

ЛОКАЛЬНЫЙ МИНИМУМ В ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛЕНОК Nb_3Sn , ОБЛУЧЕННЫХ ПРОТОНАМИ

Е.Б. Степанова, Е.В. Ильичев, С.М. Никорук

УДК 537.534.9

Впервые для пленок Nb_3Sn , облученных протонами, в области низких температур наблюдался минимум в зависимости электросопротивления от температуры, обусловленный изменением электронного спектра полем, создаваемым радиационными дефектами.

Исследование электросопротивления интерметаллидов со структурой типа А-15, имеющих высокую критическую температуру перехода в сверхпроводящее состояние, помогает выяснить доминирующий механизм рассеяния электронов в этих материалах /1, 2/ и практически интересно в связи с перспективой использования сверхпроводящих систем в термоядерных установках и ускорительной технике. Вопрос о виде экспериментальной зависимости удельного сопротивления интерметаллидов от температуры в области низких температур обсуждался в ряде работ (см. /1-4/ и библиографию к /5/). В /5/ показано, что эта зависимость имеет вид:

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_1 T^2, \quad (1)$$

где ρ_0 — остаточное сопротивление; T — температура; коэффициент ρ_1 не зависит от температуры.

После облучения образцов электронами (2,0 МэВ) или альфа-частицами (2,5 МэВ) величины ρ_0 и ρ_1 меняются, но закон изменения $\rho(T)$ (1) остается неизменным. Эти результаты не удается объяснить ни в модели электрон-электронного рассеяния /6/, ни в рамках теории, учитывающей отклонение фононного спектра от дебаевского /3/.

В работах /1, 2/ показано, что две важные закономерности (экспериментально наблюдаемый закон изменения $\rho(T)$ (1) и вид зависимости критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние сверхпроводников типа А-15 от флюенса ионного облучения) можно интерпретировать в рамках модели, учитывающей примесное рассеяние электронов и изменение структуры плотности электронных состояний вблизи уровня Ферми под действием

поля, создаваемого дефектами. Теоретически была рассчитана величина коэффициента ρ_1 в выражении (1) и установлено, что в зависимости от соотношения между положением уровня Ферми, шириной и относительной величиной пика плотности электронных состояний коэффициент ρ_1 может менять знак, т.е. быть положительным или отрицательным. Чтобы экспериментально наблюдать этот эффект при измерении $\rho(T)$, нужно создать в образце большую концентрацию дефектов. Процесс создания дефектов методом облучения ионами с энергией в несколько сотен килоэлектронвольт по характеру взаимодействий излучения с пленками сверхпроводников отличается от изученных в [4, 5]. Поэтому было проведено измерение критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c и определен вид зависимости $\rho(T)$ пленок Nb_3Sn , напыленных электронно-лучевым способом и облученных протонами энергии 200 кэВ при $T = 300$ К в интервале флюенсов $\Phi = 10^{18} \div 10^{21}$ м⁻².

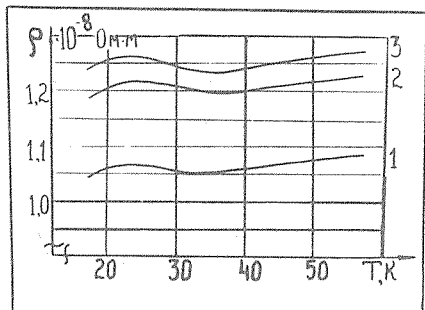
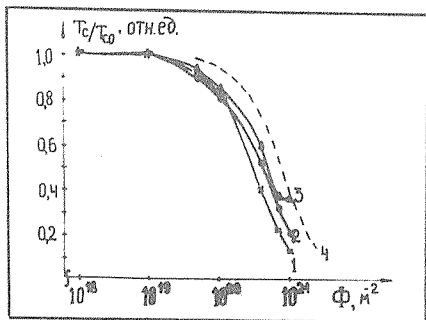
Электросопротивление регистрировалось в области температур $4,2 \div 100$ К четырехконтактным методом; ρ измерялось при $T \geq 45$ К с шагом $2 \div 3$ К; в окрестности особенностей зависимости $\rho(T)$ — через $0,1 \div 0,5$ К.

Величина тока через образец не превышала 3 мкА. Значение T_c определялось по середине скачка сопротивления. Точность определения T_c и ρ была равна соответственно 0,1 К и $5 \cdot 10^{-10}$ Ом·м (без учета погрешности в измерении толщины пленки, которая составляла ± 300 Å). Отбирались образцы с параметрами до облучения: критической температурой $T_{CD} = 16,7 \div 18,1$ К, шириной перехода в сверхпроводящее состояние $\Delta T_{CD} = 0,4 \div 0,1$ К, постоянной решетки $a_D = 5,2842 \div 5,2897$ Å, имеющие 83 \div 98% фазы А-15; толщина пленок была равна $0,54 \div 0,58$ мкм. Фазовый состав образцов изучался методом рентгеновской дифракции [7]. Для уменьшения перегрева образцов во время облучения плотность тока протонов устанавливалась не выше 7×10^{16} м⁻² с⁻¹. Повышение температуры образца при $\Phi = 10^{20}$ м⁻² составляло 45 К.

Зависимость относительной критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c/T_{CD} от флюенса для ряда образцов показана на рис. 1. При увеличении флюенса наблюдается деградация T_c , причем у образца № 1 с $T_{CD} = 18,1$ К и значением отражающего структурное совершенство образца параметра $\gamma = \rho(300 \text{ К})/\rho_D = 6,59$ этот процесс идет быстрее, чем у образцов с меньшим значением T_{CD} . Ширина перехода в сверхпроводящее состояние ΔT_c увеличивается при облучении. При $\Phi = 10^{21}$ м⁻² относительная ширина перехода $\Delta T_c/\Delta T_{CD}$ у образца № 1 была равна 70, наименьшее в серии образцов увеличение $\Delta T_c/\Delta T_{CD} = 25$ наблюдалось у пленки с $T_{CD} =$

$\approx 16,7$ К. Вид экспериментальной зависимости T_c/T_{CD} изученных образцов подобен рассчитанному теоретически в /2/. Сдвиг экспериментальных кривых в область меньших флюенсов по сравнению с теоретической зависимостью, а также тот факт, что у образца № 1 с минимальным в серии количеством дефектов до облучения скорость деградации T_c выше, чем у других пленок, по-видимому, обусловлены отжигом части радиационных дефектов уже в процессе облучения.

Р и с. 1. Зависимость относительной критической температуры T_c/T_{CD} от флюенса облучения протонами: 1 – $T_{CD} = 18,1$ К; 2 – $T_{CD} = 16,9$ К; 3 – $T_{CD} = 17,9$ К; 4 – теоретическая кривая /2/.



Р и с. 2. Характер зависимости $\rho(T)$ пленок Nb_3Sn после облучения протонами до флюенса: 1 – $4 \cdot 10^{20}$ $м^{-2}$; 2 – $7 \cdot 10^{20}$ $м^{-2}$; 3 – 10^{21} $м^{-2}$.

До облучения остаточное сопротивление образцов составляло $\rho_D = (10 \div 15) \cdot 10^{-7}$ Ом·м. При увеличении флюенса наблюдались увеличение ρ_D , уменьшение скорости изменения ρ с ростом T и насыщение этой зависимости, а при $\Phi \geq 4 \cdot 10^{20}$ м⁻² вид зависимости $\rho(T)$ менялся: в интервале температур $20 \div 45$ К наблюдался локальный минимум, величина ρ в минимуме составляла 93÷95% от значения ρ в начале этого интервала (рис.2). Диапазон температур, в котором закон изменения $\rho(T)$ вида (1) справедлив с точностью не менее 0,06%, в необлученных образцах был равен $31 \div 35 \pm 1$ К и монотонно возрастал с увеличением флюенса; при $\Phi = 7 \cdot 10^{20}$ м⁻² он составлял $40 \div 43 \pm 3$ К для разных образцов. Коэффициент ρ_1 изменялся от $(8 \div 16) \times 10^{-11}$ Ом·м·К⁻² в необлученных образцах до $-2,5 \cdot 10^{-11}$ Ом·м·К⁻² при $\Phi = 7 \cdot 10^{20}$ м⁻², что согласуется с теоретическими оценками [2]. После отжига образцов, облученных до $\Phi = 10^{21}$ м⁻², при температуре 1300 К в течение 20 мин значения параметров ρ_D , ρ_1 и T_c составляли $98 \pm 2\%$ от величин до облучения.

Локальный минимум в зависимости $\rho(T)$ облученных протонами образцов Nb₃Sn наблюдался впервые. Его можно связать с эффектом изменения знака коэффициента ρ_1 , теоретически предсказанным в [2] для случая, когда при больших флюенсах тонкая структура спектра электронных состояний в сверхпроводниках типа А-15 существенно размыва полем, создаваемым радиационными дефектами, а доминирующим механизмом рассеяния является примесное s-d рассеяние электронов.

Поступила в редакцию 23 марта 1984 г.

После переработки 25 июля 1984 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Александров А.С. и др. ФММ, 52, 505 (1981).
2. Aleksandrov A.S. et al. Phys. Stat. Sol. (a), 77, 725 (1983).
3. Webb G.W. et al. Phys. Rev., B15, 2624 (1977).
4. Karkin A.E. et al. Phys. Stat. Sol. (a), 46, K87 (1978).
5. Gurvitch M. et al. Phys. Rev., B22, 128 (1980).
6. Rice M.Y. Phys. Rev. Lett. 20, 1439 (1968).
7. Захарченко И.В. и др. В сб. "Воздействие излучений на сверхпроводники" М., Энергоатомиздат, с. 83, 1983.