

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 538.945

ОСОБЕННОСТИ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК NbN В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2020 г. М. А. Васютин^а, * , Н. Д. Кузьмичев^а, Д. А. Шилкин^а

^аМордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, ул. Большевикская, 68, Саранск, 430005 Россия

*e-mail: vasyutinm@mail.ru

Поступила в редакцию 18.03.2020 г.

После доработки 22.05.2020 г.

Принята к публикации 26.05.2020 г.

Исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ) широких сверхпроводящих пленок NbN в магнитных полях до 8 Тл. На ВАХ пленок обнаружены линейные участки, не меняющие угла наклона в магнитных полях ниже температуры перехода в сверхпроводящее состояние. Для объяснения линейных участков ВАХ исследованных пленок предложена модель вязкого течения магнитного потока в условиях жесткого закрепления части вихревой системы. В рамках модели коллективного пиннинга вихревой решетки найдены магнитопольевые зависимости тока депиннинга и скорости движения вихрей. Получено значение параметра беспорядка, оценена плотность тока распаривания. Из теории неустойчивости вихревой решетки Ларкина—Овчинникова определена зависимость времени энергетической релаксации квазичастиц от магнитного поля.

Ключевые слова: сверхпроводящие пленки NbN, вольт-амперные характеристики, коллективный пиннинг, течение магнитного потока, неустойчивость Ларкина—Овчинникова

DOI: 10.31857/S0015323020090090

ВВЕДЕНИЕ

Сверхпроводящие пленки нитрида ниобия широко используют в прикладных и фундаментальных исследованиях, т.к. этот материал обладает большой механической прочностью, химической и радиационной стойкостью, высокими критическими параметрами и достаточно прост в изготовлении.

Болометры [1], резонаторы [2], нано-СКВИДы [3], стандарты напряжения [4] и другие устройства на основе NbN все чаще применяются в измерительной технике. В накопителях энергии используют широкие и толстые (несколько микрон) пленки нитрида ниобия [5]. Исследуют метаматериалы, сделанные из пленок NbN [6].

Для фундаментальной физики важным является вопрос о возможности идентификации перехода Березинского—Костерлица—Таулеса (БКТ) в пленках NbN по вольт-амперным характеристикам (ВАХ) и влияния на них неоднородности сверхпроводящего состояния [7]. Близость нитрида ниобия и высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ по концентрации носителей, длине когерентности и глубине проникновения магнитного поля дает возможность прояснить картину БКТ-перехода и в ВТСП. Кроме этого, авторами работы [8] было проведено исследование влияния сильных оптических

терагерцовых импульсов на сверхпроводящую щель нитрида ниобия, что важно для понимания возможности микроскопического описания неравновесных процессов в сверхпроводниках в рамках теории БКШ.

Одним из важнейших направлений исследований является оптимизация характеристик однофотонных детекторов на основе тонких пленок нитрида ниобия с помощью транспортных измерений [9]. Измерение ВАХ образцов в магнитном поле является очень информативным методом исследований.

В настоящей работе представлены результаты исследования ВАХ сверхпроводящих пленок NbN столбчатой структуры в постоянных магнитных полях до 8 Т. В отличие от характерного скачка напряжения, связываемого с неустойчивостью Ларкина—Овчинникова [9, 10], мы наблюдали более плавный переход в нормальное состояние, объясняемый моделью течения магнитного потока в среде закрепленных вихрей. Предварительно были найдены температурные зависимости верхних критических полей $H_{c2}(T)$ и магнитопольевые и температурные зависимости критических токов данных пленок вблизи температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c [11, 12]. В этих работах было выяснено, что $H_{c2}(T)$ определяется спиновым парамагнетизмом Паули с параметром

Маки $\alpha = 6.00$. Параметр Иоффе–Регеля изучаемых образцов $k_F l = 1.57$, что соответствует ”грязному“ пределу. Были найдены: $H_{c2}(0)$, длина когерентности Гинзбурга–Ландау, плотность состояний на уровне Ферми, время энергетической релаксации и другие параметры, характеризующие изучаемый материал.

ТЕОРИЯ

При определенном значении транспортного тока (тока депиннинга I_d) вихри под действием силы Лоренца начинают срывать с центров пиннинга, и образец переходит в резистивное состояние. Магнитное поле существенно уменьшает величину I_d . В сверхпроводниках 2-го рода с большим количеством дефектов атомного размера магнитолевая зависимость тока депиннинга может быть получена в рамках модели коллективного пиннинга [13]:

$$I_d(B) = I_{c0} \left(\frac{B}{B_s} \right)^{1.618} \exp \left[2 - 2 \left(\frac{B}{B_s} \right)^{\frac{3}{2}} \right], \quad (1)$$

где $B_s = H_{c2}(2/\pi)^{1/3}(j_{c0}/j_0)$, H_{c2} – напряженность верхнего критического поля, j_{c0} – плотность тока, соответствующая току I_{c0} , j_0 – плотность тока распаривания тонкой пленки в нулевом поле.

Движение вихревой решетки в сверхпроводнике приводит к уменьшению длины когерентности и размера кора вихря. Из-за этого коэффициент вязкости также уменьшается с увеличением скорости вихрей v . А это, в свою очередь, еще больше увеличивает их скорость. Такое стимулированное увеличение скорости приводит к тому, что при некотором критическом значении v_{LO} течение вихрей становится неустойчивым, и образец переходит в нормальное состояние [10].

Критическая скорость определяется формулой

$$v_{LO} = \sqrt{1.306 \frac{D}{\tau_e} \sqrt{1 - \frac{T}{T_c(B)}}}. \quad (2)$$

Здесь D – коэффициент диффузии электронов, T – температура образца, $T_c(B)$ – температура перехода образца в сверхпроводящее состояние в магнитном поле с индукцией B , τ_e – время энергетической релаксации.

Увеличение тока выше определенного значения I_L , соответствующего v_{LO} , может приводить как к скачку напряжения [9], так и к другой зависимости [14]. Когда вихревая решетка начинает двигаться как единое целое, реализуется состояние течения потока. При этом ВАХ образца становится линейной. Зависимость напряжения от магнитного поля также может быть линейной с некоторым коэффициентом вязкости η , завися-

щим в том числе и от магнитного поля. Удельное сопротивление течения потока при этом определяется формулой [15]:

$$\rho_r = \Phi_0 B / (c^2 \eta), \quad (3)$$

где $\Phi_0 = 2.07 \times 10^{-7}$ Гс см² – квант магнитного потока, $c = 3 \times 10^{10}$ см/с – скорость света.

Вид ВАХ широких сверхпроводящих пленок в сильных магнитных полях обуславливается динамическим смешанным состоянием, в котором реализуется конкуренция движения вихрей и проскальзывания фазы в образце. При этом на ВАХ возможно появление излома, а не скачка напряжения [14].

ЭКСПЕРИМЕНТ

Серия пленок NbN была приготовлена методом реактивного катодного распыления [16] на подложках из полированного плавленого кварца [17, 18]. Изучаемые образцы имели длину $l = 9$ мм, ширину $b = 5$ мм, толщину $d = 400$ нм. Температура перехода пленок в сверхпроводящее состояние T_c находилась в пределах 16.2–16.5 К, ширина перехода ~ 0.1 К. Рентгеновские исследования показали, что пленки имеют структуру B1 (типа NaCl) с постоянной решетки $a = 4.39$ Å. Образцы представляли собой столбчатые гранулированные образования, перпендикулярные подложке, с диаметром столбиков ~ 50 –100 нм и толщиной диэлектрической прослойки между ними ~ 1 –2 нм [19].

Для измерений использована криомагнитная система 8T CryoFree-404, обеспечивающая охлаждение образцов до 6 К и индукцию магнитного поля до 8 Тл. Температуру измеряли с помощью датчика Cernox CX-1050 и контроллера LakeShore 335. Погрешность измерения температуры была меньше 0.01 К.

ВАХ пленок были получены четырехконтактным методом в постоянном магнитном поле, перпендикулярном их плоскости. Магнитная индукция поля менялась в пределах от 0 до 8 Тл. Через образцы пропускали постоянный ток, линейно возрастающий от 0 до $I_{max} = 1.12$ А за время $25 \leq t_0 \leq 250$ мкс. Для формирования одиночного импульса через токовые контакты и получения отклика с потенциальных контактов использовали генератор АСК-4106 и осциллограф АСК-3107 с частотными полосами пропускания не ниже 100 МГц. Сопротивление контактов было более, чем на порядок меньше сопротивления пленок в нормальном состоянии.

Пленки нитрида ниобия крепили подложкой к массивной медной основе на вставке в криостат. Контакты к пленкам были изготовлены из бериллиевой бронзы (BeCu), обладающей высокой теплопроводностью λ_{BeCu} в исследуемой области температур. По формуле Смита и Палмера [20, с. 348]

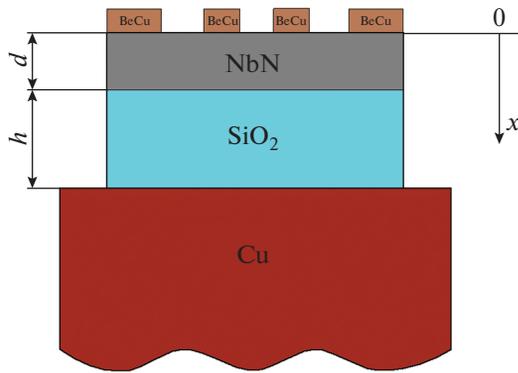


Рис. 1. Схематическое расположение пленки с контактами, подложки и медной основы.

теплопроводность сплава $\lambda = 0.571 \times 10^{-8} \sigma T + 0.018$ кал/(см с К), если электропроводность σ берется в 1/(Ом см). Электропроводность BeCu составляет 30 процентов от электропроводности меди [21, с. 319], которая при температуре $T = 14.5$ К имеет значение $\sigma = 1/(0.014 \times 10^{-6}$ Ом см) [21, с. 305]. Тогда $\lambda_{\text{BeCu}} = 754$ Вт/(м К).

Для оценки повышения температуры ΔT пленки будем считать, что все выделившееся в ней тепло Q_1 поглощается потенциальными контактами, т.к. их масса m_{BeCu} более чем на два порядка превышает массу пленки. Тогда $\Delta T = Q_1/(m_{\text{BeCu}}c_{\text{BeCu}})$, $Q_1 = (1/3)R(I_{\text{max}})^2 t_0$. Здесь $R = 2.5$ Ом – сопротивление пленки в нормальном состоянии, $c_{\text{BeCu}} \approx 7.5$ Дж/(кг К) – удельная теплоемкость BeCu, близкая к теплоемкости меди при $T = 20$ К [21, с. 149], $m_{\text{BeCu}} = 40$ мг. Для $t_0 = 25$ мкс получим $\Delta T = 0.09$ К. При учете теплоотвода из пленки в подложку и отсутствия сопротивления до тока депиннинга повышение температуры будет еще меньше.

Оценим отношение мощностей тепловыделения $P_1 = (1/3)R(I_{\text{max}})^2$ и теплопоглощения $P_2 = \lambda_{\text{BeCu}}(\partial T/\partial x)S$ ($S = 0.1$ см² – площадь потенциальных контактов (около 20% площади пленки), $\partial T/\partial x = 0.7$ К/мм – градиент температуры в потенциальных контактах при повышении температуры на ΔT при толщине контактов $\Delta x = 0.13$ мм. Тогда $P_1/P_2 \approx 0.2$. Высокая мощность теплопоглощения обусловлена большой теплопроводностью меди при температурах от 5 до 50 К [20, с. 340; 21, с. 258].

Для нахождения распределения температуры в системе пленка-подложка было использовано неоднородное уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + f(x, t), \quad (4)$$

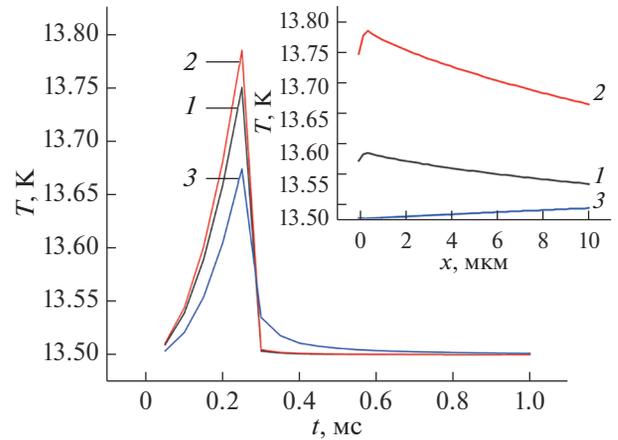


Рис. 2. Результаты расчета нагрева пленки для разных x : 1 – $x = 0$, 2 – $x = 0.4$, 3 – $x = 10$ мкм. На вставке приведены зависимости температуры пленки от x для разных времен t : 1 – $t = 0.15$, 2 – $t = 0.25$, 3 – $t = 0.35$ мс.

где $a^2 = \lambda/c_p \rho = 4.3 \times 10^{-2}$ см²/с – коэффициент температуропроводности подложки, $c_p = 17$ Дж/(кг К) – удельная теплоемкость подложки при 20 К [21, с. 153], $\rho = 2.2$ г/см³ – плотность подложки, $\lambda = 0.16$ Вт/(м К) – теплопроводность подложки при 20 К, T – температура пленки, t – время, x – координата с началом на внешней от подложки плоскости пленки, направленная перпендикулярно в сторону подложки (рис. 1). $f(x, t) = P(x, t)/(c_{\text{NbN}}\rho_{\text{NbN}})$, $P(x, t)$ – объемная плотность мощности источника тепла (пленки), $c_{\text{NbN}} = 17$ Дж/(кг К) – удельная теплоемкость пленки при $T = 13.5$ К (сумма решеточной и электронной теплоемкости), $\rho_{\text{NbN}} = 8.4$ г/см³ – плотность пленки. Учитывая, что сила тока линейно возрастает за время t_0 от 0 до I_{max} , величина $P(x, t)$ определяется законом Джоуля–Ленца:

$$P(x, t) = \begin{cases} \rho j_0^2 t^2, & \text{если } x \leq d \text{ и } t \leq t_0 \\ 0, & \text{если } x > d \text{ и } t > t_0 \end{cases}.$$

Здесь $\rho \approx 440$ мкОм см – удельное сопротивление пленки в нормальном состоянии, $j_0 = I_{\text{max}}/(dbt_0)$.

Решением уравнения (4) для полубесконечной прямой с начальным условием $T(x, 0) = 13.5$ К и граничным условием $\partial T(0, t)/\partial x = H[T(0, t) - 13.5$ К] является функция:

$$T(x, t) = \int_0^t \int_0^d G(x, z, t - \tau) f(z, \tau) dz d\tau, \quad (5)$$

где $G(x, z, t - \tau)$ – функция Грина для 3-й краевой задачи [22], $H = 1$ мкм⁻¹. Расчет зависимости $T(x, t)$ производили численно.

На рис. 2 показаны сечения функции (6) для разных значений x и t . Видно, что пленка нагревается (верхний предел) на 0.27 К.

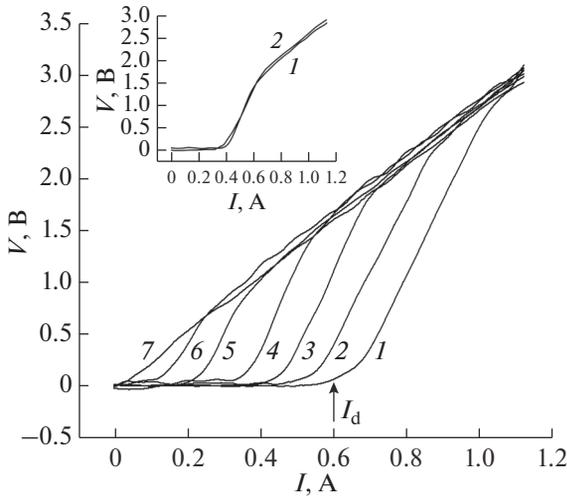


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики пленки NbN № 3 при $T = 13.6$ К в постоянном магнитном поле с индукцией: 1 – 5; 2 – 5.25; 3 – 5.5; 4 – 5.75; 5 – 6.25; 6 – 6.75; 7 – 7.25 Тл. На вставке приведены ВАХ при $T = 13.5$ К в поле $B = 6$ Тл с разными t_0 (1 – $t_0 = 250$, 2 – $t_0 = 25$ мкс).

Для контроля перегрева образцов ток пропускали за разное время: от $t_0 = 25$ мкс до $t_0 = 250$ мкс. При этом ВАХ образцов совпадали в пределах ошибки измерений (вставка на рис. 3). Перегрев пленок наблюдали при времени нарастания тока выше 10 мс. Важно отметить, что если для оценки нагрева пленки применять элементарный расчет без учета теплоотвода в потенциальные контакты и подложку, то получается ошибочный результат – рост температуры на несколько десятков градусов.

Измерения проводили в области температур от $T = 13$ К до T_c . На рис. 3 приведены ВАХ образца

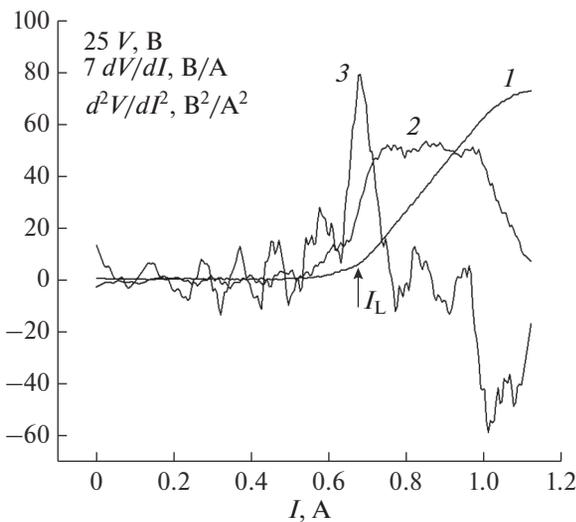


Рис. 4. ВАХ 1 из рис. 3 (I , увеличена в 25 раз), ее первая (2, увеличена в 7 раз) и вторая (3) производные.

с $T_c = 16.48$ К при температуре 13.6 К в различных магнитных полях. Видно, что в начале перехода в резистивное состояние (начиная с тока I_d , определяемого по критерию 0.1 В) напряжение растет плавно, а при достижении определенного значения тока I_L начинает резко увеличиваться с выходом на прямую зависимость, которая заканчивается переходом в нормальное состояние.

На рис. 4 показаны ВАХ того же образца (под цифрой 1) в поле $B = 5$ Тл и ее первая (под цифрой 2) и вторая (под цифрой 3) производные. Ток I_L определяли по максимуму второй производной с последующим нахождением соответствующего ему напряжения V_L . Аналогичные зависимости наблюдали на всех исследованных образцах.

ВАХ пленок при других температурах из интервала $13 < T < 14$ К имели вид, подобный показанному на рис. 3 со значительным смещением кривых при фиксированном B в зависимости от температуры измерения (≈ 0.5 А/К). Поэтому ниже 13 К для наблюдения ВАХ с токами до 1 А требуются магнитные поля выше 8 Тл. Выше 14 К интервал полей, при которых наблюдают ВАХ, подобные приведенным на рис. 3, сильно сужается, что приводит к увеличению ошибки определения тока депиннинга образцов.

ОБСУЖДЕНИЕ

Ток депиннинга I_d в зависимости от магнитного поля может быть найден по формуле (1). На рис. 5 приведена данная зависимость с параметрами $I_{c0} = 1.55$ А, $B_s = 3.45$ Тл (кривая 1). Влияние коллективного пиннинга на критический ток исследуемых пленок связано с тем, что толщина межстолбчатых стенок образцов ($d = 1-2$ нм) зна-

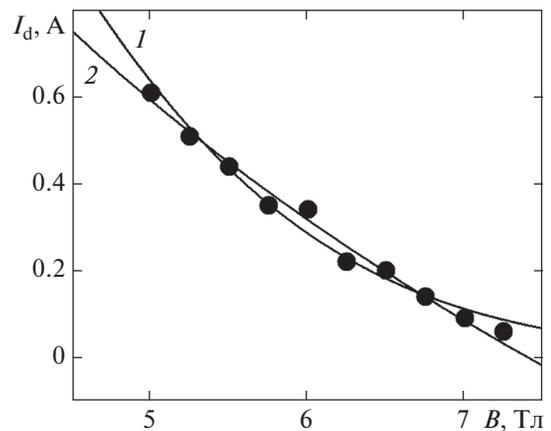


Рис. 5. Магнитолевая зависимость тока депиннинга пленки NbN при температуре $T = 13.6$ К. Черные круги – эксперимент. Ошибка измерений равна диаметру круга. Сплошные линии: 1 – аппроксимация зависимости (1), 2 – аппроксимация зависимостью (6).

чительно меньше размера кора вихря. Учитывая, что размер кора равен длине когерентности $\xi = (\Phi_0/(2\pi H_{c2}))^{1/2}$, для наших образцов получим $\xi \approx 6$ нм.

Поэтому возможен слабый пиннинг на стенках так же, как и на более мелких внутрисклончатых неоднородностях.

Здесь же показана полуэмпирическая функция (кривая 2), соответствующая альтернативной модели коллективного срыва ансамбля вихрей с центров пиннинга [23]:

$$I_d(B) = I_c \alpha \ln \frac{B^*}{B}, \quad (6)$$

где $I_c = 3.6$ А – критический ток, не зависящий от поля, $\alpha = 0.42$ – коэффициент, $B^* = 7.4$ Т – индукция поля, характерная для данной пленки.

Описание $I_d(B)$ другими механизмами (например, моделями разогрева квазичастиц или движения нормального домена, используемыми в [12]) в данном случае затруднительно.

Напряжение, вызванное течением вихрей Абрикосова в образце, можно использовать для вычисления скорости вихрей v . Максимальная скорость v_L соответствует току I_L , при этом

$$v_L = \frac{V_L}{Ba}, \quad (7)$$

где a – расстояние между потенциальными контактами.

На рис. 6 представлены результаты расчетов скорости вихрей в различных магнитных полях. В данной области полей экспериментальные значения скорости вихрей близки к полученным в [9]. В модели коллективного пиннинга [13] зависимость скорости течения вихревой решетки от тока и магнитного поля определяется формулой:

$$v_L = v_0 \left[1 - \frac{9\sqrt{\pi}}{32} \delta_p \ln \frac{BI_0}{H_{c2}I_L} \right]^{\frac{4}{9}}, \quad (8)$$

где $v_0 = 95$ м/с, $H_{c2} = 9.6$ Тл (получено по данным работы [11]), $I_0 = 106$ А – ток распаривания пленки в нулевом магнитном поле (получен из энергетических соображений [12] и в нашем случае соответствует критической плотности тока $j_c = 5.3 \times 10^6$ А/см²; близкое значение плотности тока используется в [9] для наблюдений скачка ВАХ на более тонкой пленке NbN), $\delta_p = 0.3$ – параметр беспорядка.

Параметр беспорядка определяется в [13] как

$$\delta_s = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{H_{c2}j_{c0}}{Bj_0} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (9)$$

где $j_{c0} = 0.8 \times 10^5$ А/см² – плотность тока, соответствующая найденному значению $I_{c0} = 1.55$ А.

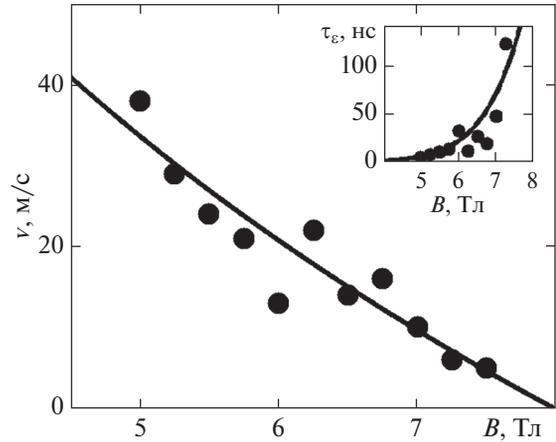


Рис. 6. Магнитолевая зависимость скорости течения вихревой решетки в пленке NbN при температуре $T = 13.5$ К. Круги – значения скорости из (7). Ошибка определения скорости $\Delta v_L \approx 10$ м/с. Сплошная линия – теоретическая кривая, полученная из (8). На вставке показана магнитолевая зависимость τ_e пленки. Круги – значения τ_e , полученные из (2), сплошная линия – эмпирическая кривая (степенная функция с показателем 7.8).

Тогда из (9) можно определить плотность тока распаривания j_0 . Для $B = 6$ Тл получим $j_0 = 2.4 \times 10^5$ А/см². Оценка плотности тока распаривания j_0 непосредственно из формулы для B_s дает величину $j_0 = 1.8 \times 10^5$ А/см², что близко к полученному из (9). Плотность тока j_0 , определенная в рамках модели коллективного пиннинга, на порядок ниже расчетной критической плотности тока j_c . Это можно объяснить одновременным действием других возможных механизмов, приводящих к резистивному состоянию [14].

Зная v_L , из формулы (2) можно найти время энергетической релаксации τ_e . На вставке к рис. 6 показаны результаты расчетов τ_e в различных магнитных полях. Видно, что в полях выше 6 Тл время релаксации резко увеличивается, что наблюдали и в работе [9].

Вид ВАХ при увеличении тока выше I_L (ток скачка дифференциального сопротивления (рис. 4)) существенно отличается от зависимости, предсказываемой моделью коллективного пиннинга [13]. Линейный рост напряжения при этом можно объяснить моделью течения потока, но обычным течением потока линейную зависимость выше I_L объяснить трудно, так как с увеличением поля наклон линейного участка почти не изменяется, а выше 6 Тл начинает незначительно уменьшаться. Это не соответствует классической модели течения потока, в которой дифференциальное сопротивление образца пропорционально приложенному полю [15].

Одной из возможных причин наблюдаемого явления может быть увеличение скорости вихрей при усилении тока даже после достижения скорости v^* , соответствующей току неустойчивости Ларкина–Овчинникова. При этом коэффициент вязкости перестает зависеть от скорости вихря, и равенство силы Лоренца и силы сопротивления среды приводит к линейной ВАХ. Расстояние между вихрями, оцениваемое по формуле $a = (\Phi_0/B)^{1/2}$, при $B = 5$ Тл равно 20 нм. Диаметр столбиков в пленке порядка 50–100 нм [19]. Тогда межстолбчатая среда будет представлять собой треугольную решетку дефектов, на которых эффективно закрепляются вихри. Постоянная этой решетки находится в пределах 30–60 нм. Поэтому для полей с индукцией 0.5–2 Тл она будет обеспечивать наибольшую силу пиннинга. В полях с большей индукцией часть вихрей закрепляется на решетке дефектов, в то время как другая часть будет закреплена не так сильно на более мелких дефектах. Такое распределение и приводит к тому, что слабозакрепленная часть вихрей срывается с центров пиннинга при токах I_d , зависимость которых от магнитного поля хорошо описывается моделью коллективного пиннинга. При движении сорванной вихревой решетки она испытывает постоянное сопротивление со стороны закрепленной решетки вихрей, не зависящее от магнитного поля, что и наблюдается в эксперименте. Формально тот же результат следует и из формулы (3), если коэффициент вязкости η связан с индукцией магнитного поля прямой пропорциональностью. В первом приближении можно считать, что η пропорционален плотности магнитного потока (индукции B) в пленке.

Предложенный механизм объясняет и сложность получения ВАХ данных образцов в полях, меньших 5 Тл. При температурах выше 14 К, когда ВАХ пленок могли бы наблюдать в полях до 5 Тл, сила пиннинга жесткозакрепленной решетки вихрей такова, что значительно повышает I_d [24]. При этом требуемая экспериментальная техника сильно усложняется. Такие эксперименты планируются в дальнейшем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, функциональные особенности вольт-амперных характеристик толстых пленок нитрида ниобия в магнитном поле можно объяснить моделью коллективного пиннинга решетки вихрей и движением слабозакрепленных вихрей в среде жесткозакрепленной вихревой решетки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ren Yuan, Zhang DaiXi, Zhou KangMin, Miao Wei, Zhang Wen, Shi ShengCai, Seleznev Vitaly, Pentin Ivan,

Vakhtomin Yury, Smirnov Konstantin. 10.6 μm heterodyne receiver based on a superconducting hot-electron bolometer mixer and a quantum cascade laser // AIP Advances. 2019. V. 9. I. 7. P. 075307(5 pp.).

2. Carter Faustin W., Khaire Trupti, Chang Clarence, Novosad Valentyn. Low-loss single-photon NbN microwave resonators on Si // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 115. I. 9. P. 092602(5 pp.).
3. Wu Long, Chen Lei, Wang Hao, Wang Qisi, Wo Hongliang, Zhao Jun, Liu Xiaoyu, Wu Xiaolei and Wang Zhen. Measurement of Meissner effect in micro-sized Nb and FeSe crystals using an NbN nano-SQUID // Supercond. Sci. Technol. 2017. V. 30. № 7. P. 074011(5 pp.).
4. Solve S., Chayramy R., M Maruyama M., Urano C., Kaneko N-H. and Rufenacht A. Direct DC 10 V comparison between two programmable Josephson voltage standards made of niobium nitride (NbN)-based and niobium (Nb)-based Josephson junctions // Metrologia. 2018. V. 55. № 2. P. 302–313.
5. Suzuki Yasuhiro, Iguchi Nobuhiro, Adachi Kazuhiro, Ichiki Akihisa, Hioki Tatsumi, Hsu Che-Wei, Sato Ryoto, Kumagai Shinya, Sasaki Minoru, Noh Joo-Hyong, Sakurahara Yuusuke, Okabe Kyohei, Takai Osamu, Honma Hideo, Watanabe Hideo, Sakoda Hitoshi, Sasagawa Hiroaki, Doy Hideyuki, Zhou Shuliang, Hori H., Nishikawa Shigeaki, Nozaki Toshihiro, Sugimoto Noriaki, Motohiro Tomoyoshi. Complete fabrication of a traversable 3 μm thick NbN film superconducting coil with Cu plated layer of 42 m in length in a spiral three-storied trench engraved in a Si wafer of 76.2 mm in diameter formed by MEMS technology for a compact SMES with high energy storage volume density // J. Phys.: Conf. Series. 2017. V. 897. Conf. 1. P. 012019(7 pp.).
6. Zhang Caihong, Jin Biaobing, Han Jiaguang, Kawayama Iwao, Murakami Hironaru, Jia Xiaoqing, Liang Lanju, Kang Lin, Chen Jian, Wu Peiheng and Tonouchi Masayoshi. Nonlinear response of superconducting NbN thin film and NbN metamaterial induced by intense terahertz pulses // New J. Phys. 2013. V. 15. I. 5. P. 055017(11 pp.).
7. Venditti G., Biscaras J., Hurand S., Bergeal N., Lesueur J., Dogra A., Budhani R. C., Mondal Mintu, Jesudasan John, Raychaudhuri Pratap, Caprara S., Benfatto L. Nonlinear $I-V$ characteristics of two-dimensional superconductors: Berezinskii–Kosterlitz–Thouless physics versus inhomogeneity // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. I. 6. P. 064506(10 pp.).
8. Cui Tianbai, Yang Xu, Vaswani Chirag, Wang Jigang, Fernandes Rafael M., Orth Peter P. Impact of damping on the superconducting gap dynamics induced by intense terahertz pulses // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. I. 5. P. 054505(12 pp.).
9. Lin Shi-Zeng, Ayala-Valenzuela Oscar, McDonald Ross D., Bulaevskii Lev N., Holesinger Terry G., Ronning Filip, Weisse-Bernstein Nina R., Williamson Todd L., Mueller Alexander H., Hoffbauer Mark A., Rabin Michael W., Graf Matthias J. Characterization of the thin-film NbN superconductor for single-photon detection by transport measurements // Phys. Rev. B. 2013. V. 87. I. 18. P. 184507(9 pp.).
10. Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н. Нелинейная проводимость сверхпроводников в смешанном состоянии // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. В. 5. С. 1915–1927.

11. *Васютин М.А., Кузьмичев Н.Д., Шилкин Д.А.* Верхнее критическое поле тонких пленок нитрида ниобия // ФТТ. 2016. Т. 58. В. 2. С. 231–234.
12. *Васютин М.А., Кузьмичев Н.Д., Шилкин Д.А.* Критический ток фазового перехода в тонких пленках нитрида ниобия // ФТТ. 2018. Т. 60. В. 11. С. 2247–2250.
13. *Wagner O.S., Geshkenbein V.B., Larkin A.I., Blatter G.* Renormalization-group analysis of weak collective pinning in type-II superconductors // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. № 17. P. 11551–11562.
14. *Дмитренко И.М.* Резистивное состояние широких сверхпроводящих пленок и линии проскальзывания фазы // ФНТ. 1996. Т. 22. № 8. С. 849–869.
15. *Шмидт В.В.* Введение в физику сверхпроводников. М.: МЦНМО, 2000. 412с.
16. *Антонова Е.А., Сухов В.А.* Влияние энергетических параметров распыления на сверхпроводимость пленок нитрида ниобия // В кн.: 20-е Всесоюз. совещ. по физике низких температур: Материалы. Черноголовка, 1978. Ч. 3. С. 179–181.
17. *Кузьмичев Н.Д., Мотулевич Г.П.* Определение электронных характеристик нитрида ниобия оптическим методом // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. В. 6. С. 2316–2322.
18. *Джурраев Д.Р., Мотулевич Г.П.* Оптические свойства и электронные характеристики пленок нитрида ниобия со структурой В1 // ФТТ. 1985. Т. 27. В. 9. С. 2640–2646.
19. *Антонова Е.А., Сухов В.А.* О связи между структурой и электрофизическими свойствами пленок нитрида ниобия // ФНТ. 1981. Т. 7. № 8. С. 1002–1009.
20. *Миснар А.* Теплопроводность твердых тел, жидкостей, газов и их композиций. М.: Мир. 1968, 464 с.
21. *Таблицы физических величин. Справочник.* Под ред. акад. И.К. Кикоина. М., Атомиздат. 1976, 1008 с.
22. *Будак Б.М., Самарский А.А., Тихонов А.Н.,* Сборник задач по математической физике. М.: Наука, 1972. С. 60, С. 320.
23. *Федотов Ю.В., Рябченко С.М., Пашицкий Э.А., Семенов А.В., Вакарюк В.И., Пан В.М., Флис В.С.* Магнитопольные и температурные зависимости критического тока в тонких эпитаксиальных пленках высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ // ФНТ. 2002. Т. 28. № 3. С. 245–261.
24. *Федирко В.А., Касаткин А.Л., Поляков С.В.* Критический ток депиннинга упругих вихревых нитей в сверхпроводниках с протяженными линейными дефектами // ФММ. 2016. Т. 117. № 9. С. 895–900.