 - t^2) ; \quad S_n - S_s = -\frac{H_c(t)}{4\pi} \cdot \frac{dH_c(t)}{dt} \cdot \frac{1}{T_c}$$

и для грязных сверхпроводников второго рода:

$$H_c(0) = 2{,}42\gamma^{1/2} T_c ; \quad H_{c2}(0) = 3{,}06 \cdot 10^4 \rho_n \gamma_n T_c ;$$

$\kappa = 7{,}5 \cdot 10^3 \rho_n \gamma_n^{1/2}$ **и выражая ρ_n через теплопроводность нормальных электронов с помощью закона Видемана-Франца, формулу /7/ можно привести к виду, удобному для сравнения с экспериментальными результатами:**

$$\frac{\eta_q(t)}{\eta(0)} = \begin{cases} 2{,}115 \dfrac{(1 - t^2)\, t^2 K_{en}}{K_n + K_s} & K_s \to 0 \\[2ex] 2{,}115 \dfrac{(1 - t^2)\, t^2 K_{en}}{K_n + K_s} \left[1 - 0{,}55 \dfrac{H}{H_{c2}(t)}\right] & K_s \to K_n . \end{cases} \qquad /8/$$

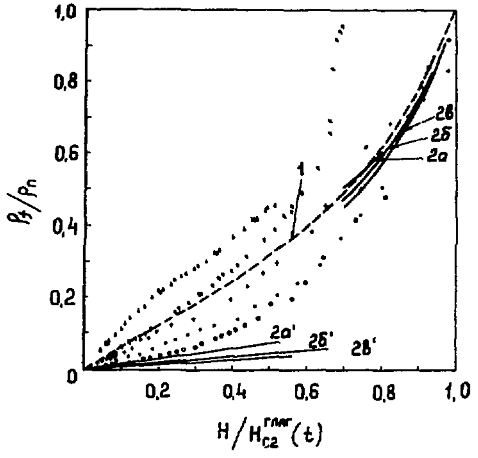


Рис. 3. Зависимость ρ_f/ρ_n *от* $H/H_{c2}(t)$ *: 1. - теоретическая кривая* /13/; *2. - теоретические кривые для* t*,соответственно равных: а/ 0,924; б/ 0,977; в/ 0,989* /4/. *Экспериментальные точки для* Nb – 80 % Zr *получены при температурах:* + t = *0,989;* • t = *0,924;* ♦ t = *0,175;* o t = *0,977;* ♦ t = *0,535.*

В случае нашего сплава измеренная при $T = T_c$ **полная теплопроводность** * **практически совпала с** K_{en}**, вычисленной по закону Видемана-Франца. На основании этого мы положили и для более низких температур** $K_n \cong K_{en}$ **. Кроме того, для оценки минимального значения** $\eta_q(t)$ **было принято** $K_s = K_n \cong K_{en}$**.**

*** Измерения теплопроводности были проведены Л.П.Межовым-Деглиным с сотрудниками в Институте физики твердого тела АН СССР, за что авторы выражают им глубокую благодарность.**

Из формулы /8/ видно, что относительный вклад теплового механизма диссипации, равный нулю при $t = 0$ и $t = 1$, может достигать значительных величин /50%/ при средних температурах.

На *рис. 4* представлена зависимость ρ_f / ρ_n от T для разных значений магнитного поля. Пунктирные кривые проведены по экспериментальным точкам после внесения соответствующих поправок, о которых говорилось выше. Сплошные линии - результат расчета по формуле:

$$\rho_f / \rho_n = \frac{H}{H_{c2}(0)} \cdot \frac{1}{1 + \eta_q(t) / \eta(0)} ,$$

где $\eta_q(t) / \eta(0)$ по формуле /8/ для $K_s \to K_n$. Как видно из рисунка, экспериментальные минимумы ρ_f находятся при более низких температурах, чем расчетные. Это расхождение, очевидно, объясняется тем, что при расчете не учитывалась температурная зависимость части ρ_f, обусловленной электромагнитной диссипацией.

На *рис. 5* проведено сравнение относительной глубины минимума, полученной экспериментально /9, 15, 17, 18/, с расчетной величиной. По оси абсцисс отложено приведенное поле, по оси ординат - величина $\Delta\eta / \eta(0,1)$, которая определялась из экспериментальной зависимости $\rho_f(t)$ по формуле:

$$\frac{\Delta\eta}{\eta(0,1)} = \frac{\rho_f(0,1)}{\rho_{f\,min}} - 1 .$$

Расчетное значение $\dfrac{\Delta\eta}{\eta(0,1)} = \dfrac{\eta_{q\,max} - \eta_q(0,1)}{\eta_q(0,1) + \eta(0)}$, где $\eta_q(t)$

получено по формуле /8/. Видно, что модель теплового механизма хорошо объясняет абсолютное значение глубины минимума $\rho_f(t)$ в области низких полей и сильно расходится с экспериментальной зависимостью $\Delta\eta/\eta(0,1)$ при повышении поля. Это связано, главным образом, с тем, что /как уже указывалось выше/ при более высоких H та часть ρ_f, которая обусловлена электромагнит-

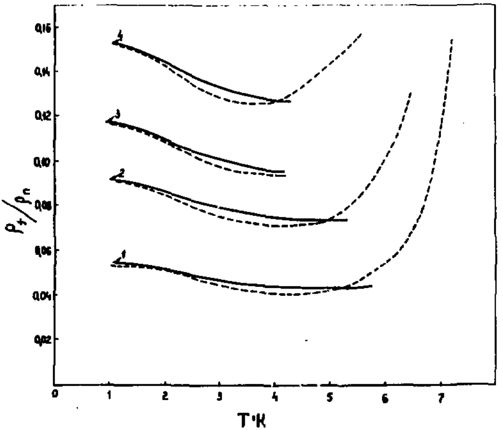


Рис. 4. Зависимость ρ_f/ρ_n *от температуры: 1.* H = = *8,34 кЭ; 2.* H =*13,9 кЭ; 3.* H =*18 кЭ; 4.* H =*24 кЭ. Штриховые линии - эксперимент, сплошные - расчет по формуле /8/ при* $K_s \to K_n$.

ным механизмом диссипации, начинает возрастать с температурой, тем самым частично компенсируя уменьшение полного ДС за счет теплового механизма. Начиная с некоторого поля, минимум на $\rho_f^{\text{эксп.}}(t)|_{H/H_{c2}(0)}$ вообще не наблюдается. Однако в данном расчете это возрастание не учитывалось, вследствие чего сравнение с ним следует делать лишь в относительных небольших $H/H_{c2}^{\text{глаг.}}(0)$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подробное исследование $\rho_f(H,T)$ в образцах с высокими κ, проведенное в настоящей работе, позволяет сделать следующие выводы. Во-первых, показано, что в области относительно небольших $H/H_{c2}^{\text{глаг}}(t)$, где взаимодействие между вихрями невелико и возможно

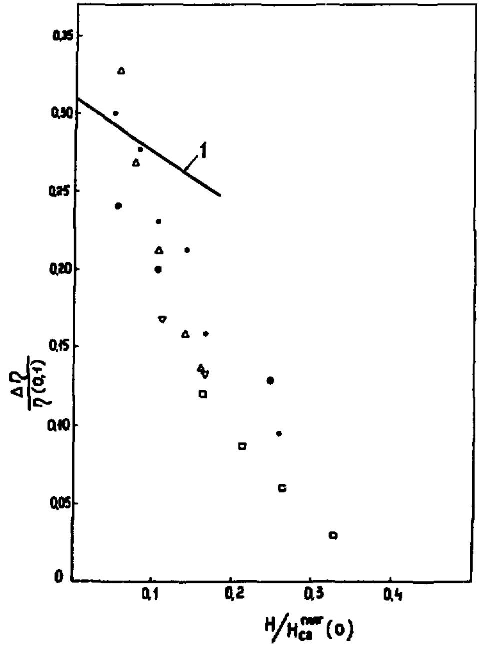


Рис. 5. Зависимость глубины минимума от магнитного поля: • $Nb_{20}Zr_{80}$ *- данная работа;* □ $Pb_{76}In_{24}$ *- работа* /9/ ; ● $Pb_{60}Tl_{40}$ *- работы* /15,18/ ;

Δ $Pb_{50}In_{50}$
∇ $Pb_{90}In_{10}$ } *- работа* /17/.

определение КВДВ, вплоть до температур, отличающихся на несколько процентов от T_c, современная микротеория /3,4/ дает правильную зависимость $\eta(t)$, но численные коэффициенты теории требуют уточнения. При еще более высоких температурах наблюдается существенное

расхождение между экспериментом и теорией и в температурной зависимости. Последнее обстоятельство, возможно, связано с наличием в наших образцах [19] частиц ω-фазы, отличающейся по составу от матрицы. При $T \to 0$ обнаружено хорошее количественное совпадение теоретических и экспериментальных значений КВДВ.

Во-вторых, достоверно установлено, что в области самых низких температур в полях $H/H_{c2}(0) > 0{,}2-0{,}3$, $\rho_f(H)$ отклоняется вниз от начальной линейной зависимости

с наклоном $b_0 = \dfrac{\rho_f / \rho_n}{H/H_{c2}(0)} \cong 1{,}1$, причем касательная к кривой $\rho_f[H/H_{c2}(0)]$, проходящая через начало координат, имеет наклон $\approx 0{,}9$. Такое поведение не имеет пока теоретического объяснения. В-третьих, обнаружено, что вблизи $H_{c2}^{\text{экспер}}(t)$, где на кривых $j_c(H)$ имеется пик, существенно замедляется рост $\rho_f(H)$, которое, по-видимому, даже проходит через узкий минимум. Такое поведение ρ_f выявляет важную особенность динамической связи между движущимися вихрями и пиннинг-центрами.

В-четвертых, для описания наблюдающегося экспериментально минимума на $\rho_f(T)|_{H=\text{const}}$ в рамках феноменологической модели [14], описывающей дополнительный механизм диссипации из-за появления локального температурного градиента на одиночном движущемся вихре, сделан расчет, в котором учтено влияние соседних вихрей. В предположении, что теплопроводность внутри и вне вихря одинакова, получены явные выражения для $\rho_f(t)$, включающие зависимость от магнитного поля. Сравнение с экспериментом показало, что в относительно небольших $H/H_{c2}^{\text{глаг.}}(0)$ имеется неплохое согласие, а при более высоких полях расчетная глубина минимума оказывается больше наблюдаемой. Это указывает на необходимость учета температурной зависимости также и той части ρ_f, которая обусловлена электромагнитным механизмом диссипации.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность Б.Т.Гейликману, В.В.Данилову, Н.Б.Копнину, В.З.Кресину, М.Ю.Куприянову, К.К.Лихареву, Ю.Н.Овчинникову за плодотворные дискуссии.

Литература

1. Л.П.Горьков, Н.Б.Копнин. ЖЭТФ, 60, 2331 /1971/.
2. М.Ю.Куприянов, К.К.Лихарев. Письма ЖЭТФ, 15, 349 /1972/.
3. Л.П.Горьков, Н.Б.Копнин. ЖЭТФ, 64, 360 /1973/.
4. Ю.Н.Овчинников. ЖЭТФ, 65, 290 /1973/.
5. Л.П.Горьков, Н.Б.Копнин. ЖЭТФ, 65, 396 /1973/.
6. C.Caroli, K.Maki. Phys.Rev., 159, 306 (1967). K.Maki. Phys.Rev., 169, 381 (1968).
7. И.Н.Гончаров, И.С.Хухарева. Письма ЖЭТФ, 17, 85 /1973/.
8. Y.B.Kim, C.F.Heampstead, A.R.Strnad. Phys.Rev., 139, A1163 (1965), Phys.Rev.Lett., 13, 794 (1964).
9. Н.Я.Фогель. ЖЭТФ, 63, 1371 /1972/.
10. N.Usui, T.Ogasawara, K.Yasukochi and S.Tomada. J.Phys.Soc.Japan, 27, 574 (1969); Phys.Lett., 27A, 529 (1968).
11. K.Noto, K.Mori, Y.Muto. Доклад на сов.-яп. совещании по физике низких т-р, Новосибирск /1969/, Physica, 55, 362 (1971).
12. А.И.Ларкин, Ю.Н.Овчинников. ЖЭТФ, 64, 1096 /1973/.
13. В.В.Данилов, М.Ю.Куприянов, К.К.Лихарев. ФТТ, 16, 935 /1974/.
14. John R.Clem. Phys.Rev.Lett., 20, 735 (1968).
15. Carl Y.Axt and W.C.H.Joiner. Phys.Rev.Lett., 21, 1168 (1968).
16. W.S.Chow. Phys.Rev., 188, 783 (1969); Phys.Rev., B1, 2130 (1970).
17. J.Gilchrist and R.Monceau. J.Phys.Chem.Solids, 32, 2101 (1971).
18. W.C.H.Joiner, J.Thompson. Solid State Comm., 11; 1393 (1972).
19. И.Н.Гончаров, И.С.Хухарева. ЖЭТФ, 62, 627 /1972/.
20. И.Н.Гончаров, Г.Л.Дорофеев, Л.В.Петрова, И.С.Хухарева. Препринт ОИЯИ. Р8-6260, Дубна, 1972.
21. N.S.Snyder. Cryogenics, 10, 89 (1970), К.Н.Зиновьева. ЖЭТФ, 60, 2243 /1971/.
22. N.D.Reeber. J.Appl.Phys., 34, 481 (1963), A.P.Dorey. Cryogenics, 5, 146 (1965), И.Н.Гончаров и др. Препринт ОИЯИ, Р8-4558, Дубна, 1969.

23. *И.Н.Гончаров, И.С.Хухарева. Препринт ОИЯИ, 8-7718, Дубна, 1974.*
24. *E.Helfand, N.R.Werthamer. Phys.Rev., 147, 288 (1966).*
25. *А.Ф.Андреев, Ю.К.Джикаев. ЖЭТФ, 60, 298 /1971/.*

Рукопись поступила в издательский отдел 13 июня 1974 года.