

**Получение критических токов  
близких к теоретическому пределу  
в сплаве  $Ti - 22 \text{ ат } \% Nb$**

*В. Р. Карасик, В. Г. Верещагин*

В настоящей работе представлены результаты непосредственных измерений критических токов, соответствующих распариванию электронного конденсата, то есть предельных для данного вещества.

Измерения проводились на проволочных образцах, как в продольном ( $j \parallel H$ ), так и в поперечном ( $j \perp H$ ) внешнем магнитном поле. Ток был направлен вдоль оси проволочки.

Расчёт токов распаривания проводился в<sup>1</sup>. Когда внешнее магнитное поле равно нулю, предельный критический ток определяется из условия

$$F_n - F_s = \frac{H_c^2}{8\pi} = \frac{1}{2} j_n(0) 4\pi\lambda^2, \quad (1)$$

откуда  $j_n(0) = \frac{H_c}{4\pi\lambda}$ .

Здесь  $F_n$  - плотность свободной энергии в нормальном, а  $F_s$  - в сверхпроводящем состоянии,  $H_c$  - термодинамическое магнитное поле,  $\lambda$  - глубина проникновения слабого магнитного поля,  $1/2 j_n(0) 4\pi\lambda^2$  - кинетическая энергия тока,  $j_n(0)$  - плотность тока при  $H=0$ .

Учёт цилиндрической формы образца даёт<sup>2</sup>:

$$j_n(0) = 0,54 \frac{H_c}{4\pi\lambda} \quad (2)$$

При увеличении внешнего магнитного поля происходит переход от поверхностного течения тока (эффект Мейсснера) к объёмному. Поскольку экспериментально измеряемая величина есть полный критический ток  $J_K$ , а сечение, заполняемое током, в переходной области неизвестно, вычисление  $j_K$  в слабых магнитных полях связано с большими трудностями. В сильных магнитных полях ток равномерно заполняет сечение образца  $s$ . Поэтому измерив в сильных полях  $J_K$  и экстраполировав  $J_K/s$  к  $H=0$ , можно получить  $j_K(0)$ .

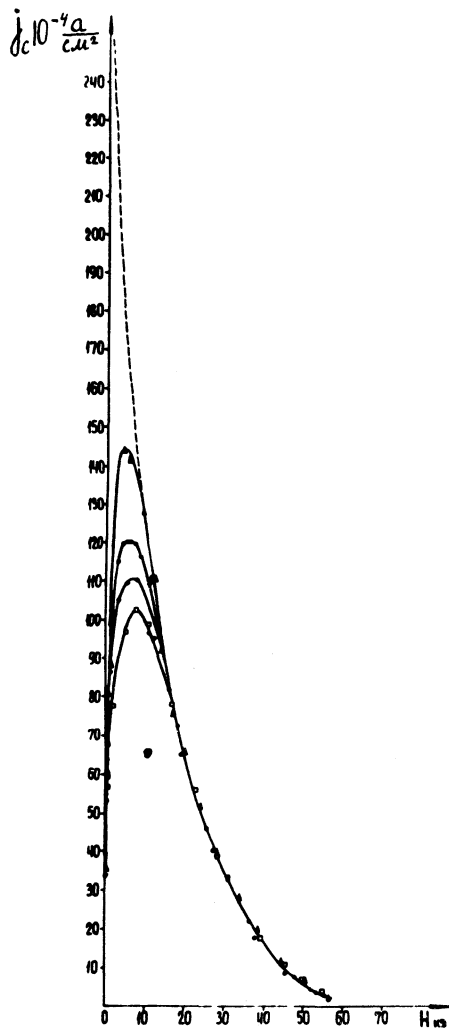
На рис. 1 представлены результаты измерений критического тока в продольном магнитном поле, полученные на образцах, отличающихся только радиусом. Видно, что при  $H > 20$  кэ средняя плотность тока  $\langle j_K \rangle = \frac{J_K}{\pi R^2}$  не зависит от радиуса. Максимумы на кривых при  $H < 20$  кэ связаны с заполнением сечения током. Чем тоньше образец, тем выше и левее расположен максимум. Ясно, что при  $R \sim \lambda$  заполнение сечения произойдёт при  $H=0$  и максимум исчезнет.

Экстраполяция  $\langle j_K \rangle$  к  $H=0$  в нашем случае облегчается тем, что в интервале  $10 < H < 50$  кэ ход  $\langle j_K(H) \rangle$  подчиняется закону

$$\langle j_K(H) \rangle = \langle j_K(0) \rangle \exp(-H/H_0) \quad (3)$$

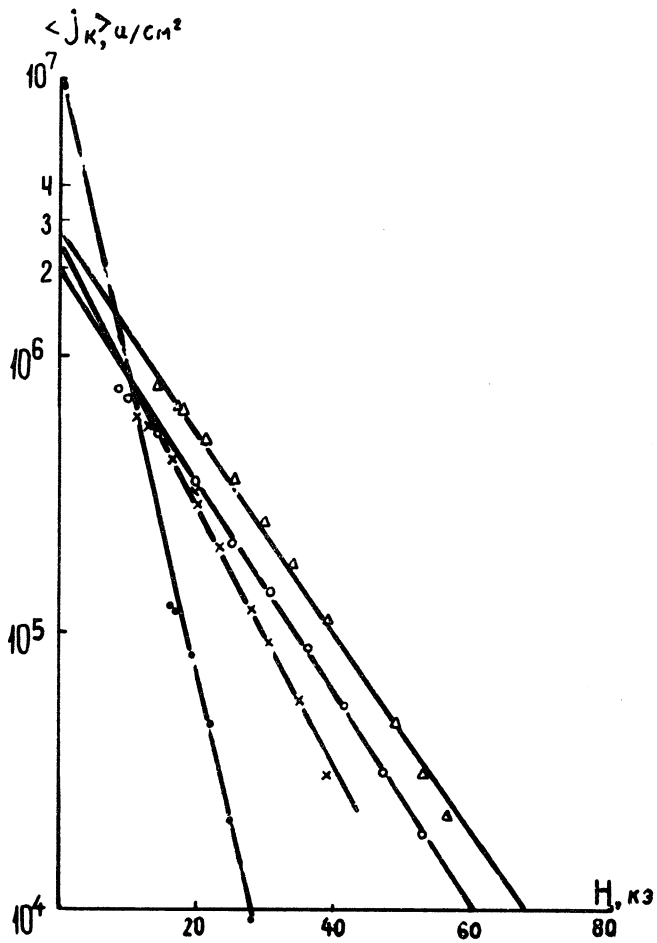
На рис. 2 приведены в полулогарифмическом масштабе результаты измерений  $\langle j_K(H) \rangle$  образцов сплава  $Ti - 22 \text{ ат\% Nb}$ , имеющих разную структуру:

Образец 6 у - однофазный, с объёмно-центрированной решёткой твёрдого раствора ниобия в титане ( $\beta$  - фаза). Остальные образцы двухфазные. Они содержат равномерно распределённые в объёме матрицы выделения гексагональной  $\omega$  - фазы со слабыми сверхпроводящими свойствами ( $T_K \sim 4^\circ K$ )<sup>3</sup>. Выделения имеют форму эллипсоидов вращения, ориентированных вдоль направ-



Р и с. 1. Зависимость формы кривой  $\langle j_c(H) \rangle$  от радиуса образца.  $T=4,2^{\circ}K$

- |                              |                                |
|------------------------------|--------------------------------|
| $\Delta$ $R = 45 \text{ мк}$ | $\bullet$ $R = 103 \text{ мк}$ |
| $\circ$ $R = 75 \text{ мк}$  | $\square$ $R = 116 \text{ мк}$ |



Р и с. 2. Зависимость  $\langle j_{\kappa}(H) \rangle$  у образцов с разной структурой.  $T = 4,2^{\circ}\text{K}$

$\square$  - 6y     $\times$  - 6б     $\Delta$  - 6в     $\circ$  - 6г

лений [111] матрицы. Размеры полуосей эллипсоидов, определённые с помощью трансмиссионной электронной микроскопии В. А. Вазилкиным и Н. Н. Буйновым<sup>4</sup>, следующие: образец 6б : 300 × 120 Å; образец 6в : 450 × 160 Å; образец 6г : 900 × 380 Å.

При  $H > 20$  кэ все  $\omega$ -эллипсоиды находятся в несверхпроводящем состоянии и служат надёжными фиксаторами вихревой решётки Абрикосова, обеспечивая её "жесткость" – способность противостоять силе Лоренца.

Заполненная несверхпроводящими  $\omega$ -частицами доля поперечного сечения проволочек была подсчитана нами на тёмнополюсных снимках при увеличении 70000 и оказалась равной у образца 6в – 81,6%, у образца 6г – 79,4% (съёмка образца 6б была не совсем удачной).

Величина критической плотности тока при  $H=0$ , отнесённая к сверхпроводящей части сечения, соответственно равна:

образец 6в –  $1,4 \cdot 10^7$  а/см<sup>2</sup>; образец 6г –  $1,02 \cdot 10^7$  а/см<sup>2</sup>; образец 6у (не содержит  $\omega$ -частиц; все сечение сверхпроводящее)  $\sim 10^7$  а/см<sup>2</sup>.

Сравним полученные результаты с вычисленными по формуле (2). Величину  $H_c$  найдём с помощью измеренных нами значений  $T_k$  и электронной части теплоёмкости  $\gamma^5$ , связанных известной формулой

$$H_c = T_k \sqrt{2\pi\gamma} \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_k} \right)^2 \right]. \quad (4)$$

Глубину проникновения определим по значениям  $H_{c2}$ <sup>3</sup> и  $H_c$ :

$$\lambda = \left( \frac{\Phi_0 H_{c2}}{4\pi H_c^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

Здесь  $H_{c2}$  – второе критическое поле,  $\Phi_0$  – квант магнитного потока.

Результаты расчётов и измерений сведены в таблицу

Обра- зец	$\delta \cdot 10^3,$ эрг/см <sup>3</sup> 0К	$H_{c2}, \text{Э}$ при 4,2°К	$H_0, \text{Э}$ при 4,2°К	$\lambda, \text{Å}$ при 4,2°К	$\eta_0,$ 0К	$\alpha^*$	$\xi^{**},$ Å	$j_c(0), \text{а/см}^2$ при 4,2°К	
								расчётное	измеренное
6в	7,85	$8 \cdot 10^4$	1120	3570	7,5	57	63	$1,27 \cdot 10^7$	$1,4 \cdot 10^7$
6г	7,65	$7,7 \cdot 10^4$	1125	3572	7,8	57	63	$1,26 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^7$

\*  $\alpha = \lambda/\xi$ . \*\*  $\xi$  - радиус ствола вихря Абрикосова

Видно, что согласие между вычисленными и экстраполированными к нулю магнитного поля экспериментальными значениями  $j_c$  удовлетворительное.

Заметим, что формула (2) выведена для тонкого образца ( $R \ll \lambda$ ). Но именно с ней и надо сравнивать наши экспериментальные данные, так как экстраполируется к нулю ток, равномерно заполняющий сечение.

При  $H=0$  равномерное заполнение реализуется только при  $R \ll \lambda$ .

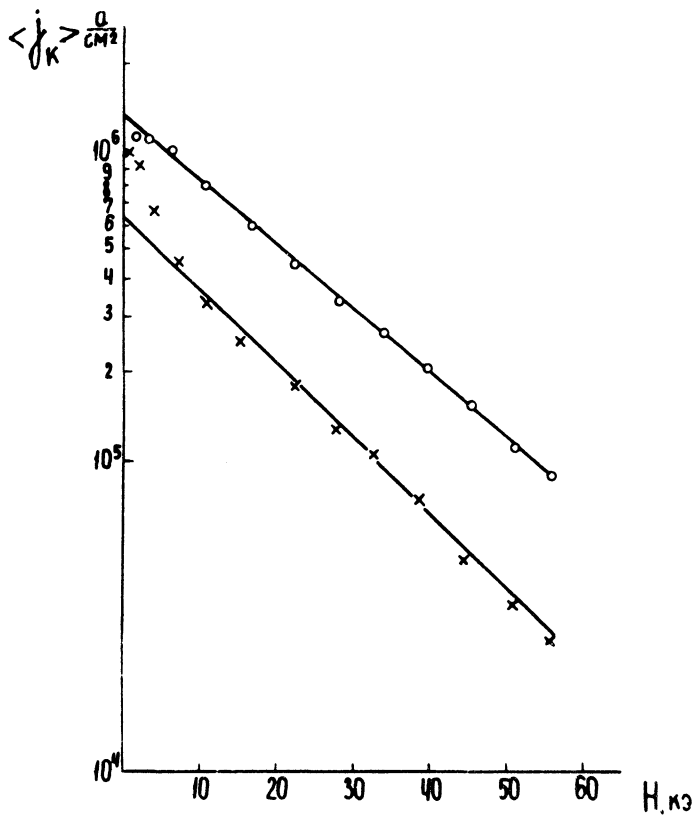
Сравним теперь значения критических токов, измеренных в продольном ( $H \parallel j$ ) и поперечном ( $H \perp j$ ) магнитных полях. Типичные экспериментальные данные приведены на рис.3. Видно, что  $\langle j_{c \parallel} \rangle$  примерно вдвое больше, чем  $\langle j_{c \perp} \rangle$ . Объясним полученный результат. Поскольку вихри закреплены на  $\omega$ -частицах, а сердцевинки вихрей находятся в несверхпроводящем состоянии, ток обтекает их. При  $j \parallel H$  ток течёт параллельно стволам вихрей, а при  $j \perp H$  - перпендикулярно стволам. Расчёт площади, не занятой вихрями, приводит к соотношению ( $H \gg H_{c2}$ ):

$$\frac{\langle j_{c \parallel} \rangle}{\langle j_{c \perp} \rangle} = \frac{1 - 0,5 H/H_{c2}}{1 - 0,8(H/H_{c2})^2} \quad (6)$$

При  $H = 0,5 H_{c2}$   $\langle j_{c \parallel} \rangle / \langle j_{c \perp} \rangle \approx 1,7$ , что качественно согласуется с результатами наших измерений.

В заключение покажем, что сила зацепления вихрей на несверхпроводящих частицах превышает силу Лоренца.

Энергия зацепления вихря на цепочке  $\omega$ -эллипсоидов равна произведению энергии конденсации на объём ствола вихря. При  $H \rightarrow 0$



Р и с. 3. Зависимость  $\langle j_K(H) \rangle$  у образца 8а.  $T=4,2^{\circ}K$ .

○ -  $j_{\parallel H}$       × -  $j_{\perp H}$

$$W = \frac{H_c^2}{8\pi} \pi \xi^2 \quad (7)$$

Сила зацепления

$$F_z = \frac{\Delta W}{\Delta \xi} = \frac{H_c^2 \xi}{4} \quad (8)$$

Сила Лоренца

$$F_A = \frac{1}{c} [j_k \times \psi_0] \quad (9)$$

Максимальное значение  $\langle j_k \perp \rangle$  наблюдалось у образцов серии 6в. Отнеся полный ток к площади поперечного сечения, не занятой  $\omega$ -частицами, получаем  $j_k = 3,5 \cdot 10^6$  а/см<sup>2</sup> во внешнем магнитном поле  $H=3$  кэ.

Соответствующее значение  $F_A = 0,07$  дин/см. Силу зацепления вычислим, пользуясь формулой (8) и взяв значения  $\xi$  и  $H_c$  из таблицы.  $F_z \approx 0,2$  дин/см, т.е.  $F_z > F_A$ , поэтому сила Лоренца не может служить причиной разрушения сверхпроводимости в наших образцах.

Наблюдение предельных токов в сплаве  $Ti - 22$  ат% Nb доказывает справедливость применения к нему модели жёсткой вихревой решётки<sup>3</sup>.

Авторы благодарят Б. М. Вула за внимание к работе и ценные советы, А. И. Русинова за плодотворные дискуссии, Г. Т. Никитину и Д. В. Пронкина за помощь при проведении измерений.

Поступила в редакцию  
25 февраля 1970 г.



## Л и т е р а т у р а

1. Bardeen J. *Rev. Mod. Phys.* 34, 667 (1962).
2. Силин В. П. *ЖЭТФ*, 21, 1330 (1951).
3. Бычков Ю. Ф., Верещагин В. Г., Курганов Г. Б., Мальцев В. А., Карасик В. Р. *ЖЭТФ*, 56, 505 (1969).
4. Карасик В. Р., Бычков Ю. Ф., Верещагин В. Г., Зувев М. Т., Курганов Г. Б., Мальцев В. А., Вазилкин В. А., Буйнов Н. Н. Доклад на 8-й Международной конференции социалистических стран по физике и технике низких температур. Дрезден, 25-29 ноября 1969.
5. Савицкий Е. М., Сухаревский Б. Я., Барон В. В., Алёшина А. В., Бычкова М. И. Доклад на 6-м Всесоюзном совещании по сверхпроводящим сплавам и соединениям. Москва, май 1969 г.