

05.3;08.3;12.1;13.1

Влияние ионного облучения и стабилизирующего отжига на критические токи тонкопленочного сверхпроводящего NbN

© К.Е. Приходько^{1,2}, Г.Ю. Голубев¹¹ Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“, Москва, Россия² Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“, Москва, Россия

E-mail: prihodko_ke@nrcki.ru

Поступило в Редакцию 5 мая 2023 г.

В окончательной редакции 19 июня 2023 г.

Принято к публикации 28 июня 2023 г.

Рассмотрено влияние смешанного ионного облучения на критические токи тонкопленочного нитрида ниобия (NbN). Получены вольт-амперные характеристики образцов размером $20 \times 20 \mu\text{m}$ (толщина 5.5 nm) после облучения смешанным ионным пучком с энергией 1 keV, состоящим из протонов с 1% кислорода, до различных флюенсов. Оценено влияние облучения и стабилизирующего отжига при 200°C в течение часа на критические токи сверхпроводящего перехода.

Ключевые слова: нитрид ниобия, ионное облучение, сверхпроводники, тонкие пленки.

DOI: 10.21883/PJTF.2023.17.56079.19621

Устройства классической сверхпроводящей электроники представляются перспективными с точки зрения замены полупроводниковых процессоров в связи с малым энергопотреблением и потенциально большими тактовыми частотами. Так, например, современные сверхпроводниковые устройства быстрой одноквантовой логики (БОК-логики, RSFQ) характеризуются временами переключения ~ 1 ps и энергией переключения единичного элемента $< 1 \cdot 10^{-19}$ J [1].

В НИЦ „Курчатовский институт“ разрабатывается элементная база для создания классических логических устройств сверхпроводниковой электроники, отличной от БОК-электроники. Созданы основные логические элементы для реализации классических вычислений, принцип действия которых основан на переходе участков сверхпроводящих нанопроводов в нормальное состояние за счет нагрева резистивным участком другого нанопровода, находящимся в соседнем слое через слой тонкого разделительного диэлектрика [2]. В качестве основного элемента таких устройств используются сверхпроводящие нанопровода с интегрированными сопротивлениями, сформированными радиационным методом на основе технологии изменения химического состава и свойств тонкопленочных материалов под действием облучения ионным пучком смешанного состава при энергии ионов 1 keV [3]. Используемое в данном случае облучение существенным образом отличается от ранее применяемых другими авторами как по энергии, так и по типу ионов. Например, в работе [4] провод из ниобия шириной $30 \mu\text{m}$ и толщиной 20 nm облучался ионами Fe с энергиями 22, 45 и 65 keV до флюенсов $10^{15} - 10^{16}$ ion/cm² для изучения эффекта Джозефсона, обусловленного образованием слабых связей из-за имплантации примесных магнитных атомов в пленку. В работе [5] пленка Ta толщиной 46 nm облучалась ионами Cu или Fe с энергией 60 keV в

диапазоне флюенсов $10^{15} - 3 \cdot 10^{16}$ ion/cm² для изучения возникающего эффекта близости в сравнении с другими способами создания эффекта близости (анодирование, напыление металлических покрытий).

В настоящей работе в качестве основного сверхпроводящего материала используется тонкопленочный нитрид ниобия (NbN), применяемый в детекторах единичных фотонов [6], полученный методом ионного распыления при комнатной температуре. Выбор данного материала обусловлен его стабильностью и технологичностью, а также высокой величиной температуры сверхпроводящего перехода T_c (до 10.5 K для пленки толщиной 5 nm [7,8]).

Особенность радиационной технологии создания интегрированных сопротивлений состоит в том, что после облучения должно пройти некоторое время для выхода электрических характеристик резисторов на насыщение. Для ускорения этого процесса применяется стабилизирующий отжиг при температуре 200°C в течение часа. Температура отжига выбрана исходя из технологических особенностей использования электронного резиста полиметилметакрилат при проведении литографии и ориентирована на возможность создания многослойных устройств.

В создаваемых криогенных логических устройствах кроме формирования интегрированных сопротивлений требуется контролируемым образом уменьшать критический ток перехода на выделенных участках сверхпроводящих нанопроводов, поскольку это позволяет упростить схемотехнические решения при конструировании элементов, работающих на переходах сверхпроводящих участков в нормальное состояние и обратно. Для этих целей также используется ионное облучение. Поэтому настоящая работа посвящена изучению влияния облучения и последующего отжига на величины критических

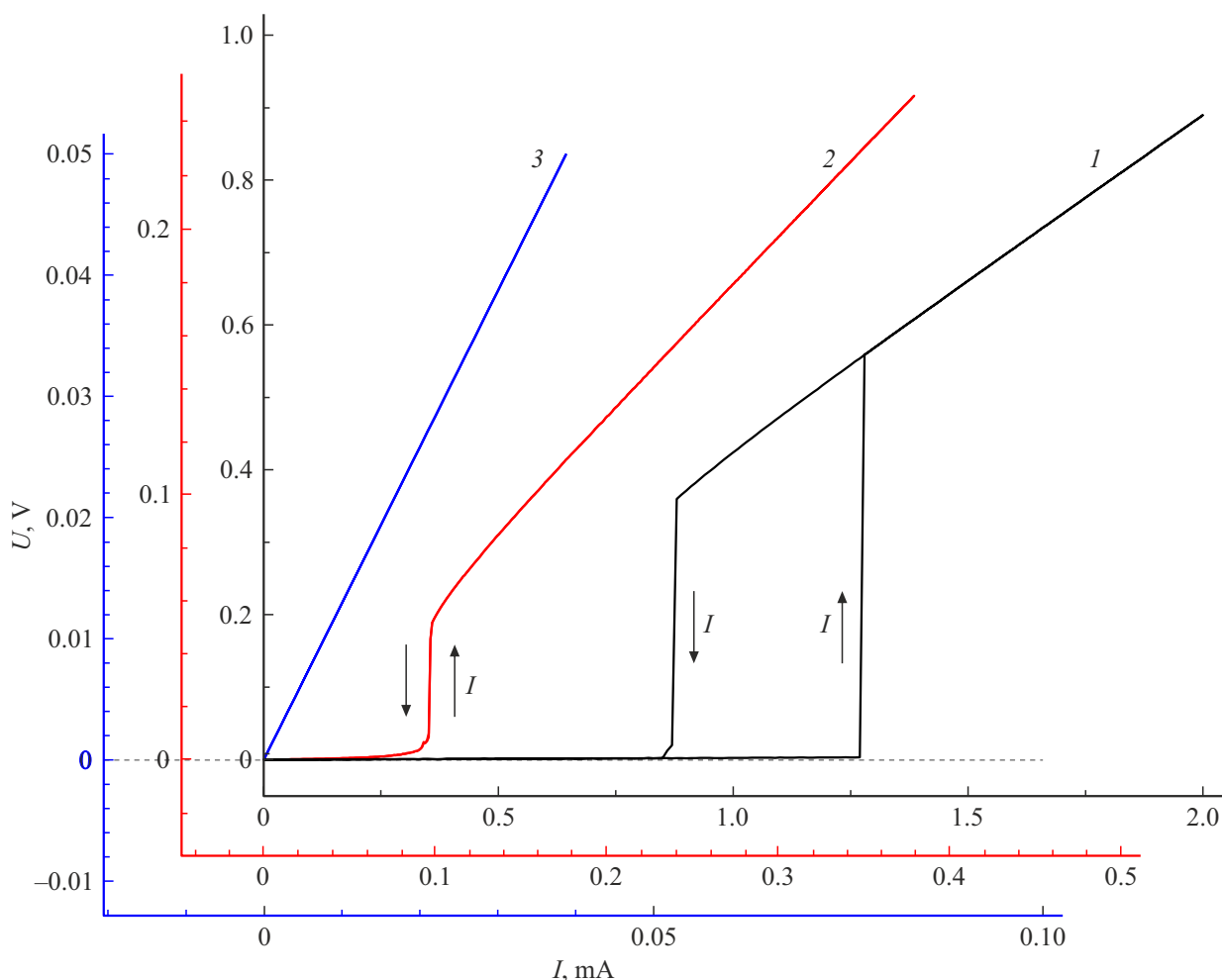


Рис. 1. ВАХ микромостов из пленки NbN толщиной 5.5 nm на сапфировой подложке. 1 — необлученный образец, 2 — образец, облученный смешанным протонно-кислородным пучком до флюенса $\Phi = 1.06 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}$, 3 — образец, облученный до флюенса $\Phi = 5.31 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}$. Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи.

токов перехода пленки из сверхпроводящего состояния в нормальное и обратно.

Для измерения свойств тонких пленок NbN (толщиной 5.5 nm) использовались образцы в форме квадрата размером $20 \times 20 \mu\text{m}$. Макроскопические контакты для измерений формировались за счет напыления сверху платины с подслоем никеля.

Облучение образцов проводилось на установке с высокочастотным плазменным источником при плотности ионного тока $j = 0.849 \text{ A/m}^2$. Энергия ионов составляла 1 keV (пучок состоял из протонов с $\sim 1\%$ кислорода).

После облучения для каждого образца измерялась вольт-амперная характеристика (ВАХ) при температуре 4.2 К. Образец закреплялся на измерительном макете прижимными латунными контактами и погружался в сосуд с жидким гелием. ВАХ получена с помощью цифрового осциллографа KEITHLEY 4200-SCS. После измерений образец подвергался стабилизирующему отжигу, и измерения проводились повторно.

На рис. 1 представлены ВАХ исходного образца, а также двух образцов, облученных смешанным ионным пучком с разными дозами.

Как видно из рис. 1 (кривая 1), для исходного образца наблюдается гистерезис по току перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное и обратно. По мере увеличения флюенса значения критических токов и разница между токами прямого и обратного переходов уменьшаются, но при флюенсе меньше $(0.9-1.0) \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}$ гистерезис сохраняется. В диапазоне флюенсов $(1.0-1.6) \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}$ гистерезис исчезает, т.е. прямой и обратный переходы происходят при одинаковом значении тока (кривая 2 на рис. 1). Дальнейшее увеличение флюенса облучения выше $1.6 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}$ приводит к существенному увеличению ширины области сверхпроводящего перехода по току (ВАХ теряет вертикальность в области перехода), а дальнейшее увеличение дозы вплоть до флюенса $\sim 5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}$ переводит пленку в металлическое состояние при 4.2 К, характеризуемое линейной ВАХ (кривая 3 на рис. 1).

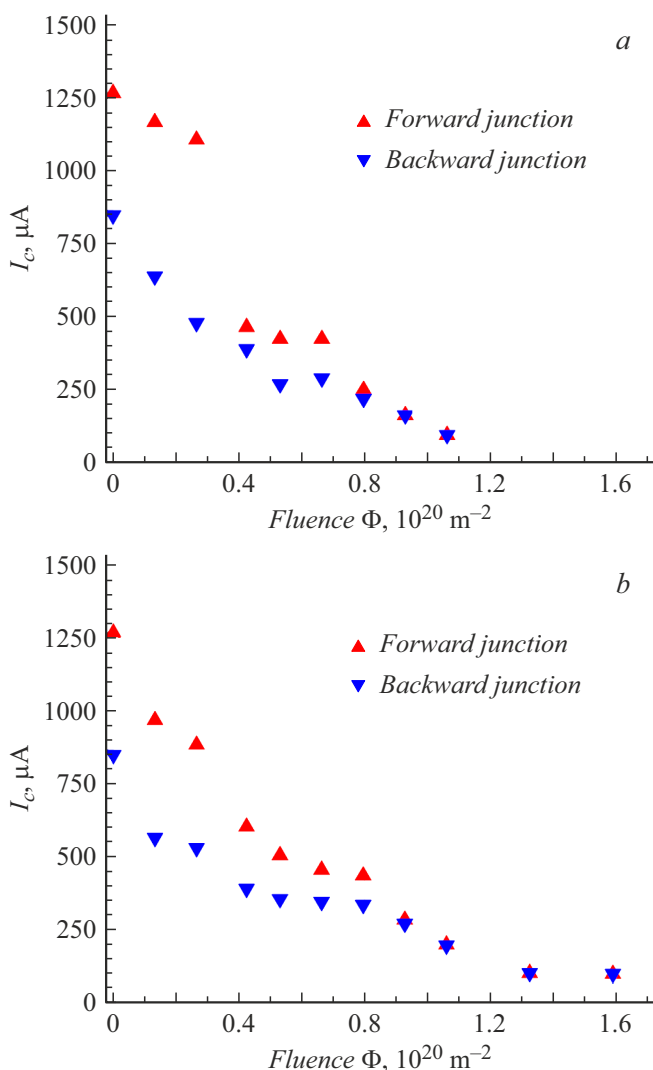


Рис. 2. Значения критических токов прямого и обратного перехода в зависимости от флюенса смешанного ионного облучения. *a* — после облучения, *b* — после облучения и стабилизирующего отжига.

Поскольку затруднительно точно определить величину критического тока в условиях сильно размытого перехода, в настоящей работе был исследован диапазон флюенсов облучения от 0 до $1.6 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}$.

Значения токов прямого и обратного переходов в зависимости от флюенса после облучения представлены на рис. 2, *a*, после облучения и стабилизирующего отжига (200°C) — на рис. 2, *b*.

Для оценки влияния отжига на критический ток введен показатель относительной разницы токов до и после отжига

$$\delta_I = \frac{I_{ann} - I_{irr}}{I_{irr}} \cdot 100\%, \quad (1)$$

где I_{irr} — критический ток облученного образца до отжига, а I_{ann} — критический ток облученного образца

после отжига. Если $\delta_I > 0$, то отжиг частично восстановил сверхпроводящие свойства, деградировавшие под облучением. Если $\delta_I < 0$, то отжиг усугубил деградацию сверхпроводящих свойств. По ВАХ построена диаграмма значений δ_I в зависимости от флюенса облучения для прямых и обратных токов (рис. 3).

Погрешность на рис. 3 обусловлена разбросом толщины пленки от образца к образцу ($\Delta\delta_I = 8\%$), а также разбросом результатов, полученных на различных образцах при одинаковом флюенсе облучения, что особенно проявляется в области низких флюенсов ($\Phi < 0.53 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}$).

Как следует из анализа рис. 3, в области высоких флюенсов облучения ($\Phi > 0.53 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}$) сверхпроводящие свойства пленки NbN частично восстановились после проведения отжига. Так, при флюенсе, равном $0.53 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}$, критические токи прямого и обратного перехода после отжига возросли на 18 и 32% соответ-

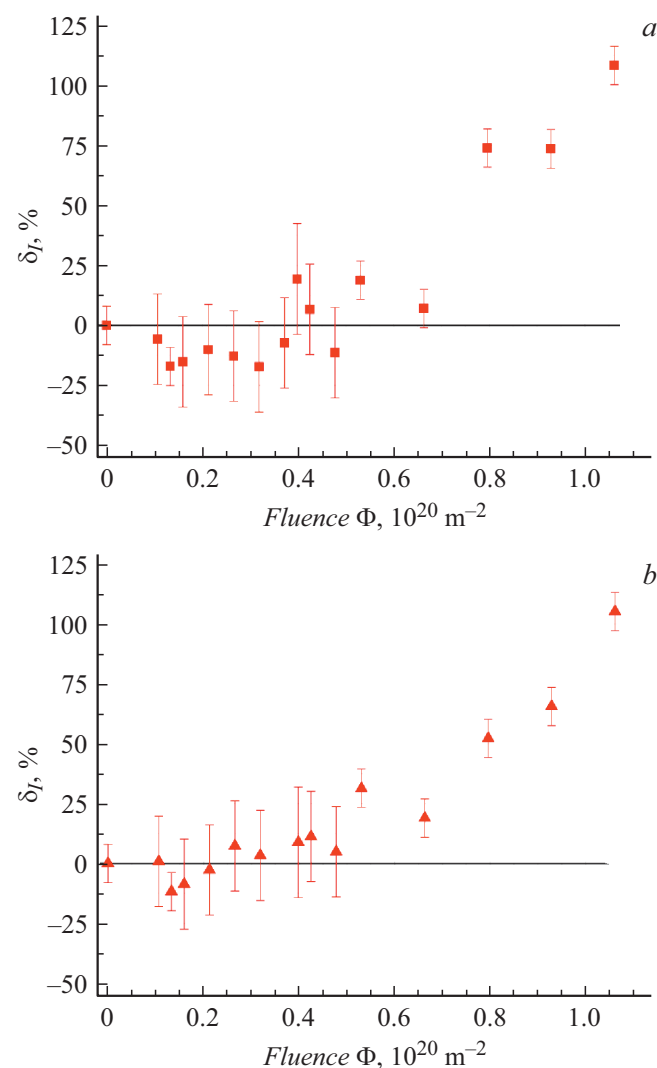


Рис. 3. Значения относительной разницы критических токов сверхпроводящего перехода до и после отжига при разных флюенсах смешанного ионного облучения. *a* — прямой переход, *b* — обратный переход.

ственно. При флюенсе $1.06 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-2}$ критические токи возросли более чем вдвое ($\delta_I > 100\%$). Таким образом, с ростом флюенса облучения вклад отжига в частичный возврат сверхпроводящих свойств увеличивается.

В области низких флюенсов отжиг практически не влияет на ток обратного перехода (рис. 3, *b*) и несколько уменьшает критический ток прямого перехода (рис. 3, *a*). Несмотря на то что точки относительного изменения тока прямого перехода после отжига для диапазона низких флюенсов в пределах погрешности не отличаются от $\delta_I = 0$, средние значения отрицательны (рис. 3, *a*).

Ранее нами было показано, что в процессе смешанного облучения NbN протекает процесс селективного замещения атомов азота атомами кислорода и при флюенсах $\sim 10 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-2}$ примерно половина атомов азота замещается и образуются кристаллические фазы, близкие по составу к NbNO [9], но при этом также образуются радиационные дефекты, которые при большой концентрации могут влиять на критические токи сверхпроводников. Отжиг уменьшает число дефектов, а также способствует дополнительному замещению атомов там, где этого не произошло в ходе облучения. Поэтому отжиг после облучения для флюенсов $\Phi > 0.53 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-2}$ приводит к увеличению критических токов.

Отжиг после облучения низкими флюенсами $\Phi < 0.53 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-2}$ оказывает более слабое влияние на критические токи прямого перехода. Для некоторых образцов надежно фиксируется уменьшение тока после отжига, однако испытания большого количества образцов, характеризующихся разбросом по толщине, на данный момент не позволяют статистически достоверно выявить этот эффект. Создание модели влияния отжигов для данного диапазона флюенсов требует дополнительных экспериментов, особенно подробно в области от 0 до $0.32 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-2}$.

Таким образом, показано, что ионное облучение и последующий стабилизирующий отжиг можно использовать для контролируемого уменьшения критических токов используемой тонкой пленки NbN. Обнаружено разнонаправленное влияние отжига на критические токи пленки, облученной до флюенса, большего или меньше чем $0.53 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-2}$.

Благодарности

Авторы благодарят Е.Д. Ольшанского, В.Н. Мисько, Д.А. Гончарову и Б.В. Гончарова за изготовление образцов, а также Д.А. Комарова за проведение ионного облучения.

Финансирование работы

Работа выполнена в соответствии с тематическим планом работ НИЦ „Курчатовский институт“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] D.S. Holmes, A.L. Ripple, M.A. Manheimer, IEEE Trans. Appl. Supercond., **23** (3), 1701610 (2013). DOI: 10.1109/tasc.2013.2244634
- [2] Б.А. Гурович, К.Е. Приходько, Л.В. Кутузов, Б.В. Гончаров, Д.А. Комаров, Е.М. Малиева, ФТТ, **64** (10), 1390 (2022). DOI: 10.21883/FTT.2022.10.53079.47НН [B.A. Gurovich, K.E. Prikhodko, L.V. Kutuzov, B.V. Goncharov, D.A. Komarov, E.M. Malieva, Phys. Solid State, **64** (10), 1373 (2022). DOI: 10.21883/PSS.2022.10.54221.47НН].
- [3] B.A. Gurovich, K.E. Prikhodko, M.A. Tarkhov, A.G. Domantovsky, D.A. Komarov, B.V. Goncharov, E.A. Kuleshova, Micro Nanosyst., **7** (3), 172 (2015). DOI: 10.2174/1876402908666151228233002
- [4] C.H. Arrington III, B.S. Deaver, Jr., Appl. Phys. Lett., **26** (4), 204 (1975). DOI: 10.1063/1.88116
- [5] R.K. Kirschman, J.A. Hutchby, J.W. Burgess, R.P. McNamara, H.A. Notarys, IEEE Trans. Mag., **MAG-13** (1), 731 (1977). DOI: 10.1109/TMAG.1977.1059326
- [6] A. Korneev, Y. Korneeva, I. Florya, B. Voronov, G. Goltsman, Phys. Proc., **36**, 72 (2012). DOI: 10.1016/j.phpro.2012.06.215
- [7] J.R. Gavaler, J.K. Hulm, M.A. Janocko, C.K. Jones, J. Vac. Sci. Technol., **6** (1), 177 (1969). DOI: 10.1116/1.1492653
- [8] G.N. Goltsman, K. Smirnov, P. Kouminov, B. Voronov, N. Kaurova, V. Drakinsky, J. Zang, A. Verevkin, R. Sobolewski, IEEE Trans. Appl. Supercond., **13** (2), 192 (2003). DOI: 10.1109/TASC.2003.813678
- [9] K. Prikhodko, B. Gurovich, M. Dement'eva, L. Kutuzov, D. Komarov, IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng., **130**, 012058 (2016). DOI: 10.1088/1757-899X/130/1/012058