

## О ПРИРОДЕ ПИК-ЭФФЕКТА

В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ СПЛАВЕ  $Ti - 22 \text{ ат\% Nb}$

В. Р. Карасик, В. Г. Верещагин, Г. Т. Никитина

В ряде работ<sup>1-4</sup> при изучении зависимости критического тока от внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно току, была обнаружена аномалия – максимум на кривых  $J_c(H)$ . Необычное поведение  $J_c(H)$  назвали пик – эффектом.

Первые указания на возможность существования пик – эффекта в сплаве  $Ti - 22 \text{ ат\% Nb}$  содержатся в работе<sup>5</sup>, а в<sup>6</sup> обнаружена его тесная связь структурой сплава. Известно<sup>6</sup>, что в этом сплаве путем различной термообработки можно получить следующие структурные состояния: 1. Однофазный твердый раствор с объемно-центрированной кубической решеткой ( $\beta$ -фаза). 2. Тот же раствор, содержащий равномерно распределенные по объему выделения гексагональной  $\omega$ -фазы, обедненной ниобием. Выделения  $\omega$ -фазы имеют форму эллипсоидов, размерами и концентрацией которых можно управлять, варьируя режим термообработки. 3. Тот же раствор, содержащий выделения равновесной  $\alpha$ -фазы.

В<sup>6</sup> высказано предположение, что пик – эффект в сплаве  $Ti - 22 \text{ ат\% Nb}$  связан с пробоем сверхпроводимости  $\omega$ -частиц, происходящим при значении внешнего магнитного поля  $H$ , равном  $H_{c2}$  для  $\omega$ -включений: при переходе  $\omega$ -эллипсоидов в нормальное состояние возрастает сила зацепления на них вихрем Абрикосова (сила лининга), растет и критический ток.

Величина  $H_{c2}(\omega)$  зависит от химического состава и размеров  $\omega$ -частиц. Поскольку образование  $\omega$ -час-

тиц идет путем диффузии, их химический состав при данной температуре старения определяется временем старения, меняясь от состава матрицы до равновесного состава  $\omega$ -фазы (12-13% Nb в Ti). Размеры  $\omega$ -частиц определяют степень воздействия эффекта близости на  $T_c(\omega)$  и  $H_{c2}(\omega)^*$ .

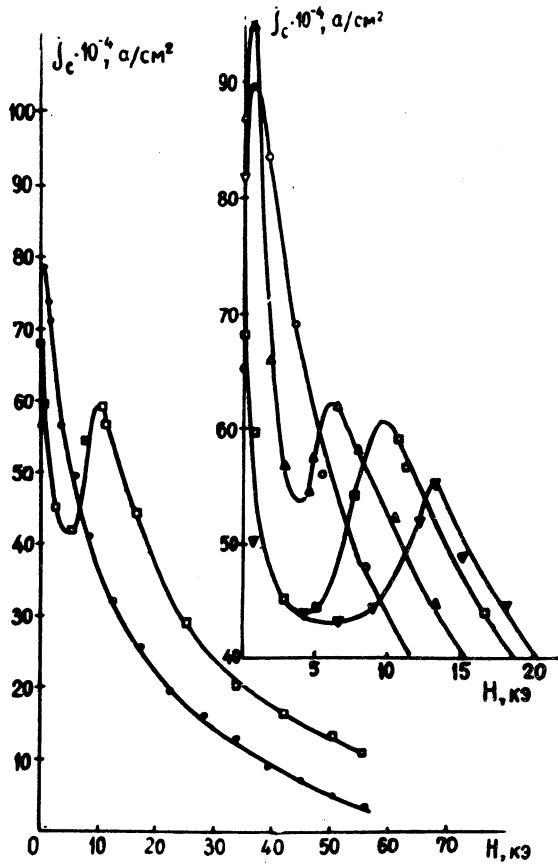
В настоящей работе пробой сверхпроводимости  $\omega$ - и  $\alpha$ -частиц демонстрируется непосредственно.

На рис. 1 представлены результаты измерений  $j_c(H)$ , полученные на образце №1. Режим его термообработки дан в подрисуночном тексте, а размеры  $\omega$ -эллипсоидов приведены в таблице.

№ № образца	Размеры полуосей $\omega$ -эллипсоидов $\text{Å}$
1	160 x 450
2	160 x 440

Измерения  $j_c(H)$  проведены в диапазоне температур  $4,15^\circ\text{K} \leq T \leq 1,91^\circ\text{K}$ . При понижении температуры от  $4,15^\circ\text{K}$  до  $3,4^\circ\text{K}$   $\omega$ -частицы, содержащиеся в этом образце, остаются в несверхпроводящем состоянии при всех значениях внешнего магнитного поля ( $0 < H < 55 \text{ кЭ}$ ), и вихревая решетка жестко закреплена<sup>6</sup>. В слабых полях средняя плотность критического тока ( $\langle j_c \rangle = \frac{I_c}{\pi R^2}$ ) растет в связи с переходом от приповерхностного течения тока к объемному, а затем монотонно падает. При  $T < 3,4^\circ\text{K}$   $\omega$ -частицы переходят в сверхпроводящее состояние, которое сохраняется до некото-

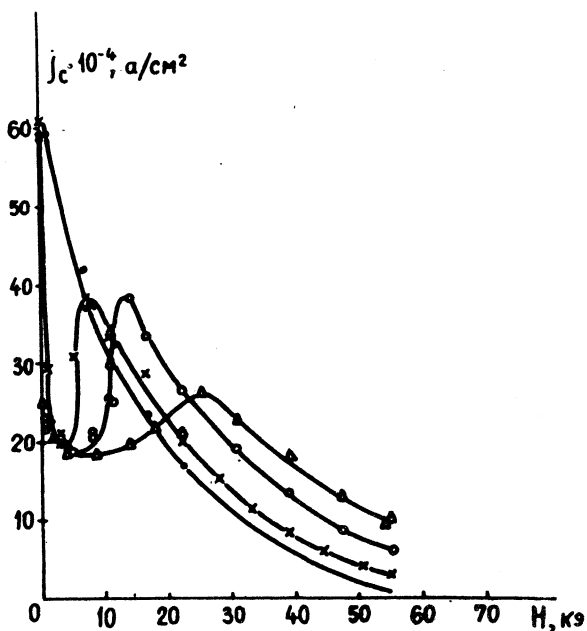
\* Эффектом близости в сплавах называют диффузию сверхпроводящих пар в несверхпроводящие включения на расстояние порядка длины когерентности  $\xi(T)$ .



Р и с. 1. Образец № 1. Зависимость плотности критического тока от внешнего магнитного поля ( $j \perp H$ ). Рекристаллизован при  $t = 800^\circ\text{C}$  в течение 1 часа. Подвергнут старению в течение 3 часов при  $t = 425^\circ\text{C}$ .

• -  $4,15^\circ\text{K}$    • -  $3,7^\circ\text{K}$    ▽ -  $3,02^\circ\text{K}$    ▽ -  $1,91^\circ\text{K}$   
 □ -  $2,51^\circ\text{K}$

рого порогового поля  $H_{c2}(\omega)$ , зависящего от температуры. Полное разрушение сверхпроводимости  $\omega$ -эллипсоидов происходит в максимумах  $j_n(H)$ , сдвигающихся в сторону больших значений поля по мере понижения температуры.



Р и с. 2. Образец №2. Зависимость  $j_n$  от  $H$  ( $j \perp H$ ).

Термообработка:  $800^\circ\text{C}$  1 час +  $390^\circ\text{C}$  10 часов  
 • -  $4,2^\circ\text{K}$     x -  $3,8^\circ\text{K}$     ◦ -  $2,87^\circ\text{K}$     Δ -  $1,74^\circ\text{K}$

Аналогичные зависимости  $j_n(H)$ , полученные на образце №2, приведены на рис. 2. Размеры  $\omega$ -эллипсоидов в образцах №1 и №2 одинаковые, а значения  $T_n(\omega)$  разные. В первом случае  $3,4^\circ\text{K} < T_n < 3,02^\circ\text{K}$ , а во втором  $4,2^\circ\text{K} < T_n < 3,8^\circ\text{K}$ . Указанная разница, по-видимому, связана с различием в химическом составе  $\omega$ -частиц.

В образце № 1 образование  $\omega$ -частиц шло при  $t = 425^\circ\text{C}$ , а в образце № 2 при  $t = 390^\circ\text{C}$ . Поскольку скорость диффузии экспоненциально зависит от  $t$ , концентрация ниобия в  $\omega$ -частицах образца № 1 должна быть ниже. Соответственно ниже и  $T_c(\omega)$ .

Из рис. 2 следует, что при движении от минимума к максимуму  $j_c$  скорость роста  $j_c$  при увеличении  $H$  падает с понижением температуры, а максимум становится более пологим и симметричным. (На рис. 1 это явление выражено менее ярко, так как отсутствуют кривые  $j_c(H)$ , соответствующие температурам, достаточно близким к  $T_c(\omega)$ ).

Объясним полученный результат. Энергия зацепления вихря Абрикосова на  $\omega$ -частицах равна разности энергий конденсации матрицы и  $\omega$ -фазы.

$$W_3(H) = \left[ \frac{H_{cM}^2}{8\pi} f_1(H) - \frac{H_{c\omega}^2}{8\pi} f_2(H) \right] \pi \xi^2(T)$$

где  $H_{cM}$  - термодинамическое магнитное поле матрицы

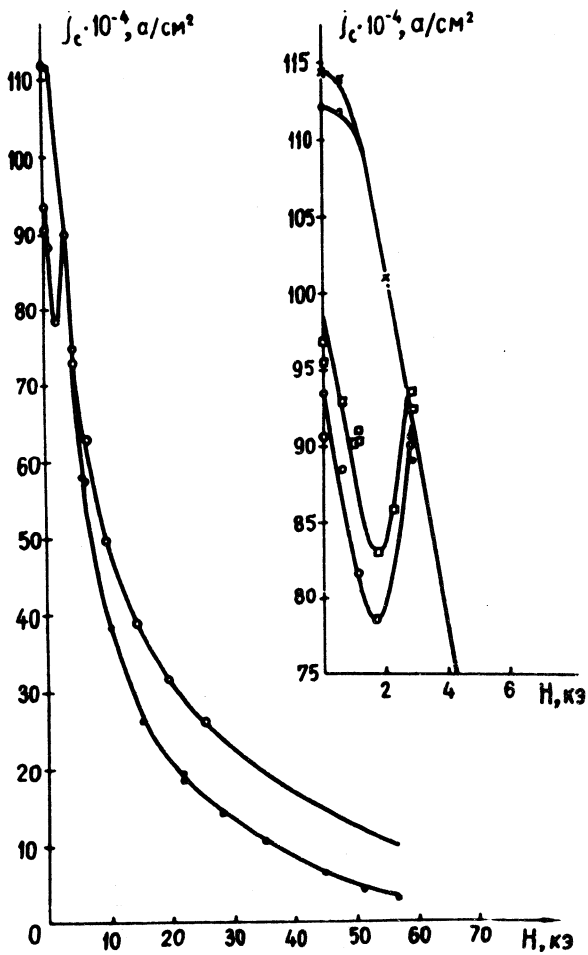
$H_{c\omega}$  - термодинамическое магнитное поле  $\omega$ -фазы

$f_1, f_2$  - монотонно убывающие функции  $H$ .

Когда температура измерений близка к  $T_c(\omega)$ ,  $H_{c\omega}(\omega)$  мало, и энергия конденсации  $\omega$ -фазы убывает от величины порядка энергии конденсации матрицы до нуля в очень узком интервале значений  $H$ . В этом же интервале резко растут  $W_3(H)$  и  $j_c(H)$ .

С понижением температуры изменения захватывают все более широкую область полей, и максимум  $j_c$  растягивается. На рис. 3 приведены кривые, демонстрирующие пробой сверхпроводимости  $\alpha$ -частиц, происходящий при  $t < 1,74^\circ\text{K}$ . Низкое значение  $T_c(\alpha)$  объясняется составом  $\alpha$ -фазы (менее 5% Nb, остальное Ti).

При  $t \geq 2,44^\circ\text{K}$   $\alpha$ -частицы находятся в нормальном состоянии при всех значениях  $H$ , и вихревая решетка жестко закреплена. Небольшое по сравнению с образцами № 1 и № 2 падение критического тока при про-



Р и с. 3. Образец № 3. Зависимость  $j_c(H)$  ( $j \perp H$ ).

Обработка: холодная деформация +  $425^\circ\text{C}$  1 час.

• -  $4,0^\circ\text{K}$     x -  $3,2^\circ\text{K}$     □ -  $1,74^\circ\text{K}$     ◦ -  $1,27^\circ\text{K}$

бое  $\alpha$ -фазы связано с тем, что  $\alpha$ -частицы образуются в деформированной матрице и окружены локальными скоплениями механических напряжений, являющимися эффективными центрами зацепления вихрей. При переходе  $\alpha$ -частиц в сверхпроводящее состояние большинство вихрей остаются закрепленными на скоплениях напряжений и ток меняется мало.

Авторы благодарят Б. М. Вула за внимание к работе и Д. В. Пронкина за помощь при проведении измерений.

Поступила в редакцию  
19 марта 1970 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Jones K.A., Rose R.W. Phys. Lett., 27 A, 412 (1968).
2. Maxwell E., Schwartz B.B., Witzgall H., Hechler K. J. Appl. Phys., 39, 2568 (1968).
3. Livingston J.D. Appl. Phys. Lett., 8, 319 (1966).
4. Berlincourt T.G., Hake R.R., Leslie D.H. Phys. Rev. Lett., 6, 671 (1961).
5. Kramer D., Rhodes C.G., Trans. Met. Soc. AIME, 236, 1612 (1967).
6. Бычков Ю. Ф., Верещагин В. Г., Карасик В. Р., Курганов Г. Б., Мальцев В. А. ЖЭТФ, 56, 505 (1969).