

О сигнале пассивного электрода в рентгеновских детекторах на базе сверхпроводящих туннельных переходов

© В.А. Андрианов¹, В.П. Кошелец², Л.В. Филиппенко²

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им М.В. Ломоносова, Москва, Россия

² Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

E-mail: andrva22@mail.ru

(Поступила в Редакцию 28 сентября 2010 г.
В окончательной редакции 1 февраля 2011 г.)

Исследованы рентгеновские детекторы на базе сверхпроводящих туннельных переходов с многослойной структурой электродов, которая описывалась формулой $Ti/Nb/Al,AlO_x/Al/Nb/NbN$. Основной сигнал возникал при поглощении квантов в верхнем электроде и имел энергетическое разрешение около 90 eV на линии 5.9 keV. Нижний пассивный электрод Ti/Nb обеспечивал быстрое поглощение избыточных квазичастиц. Остаточный сигнал пассивного электрода составлял от 7 до 17% от амплитуды основного сигнала. Измерены зависимости амплитуды этого сигнала от напряжения и энергии поглощенного кванта для детекторов с различной толщиной верхнего и нижнего электродов. Оценена скорость захвата квазичастиц в энергетическую ловушку в бислое Ti/Nb . Рассмотрены основные механизмы образования сигнала пассивного электрода и предложены методы его подавления.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (контракт № 02.740.11.0242).

1. Введение

Детекторы на основе сверхпроводящих туннельных переходов (СТП-детекторы) обладают существенно лучшим энергетическим разрешением и низким порогом регистрации по сравнению с традиционными полупроводниковыми детекторами. В настоящее время уже созданы конструкции СТП-детекторов, имеющих энергетическое разрешение 20–30 eV на линии 5.9 keV [1], что заметно лучше разрешения 140–150 eV кремниевых детекторов. Обычно, СТП-детекторы представляют собой две сверхпроводящие пленки (два электрода), разделенные тонким изолирующим барьером. При поглощении кванта излучения происходит разрыв куперовских сверхпроводящих пар, и образуется облако неравновесных квазичастиц, число которых пропорционально поглощенной энергии. Квазичастицы туннелируют через барьер и создают сигнал детектора.

Толщины электродов СТП-детекторов, как правило, невелики и не превышают нескольких десятых микрометра. Вследствие этого рентгеновские кванты поглощаются в обоих электродах с примерно одинаковой вероятностью. Сигналы СТП-детектора возникают при поглощении в обоих случаях. При этом амплитуды сигналов, отвечающие поглощению квантов в разных электродах, всегда различны. В результате в регистрируемых спектрах возникает нежелательное удвоение линий, которое затрудняет практическую работу. В работе [2] была предложена конструкция СТП-детектора с пассивным электродом, в которой благодаря дополнительному подслою из Al обеспечивалось быстрое по-

глощение неравновесных квазичастиц. Поэтому сигналы этого электрода в значительной степени ослаблялись.

В наших работах была предложена оригинальная конструкция СТП-детекторов, в которой использовался дополнительный подслой титана [3]. Нижний электрод, который являлся пассивным, состоял из двух слоев: слой Ti (30 nm) и более толстый слой Nb (100–150 nm). Далее напылялся тонкий слой Al (6 nm), окисление которого обеспечивало создание изолирующего барьера Al_2O_3 . Затем напылялся верхний электрод, который также имел три слоя: слой Al (13 nm), основной поглощающий слой Nb и внешний слой NbN. Общая последовательность слоев описывалась формулой $Ti/Nb/Al,AlO_x/Al/Nb/NbN$.

В конструкции детектора трижды реализована идея Booth [4] об использовании сверхпроводников с различными температурами сверхпроводящего перехода T_c , и, следовательно, с различными щелями Δ для создания энергетических ловушек для неравновесных квазичастиц (см. также [5]). Действительно, Ti имеет существенно меньшую температуру сверхпроводящего перехода ($T_c = 0.4$ K, $\Delta \approx 0.06$ meV), чем Nb ($T_c = 9$ K, $\Delta = 1.4$ meV). Поэтому в нижнем электроде квазичастицы, образуясь при поглощении кванта излучения, должны захватываться в слое Ti, где формируется энергетическая ловушка. В результате они не могут участвовать в туннелировании, и сигналы, отвечающие этим событиям, должны отсутствовать. При поглощении квантов в верхнем электроде квазичастицы захватываются в область Al-слоя, который также имеет более низкую T_c , чем Nb ($T_c(Al) \approx 1.2$ K, $\Delta \approx 0.17$ meV). В этом слу-

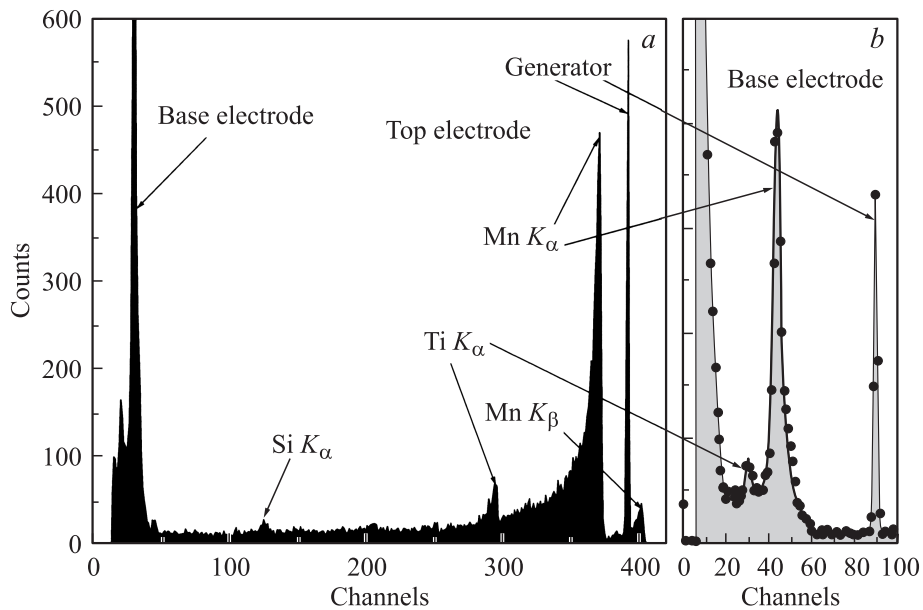


Рис. 1. Амплитудный спектр СТП-детектора Ti/Nb/Al_xAlO_x/Al/Nb/NbN при $V_d = 0.59$ мВ. *a* — полный спектр, *b* — спектр нижнего электрода. Показаны рентгеновские линии Mn, Ti и Si. Образец A37C с площадью электродов $6400 \mu\text{m}^2$, толщины слоев 30/150/4, 2/13/250/30 nm.

чае квазичастицы концентрируются вблизи туннельного барьера, и вероятность их туннелирования возрастает, поэтому возрастает и амплитуда сигнала. Слой NbN в верхнем электроде имеет наибольшую T_c и сверхпроводящую щель ($T_c \approx 12$ К, $\Delta \approx 2$ meV). В результате он действует на квазичастицы как отражающий барьер, тем самым ослабляя процессы гибели квазичастиц на внешней поверхности электрода.

К сожалению, эксперимент показал, что полного подавления сигналов пассивного электрода не наблюдается [3,5], их амплитуда составляет 7–17% амплитуды основного сигнала в зависимости от образца. Безусловно, это является отрицательной особенностью, поскольку эти сигналы загрязняют область малых амплитуд и соответственно затрудняют регистрацию квантов малых энергий. При разработке детекторов данного типа необходимо обеспечить максимальное уменьшение амплитуды данных сигналов, чтобы расширить диапазон регистрируемых энергий. В настоящей работе рассмотрены вопросы образования сигналов пассивного электрода и предложен метод уменьшения их амплитуды. Отметим, что подобные пассивные слои могут быть использованы и в других сверхпроводящих устройствах, когда необходимо быстро поглотить неравновесные квазичастицы.

2. Эксперимент

Образцы туннельных детекторов изготавливались в ИРЭ РАН. Многослойная структура детекторов Ti/Nb/Al_xAlO_x/Al/Nb/NbN напылялась в одной установке без промежуточной разгерметизации. Далее проводилось формирование геометрической формы детекторов,

изготовление токоподводящих дорожек и контактных площадок. На одном чипе располагалось пять СТП-детекторов, имеющих в плане ромбическую форму с отношением диагоналей 2:1 или 4:1 и различающихся площадями электродов: $S = 400, 400, 1600, 6400$ и $2 \cdot 10^4 \mu\text{m}^2$. Нормальное сопротивление туннельного барьера равнялось $R_n S \approx 400 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$. Детекторы имели следующие толщины слоев: слои Ti и NbN — по 30 nm, нижний слой Nb — 100 или 150 nm, окисный слой Al/AlO_x — 4 nm/2 nm, верхний слой Nb — 150, 200 или 250 nm и верхний слой Al — 13 nm. Неточности толщин слоев составляли 5–10% толщины. Ширина сверхпроводящей щели вблизи барьера определялась из вольт-амперных характеристик. Для нижнего электрода щель равнялась $\Delta_{\text{base}} = 1.36$ meV, для верхнего $\Delta_{\text{top}} \approx 0.95$ meV. Ширина щели верхнего электрода определяется эффектом близости в бислое Al–Nb и отличается от значений объемных материалов [6,7]. Детальное описание методики изготовления СТП-детекторов дано в [5,8]. Наилучшее разрешение, около 90 eV на линии 5.9 keV, было получено для детекторов максимальной площади $S = 6400$ и $20\,000 \mu\text{m}^2$.

Испытания детекторов проводились при температуре 1.25 К в гелиевом криостате с откачкой паров гелия. Образцы облучались рентгеновскими квантами K_α и K_β Mn с энергиями 5.9 и 6.4 keV от радиоактивного источника Fe-55 и флуоресцентными квантами K_α и K_β Ti с энергиями 4.5 и 4.9 keV, образующимися в экране из Ti фольги, окружающем источник. Амплитудные спектры регистрировались по традиционной методике с помощью многоканального анализатора. Кроме того, проводилась цифровая запись временной формы сигналов на цифровом осциллографе.

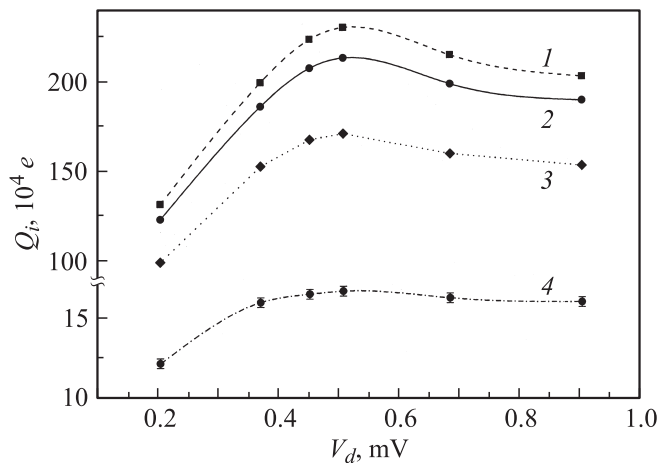


Рис. 2. Амплитуды сигналов СТП-детектора в зависимости от напряжения на детекторе V_d . 1–3 — для верхнего электрода (кванты 6.4 keV MnK_{β} , 5.9 keV MnK_{α} и 4.5 keV TiK_{α} соответственно). Ошибки измерений не превышают размера точек на графике. 4 — для нижнего электрода (кванты 5.9 keV MnK_{α}). Образец А37С.

Типичный амплитудный спектр СТП-детектора площадью $S = 6400 \mu\text{m}^2$ приведен на рис. 1, а. На спектре четко видны линии K_{α} , K_{β} Mn и K_{α} Ti, отвечающие поглощению квантов в верхнем электроде. В спектре также присутствует флуоресцентная линия кремния K_{α} Si, которая возникает при поглощении рентгеновских квантов в кремниевой подложке. В области малых амплитуд в спектре наблюдается пик, отвечающий поглощению квантов в пассивном нижнем электроде. Амплитуды сигналов нижнего электрода меньше сигналов верхнего примерно в 13 раз. Таким образом, полного подавления сигнала пассивного электрода не происходит. На рис. 1, б приведен фрагмент спектра в области малых амплитуд, полученный при большем усилении. В этой части спектра, отвечающей нижнему электроду, также можно выделить линии, соответствующие рентгеновским квантам различных энергий.

На рис. 2 даны зависимости амплитуд сигналов для различных рентгеновских линий от напряжения на детекторе V_d . Напомним, что амплитуда сигнала пропорциональна общему числу протуннелированных квазичастиц. Точки на кривых 1–3 соответствуют поглощению квантов K_{β} , K_{α} Mn и K_{α} Ti в верхнем электроде. Зависимость сигналов от напряжения V_d имеет типичный максимум при напряжении $V_d \approx (\Delta_{\text{base}} - \Delta_{\text{top}})/e$, обусловленный максимумом в скорости туннелирования для электрода с меньшей щелью в асимметричном туннельном переходе [5,6]. Точки на кривой 4 соответствуют сигналам нижнего электрода при поглощении квантов K_{α} Mn. Из рисунка видно, что амплитуды сигналов для нижнего и верхнего электродов имеют близкие зависимости от напряжения V_d . Однако полное подобие кривых отсутствует (см. также рис. 4).

На рис. 3 приведены зависимости амплитуды сигналов от энергии поглощенных квантов. Сигналы верхнего электрода обозначаются Q_{top} , сигналы нижнего электрода — Q_{base} . Кривые 1–3 соответствуют данным для верхнего электрода. Они демонстрируют нелинейность отклика детектора от энергии и характеризуются отрицательной кривизной. Такое поведение обусловлено собственной рекомбинацией неравновесных квазичастиц в верхнем электроде и было рассмотрено в работе [5]. Кривая 4 на рис. 3 соответствует данным для нижнего электрода, полученным при напряжении $V_d = 0.59 \text{ mV}$, соответствующем области наилучшего разрешения. Для более точного определения положений линий K_{α} , K_{β} Mn

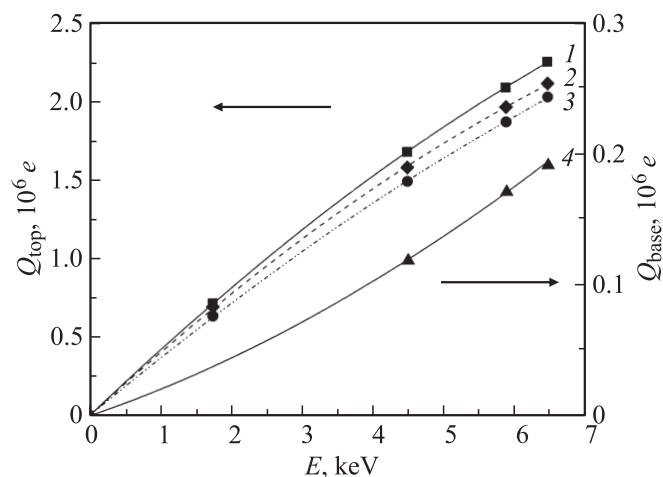


Рис. 3. Зависимости амплитуды сигналов от энергии квантов. 1–3 — для верхнего электрода ($V_d = 0.59, 0.46$ и 0.74 mV соответственно), 4 — для нижнего электрода ($V_d = 0.59 \text{ mV}$). Образец А37С.

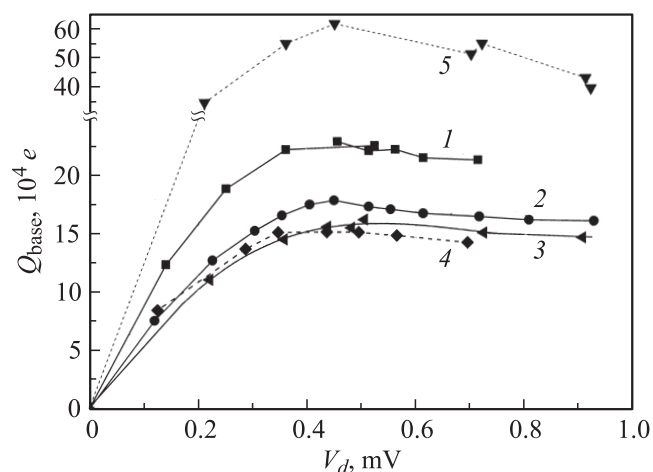


Рис. 4. Амплитуда сигналов пассивных электродов из Nb–Ti (1–4) и Nb–Al [20] (5) в СТП-детекторах в зависимости от напряжения V_d для образцов с различной толщиной электродов. d_b , d_t и $d_{Al(2)}$, nm: 1 — 130, 193 и 13; 2 — 180, 243 и 13; 3 — 180, 293 и 13; 4 — 180, 243 и 12; 5 — 90, 145 и 15.

и K_α Ti проводилось описание спектра методом наименьших квадратов. Ошибки измерений $\Delta Q_i \approx 3 \cdot 10^3 e$ не превышают размера точек на рис. 3 и 4. Из рис. 3 видно, что сигналы, отвечающие поглощению в нижнем электроде, также нелинейно зависят от энергии квантов, однако в этом случае зависимость имеет положительную кривизну.

3. Анализ экспериментальных данных

При анализе данных будут рассмотрены два основных механизма: а) многократное туннелирование квазичастиц с учетом конкуренции электронного и дырочного каналов; б) фононный обмен, сопровождающий рекомбинацию неравновесных квазичастиц. Все данные будут рассматриваться как для сигналов нижнего пассивного электрода, так и для сигналов верхнего основного электрода.

3.1. Многократное туннелирование квазичастиц. В простой теории СТП-детекторов поведение неравновесных квазичастиц в электродах детектора характеризуется двумя константами: скоростью туннелирования γ_T и скоростью потерь L . Эти константы определяются для обоих электродов. С учетом эффектов многократного туннелирования выражение для сигнала (собираемого заряда Q) имеет вид [9,10]

$$Q_1 = eN_0 \frac{1}{(1 - P_1 P_2)} (k_1 P_1 + k_2 P_1 P_2), \quad (1)$$

где индексом 1 обозначен электрод, в котором произошло поглощение кванта, e — заряд электрона, N_0 — начальное число квазичастиц, образовавшихся при поглощении кванта излучения с энергией E , $N_0 = \frac{E}{\Gamma \cdot 7\Delta_1}$, P_1 и P_2 — вероятности туннелирования квазичастиц из первого и второго электродов

$$P_1 = \frac{\gamma_{T1}}{\gamma_{T1} + L_1} \quad \text{и} \quad P_2 = \frac{\gamma_{T2}}{\gamma_{T2} + L_2}. \quad (2)$$

Туннелирование квазичастиц идет по двум каналам: электронному и дырочному, дающим вклады различных знаков в собираемый заряд. Коэффициенты k_1 и k_2 определяют долю переноса заряда относительно общего переноса квазичастиц для каждого электрода. В асимметричном туннельном переходе ($\Delta_{\text{top}} < \Delta_{\text{base}}$) при напряжениях вблизи разности щелей $V_d \approx (\Delta_{\text{base}} - \Delta_{\text{top}})/e$ коэффициенты k_i имеют разные знаки $k_{\text{base}} \approx -0.6$ и $k_{\text{top}} \approx 1$; при больших напряжениях $V_d \gg (\Delta_{\text{base}} - \Delta_{\text{top}})/e$ коэффициенты k стремятся к единице, $k_{\text{base}} = k_{\text{top}} = 1$.

Скорости туннелирования γ_T также зависят от приложенного напряжения V_d [6]. В частности, скорости туннелирования γ_T имеют максимум при V_d вблизи разности щелей. При больших напряжениях $V_d \gg (\Delta_{\text{base}} - \Delta_{\text{top}})/e$ скорости туннелирования выходят на насыщение. Для

однородных электродов имеем [11]

$$\gamma_T = \frac{1}{4e^2 N_F(0)} \frac{1}{R_n S d} = \frac{1}{0.0203 \cdot R_n S d}, \quad (3)$$

где $N_F(0)$ — плотность электронных состояний на поверхности Ферми для одного направления спина, R_n — нормальное сопротивление туннельного перехода, S — его площадь, d — толщина электрода. Численное значение коэффициента дано для туннельных переходов на основе Nb, использованы следующие размерности: γ_T — μs^{-1} , R_n — Ω , S — μm^2 , d — μm .

Для расчета скоростей туннелирования и потерь квазичастиц в многослойных электродах должна быть использована теория близости. Мы будем следовать работам [6,7], в которой теория близости была развита для сверхпроводников, находящихся в „грязном“ пределе. Наши детекторы соответствуют этому случаю, поскольку имеют мелкокристаллическую структуру с размером кристаллитов около 10 nm. Длина свободного пробега квазичастиц l_f также принималась равной 10 nm.

К сожалению, нам неизвестны какие-либо расчеты или экспериментальные данные относительно эффекта близости в бислоях Nb–Ti. Основные публикации посвящены слоям Nb–Al. Кроме того, в литературе существует заметный разброс значений физических величин, характеризующих металлический α -титан, в частности для плотности состояний на поверхности Ферми N_F и фермиевской скорости электронов v_F . Для Ti также отсутствует расчет константы электрон-фононного взаимодействия τ_0 [12], которая задает масштаб скорости релаксации $\gamma_{\text{Тар}}$. В связи с этим, не прибегая к точным расчетам, проведем ряд оценок.

3.2. Скорость туннелирования. При оценке скорости туннелирования воспользуемся формулой (3). Для нижнего электрода в качестве толщины d следует брать полную толщину электрода: $d_b = d_b(\text{Nb}) + d_b(\text{Ti})$. Из (3) получим, что скорость туннелирования равна $\gamma_{T\text{-base}} \approx 0.7 \mu\text{s}^{-1}$. Здесь важно отметить, что пассивный электрод, так же как и основной, имеет конечную (ненулевую) скорость туннелирования. Подавление вклада этого электрода в сигнал определяется скоростью потерь.

При расчете туннелирования из верхнего электрода $\gamma_{T\text{-top}}$ следует учесть образование энергетической ловушки вблизи туннельного барьера. Область, в которой происходит концентрация избыточных квазичастиц, согласно теории близости, примерно равна

$$d_{\text{ef}} \approx d_0 + 3\xi, \quad (4)$$

где d_0 — толщина слоя алюминия, ξ — длина когерентности для слоя Nb. В нашем случае $d_0 = 13 \text{ nm}$ и $\xi(\text{Nb}) = \sqrt{\xi_0(\text{Nb}) \cdot l_f / 3} = 11 \text{ nm}$. В результате $d_{\text{ef-top}} \approx 46 \text{ nm}$. Соответственно скорость туннелирования для верхнего электрода равна $\gamma_{T\text{-top}} \approx 2.7 \mu\text{s}^{-1}$.

3.3. Скорости потерь L_i . Теперь рассмотрим скорости потерь L_i . Для нижнего (пассивного) заряда

основной канал потерь — это захват квазичастиц в ловушку в области Ti-слоя. Для подавления сигнала детектора необходимо, чтобы скорость потерь была много больше скорости туннелирования. Точные расчеты скорости потерь на основе теории близости находятся вне рамок настоящей работы. Поэтому проведем ряд оценок. Во-первых, рассмотрим размер переходных областей на границе Ti–Nb, которые определяются длинами когерентности в соответствующих слоях. Длина когерентности чистого Nb — $\xi_0(\text{Nb}) = 38 \text{ nm}$, длина когерентности Ti — $\xi_0(\text{Ti}) = 115 \text{ nm}$ [13]. В наших образцах с учетом длины свободного пробега $l_f \approx 10 \text{ nm}$ длина когерентности в Nb-слое равна $\xi(\text{Nb}) = 11 \text{ nm}$ и эффективная длина когерентности в слое Ti равна

$$\xi^*(\text{Ti}) = \sqrt{\xi_0(\text{Ti}) \cdot l_f / 3} \sqrt{\frac{T_c(\text{Ti})}{T_c(\text{Nb})}} = 4 \text{ nm} [6].$$

Таким образом, переходные области существенно меньше толщин слоев и Nb, и Ti: для Nb-слоя $d_{\text{Nb}}/\xi(\text{Nb}) \approx 10$ и для слоя Ti $d_{\text{Ti}}/\xi^*(\text{Ti}) = 7.5$. С точки зрения теории близости это означает, что слои Nb и Ti являются „толстыми“, и параметры порядка в них близки к значениям объемных материалов $\Delta_{\text{Nb}} \approx 1.35 \text{ meV}$ и $\Delta_{\text{Ti}} \approx 0.06 \text{ meV}$. Соответственно глубина Ti-ловушки оценивается как $E_{\text{Trap}}(\text{Ti}) \approx \Delta_{\text{Nb}} - \Delta_{\text{Ti}} \approx 1.3 \text{ meV}$.

Во-вторых, согласно теории [6], захват квазичастиц в энергетическую ловушку происходит как в слое-ловушке (в Ti), так и в прилегающем слое Nb толщиной порядка $3\xi(\text{Nb})$. Расчеты для электродов Nb–Al показывают, что основной вклад в скорость релаксации дают именно слои Nb. Можно предположить, что данная ситуация сохраняется и в электродах Nb–Ti, поскольку Nb имеет максимальную константу электрон-фононного взаимодействия, $\tau_0(\text{Nb}) = 0.15 \text{ ns}$ [12].

Скорость захвата в ловушку γ_{Trap} , обусловленная релаксацией в Nb-слое, можно оценить, следуя работам [6,14,15]. В расчетах были использованы следующие значения фермиевских скоростей: $v_{\text{F}}(\text{Nb}) = 5.7 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ [16] и $v_{\text{F}}(\text{Ti}) = 0.52 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ [17]. Электрические свойства материалов характеризовались константами: для Nb $\rho(\text{Nb})l_f(\text{Nb}) = 3.75 \cdot 10^{-6} \mu\Omega \cdot \text{cm}^2$ [16] и для Ti $\rho(\text{Ti})l_f(\text{Ti}) = 11.25 \cdot 10^{-6} \mu\Omega \cdot \text{cm}^2$ [18], где ρ — удельное сопротивление. В результате было получено следующее значение для скорости захвата квазичастиц в Ti-ловушку: $\gamma_{\text{Trap}} \approx 0.5 \text{ ns}^{-1}$. Вероятность туннелирования P_b по формуле (2) равнялась $P_b \approx 0.002$. Таким образом, вероятность туннелирования из нижнего электрода P_b , достаточно мала.

Перейдем к верхнему электроду. Здесь гибель неравновесных квазичастиц идет за счет собственной рекомбинации и гибели в дефектных областях электрода [5]. Вероятность туннелирования P_t можно оценить из параметра начального наклона α_{ini} , полученного при анализе отклика детектора в зависимости от энергии кванта [19]

$$P_t \approx \alpha_{\text{ini}}(1.7\Delta_{\text{top}}). \quad (5)$$

Здесь мы полностью пренебрегаем малым вкладом нижнего электрода. Используя экспериментальное значение $\alpha_{\text{ini}} \approx 40 \cdot 10^4 \text{ e/keV}$, получим $P_t \approx 0.65$. Таким образом, свойства электродов существенно различаются, верхний электрод имеет $P_t \approx 0.65$ и нижний электрод $P_b \approx 0.002$. Соответственно амплитуды сигналов, согласно (1), должны быть $Q_{\text{base}} \approx 6 \cdot 10^3 e$ и $Q_{\text{top}} \approx 2.4 \cdot 10^6 e$, т.е. сигнал нижнего электрода должен составлять примерно 0.25% от сигнала верхнего электрода. Однако эксперимент дает для нижнего электрода на порядок большие амплитуды: $Q_{\text{base}}(\text{exp}) \approx (14-22) \cdot 10^4 e$.

Дополнительная информация может быть получена из анализа временной формы сигналов детектора. В частности, в модели многократного туннелирования сигналы нижнего электрода при напряжениях $V_d \leq (\Delta_{\text{base}} - \Delta_{\text{top}})/e$ должна иметь биполярный вид вследствие отрицательной скорости туннелирования заряда ($k_{\text{base}} < 0$) [9]. Однако эксперимент показал, что биполярные сигналы не наблюдаются. Во всем диапазоне напряжений (от 0 до $\approx 1 \text{ mV}$) сигналы имели обычную полярность и были подобны сигналам верхнего электрода. Таким образом, механизм многократного туннелирования недостаточен для объяснения амплитуды и формы сигналов нижнего электрода. Отметим также, что механизм многократного туннелирования не может приводить к нелинейности отклика детектора от энергии кванта.

3.4. Механизм фононного обмена. Существенный вклад в сигнал нижнего электрода может дать механизм фононного обмена. Квазичастицы, возникающие при поглощении кванта излучения, имеют высокую плотность, что приводит к их рекомбинации. Рекомбинация сопровождается испусканием 2Δ -фононов, основная доля которых вновь поглощается в том же электроде с разрушением куперовских пар и рождением новых квазичастиц. Часть 2Δ -фононов уходит из электрода в подложку или в противоположный электрод. Поглощение 2Δ -фононов в противоположном электроде создает избыточные квазичастицы, туннелирование которых дает дополнительный вклад в сигнал

$$\Delta Q_{\text{base-R}} \approx eN_0^b \alpha R_b P_t, \quad (6)$$

где R_b — доля квазичастиц, которые вследствие рекомбинации и выхода 2Δ - покидают нижний электрод, α — доля 2Δ -фононов, которые поглощаются в верхнем электроде.

С учетом фононного обмена формула для сигнала пассивного электрода имеет вид

$$Q_{\text{base}} = eN_0^b \frac{P_b(1 - R_b) + P_t R_b \alpha + P_b P_t (1 - R_b + R_b \alpha)}{(1 - P_t P_b)}. \quad (7)$$

В выражении (7) $k_{\text{base}} = k_{\text{top}} = 1$.

Из выражения (7) следует, что даже в случае очень малого туннельного вклада ($P_b \rightarrow 0$) сигналы пассивного электрода могут иметь заметную амплитуду благода-

ря фоновому обмену (второе слагаемое в числителе). Поскольку фоновый вклад обусловлен собственной рекомбинацией квазичастиц, он квадратично зависит от начального числа квазичастиц N_0 , т. е. от энергии поглощения кванта. В отличие от сигнала верхнего электрода, где рекомбинация приводит к уменьшению сигнала (кривые 1–3 на рис. 3), рекомбинация в нижнем электроде увеличивает результирующий сигнал. В результате зависимость сигнала нижнего электрода Q_{base} от энергии имеет положительную кривизну (кривая 4 на рис. 3). Таким образом, экспериментальные данные свидетельствуют о том, что фоновый обмен дает существенный вклад в сигнал пассивного электрода. К сожалению, точность текущего эксперимента и отсутствие точных расчетов скорости захвата квазичастиц в ловушку $\gamma_{\text{Трап}}$ для бислоев Nb–Ti не позволяют надежно разделить вклады этих двух механизмов.

Существует еще один механизм, который может приводить к усилению сигнала пассивного электрода [20]. Согласно теории эффекта близости [6,7], в многослойных структурах сверхпроводящая щель Δ_g и соответственно граница квазичастичных состояний одинаковы для всех слоев. Следовательно, в Nb вблизи туннельного барьера существуют квазичастичные состояния при малых энергиях, соответствующих энергиям в Ti-ловушке. Плотность этих состояний экспоненциально мала. Тем не менее неравновесные квазичастицы имеют некоторую вероятность для туннелирования с этих уровней.

Для реализации этого механизма необходимо выполнение двух условий. Во-первых, плотность состояний с малыми энергиями вблизи Δ_g не должна быть предельно малой. Соответственно толщина слоя Nb должна иметь величину порядка длины когерентности ξ_{Nb} , $d_{\text{Nb}} \cong \xi_{\text{Nb}}$. И во-вторых, время жизни квазичастиц должно быть сравнимо со временем туннелирования. Оба эти условия не выполняются применительно к исследованным образцам: толщина слоя Nb превышает длину когерентности на порядок, а время жизни квазичастиц очень коротко, поскольку определяется тепловой рекомбинацией, которая в условиях малой щели Δ_g идет достаточно интенсивно. В результате данный механизм не может дать заметный вклад в сигналы исследованных детекторов.

4. Рекомендации по подавлению сигнала пассивного электрода

Каковы рекомендации по уменьшению сигнала пассивного электрода? Туннельный вклад определяется скоростью захвата квазичастиц в ловушку $\gamma_{\text{Трап}}$, которая зависит от выбранных материалов электрода и от глубины ловушки. Существенным является обеспечение максимальной глубины ловушки, что дает максимальную скорость $\gamma_{\text{Трап}}$. Эти условия выполняются при $d_{\text{Nb}} \gg \xi(\text{Nb})$ и $d_{\text{Ti}} > \xi^*(\text{Ti})$. Дальнейшее увеличение толщин слоев слабо влияет на сигнал пассивного электрода. Действительно, скорость туннелирования квазичастиц γ_{T} и

скорость захвата в ловушку $\gamma_{\text{Трап}}$ обратно пропорциональны толщине электрода, поэтому вероятность P_b практически не зависит от толщины d_b .

Для ослабления основного вклада фоновой обмена следует ослабить собственную рекомбинацию квазичастиц. Рекомбинационные потери даются следующим выражением [19]:

$$\Delta N_R \approx N_0^2 \frac{\frac{\eta}{4} \left(\frac{l_{2\Delta}}{d_b} \right)}{1 + \frac{\eta}{4} \left(\frac{l_{2\Delta}}{d_b} \right)} \frac{R}{2\pi d_b D_b} \ln \left(\frac{\Lambda_b}{1.89 a_0} \right), \quad (8)$$

где R — коэффициент рекомбинации, η — коэффициент прохождения 2Δ -фононов из нижнего электрода в верхний, $l_{2\Delta}$ — длина пробега 2Δ -фононов, D_b — коэффициент диффузии квазичастиц, Λ_b — длина диффузии в нижнем электроде, a_0 — радиус начального распределения квазичастиц.

Рекомбинационные потери ΔN_R обратно пропорциональны квадрату толщины d_b . Поэтому наиболее простой способ уменьшения $\Delta Q_{\text{base-R}}$ — это увеличение толщины электрода d_b .

На рис. 4 приведены амплитуды сигналов пассивного электрода в зависимости от напряжения V_d для образцов, различающихся толщинами верхнего и нижнего электродов. Данные на кривых 1–4 отвечают (Nb/Ti)-детекторам: кривая 1 соответствует образцу с $d_b(\text{Ti/Ni}) = 30/100 \text{ nm}$ и $d_t = 193 \text{ nm}$; кривые 2–4 соответствуют образцам с большей толщиной нижнего электрода: $d_b(\text{Ti/Ni}) = 30/150 \text{ nm}$ и $d_t \approx 243 \text{ nm}$ (кривые 2 и 4) и $d_b(\text{Ti/Ni}) = 30/150 \text{ nm}$ и $d_t = 293 \text{ nm}$ (кривая 3). Из рис. 4 видно, что увеличение толщины нижнего электрода при постоянной толщине пассивного Ti-слоя (30 nm) ведет к уменьшению амплитуды сигнала нижнего электрода. В то же время толщина верхнего электрода не оказывает заметного влияния на сигнал Q_{base} . Небольшие различия между кривыми 2, 3 и 4, которые находятся за пределами ошибок измерений, могут быть связаны с небольшими изменениями вероятности туннелирования $\gamma_{\text{T-top}}$, обусловленными различием толщин слоев Al(2) и Nb(2).

Кривая 5 на рис. 4 представляет данные, полученные для аналогичных детекторов с пассивным электродом Nb–Al [20]. Детекторы имели стандартный верхний электрод Al/Nb/NbN (толщины слоев 15/100/30 nm) и более тонкий нижний электрод ($d_b(\text{Al/Nb}) = 40/50 \text{ nm}$). Как указывалось в разделе 3, свойства пассивных электродов Al/Nb и Ti/Nb близки, поэтому привлечение дополнительных данных с бислоем Al/Nb представляется вполне оправданным. Из рис. 4 видно, что уменьшение толщины слоя Nb(1) до 50 nm увеличивает амплитуду сигналов нижнего электрода более чем в 2 раза (рис. 4, кривая 5).

Таким образом, совокупность экспериментальных данных указывает на то, что толщина пассивного электрода является одним из основных факторов, определяющих амплитуду сигнала. Для уменьшения сигналов

пассивного электрода следует увеличивать его толщину. В (Nb/Ti)-образцах доминирующий вклад в сигнал дает фонный механизм. Для образцов с более тонким нижним электродом (образцы Nb/Al) наряду с фонным механизмом нельзя исключить механизм туннелирования квазичастиц из области ловушки. Увеличение толщины электрода подавляет сигнал и в случае этого механизма.

5. Заключение

Сигналы СТП-детекторов с пассивным электродом на основе бислоя Nb–Ti изучены в зависимости от напряжения на детекторе V_d , энергии поглощенного кванта и толщин нижнего и верхнего электродов. Сигналы, отвечающие поглощению квантов в верхнем основном электроде, имеют энергетическое разрешение около 90 eV на линии 5.9 keV. Сигналы пассивного нижнего электрода имеют остаточную амплитуду на уровне 10% от основного сигнала, что затрудняет регистрацию квантов малых энергий. Анализ полученных данных и возможных механизмов образования сигналов пассивного электрода показывает, что основной вклад в сигнал дает фонный обмен между электродами, обусловленный рекомбинацией неравновесных квазичастиц. Увеличение толщины пассивного электрода является эффективным методом ослабления данных сигналов.

Список литературы

- [1] S. Friedrich. *J. Low Temp. Phys.* **151**, 277 (2008).
- [2] O.J. Luiten, M.L. Van den Berg, J. Gomez Rivas, M.P. Bruijn, F.B. Kiewiet, P.A.J. de Korte. *Proc. of 7th Int. Workshop on low temperature detectors / Ed. S. Cooper. Munich, Germany (1997)*. P. 25.
- [3] M.G. Kozin, I.L. Romashkina, S.A. Sergeev, L.V. Nefedov, V.A. Andrianov, V.N. Naumkin, V.P. Koshelets, L.V. Filippenko. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **520**, 250 (2004).
- [4] N.E. Booth. *Appl. Phys. Lett.* **50**, 293 (1987).
- [5] В.А. Андрианов, В.П. Горьков, В.П. Кошелец, Л.В. Филиппенко. *ФТП* **41**, 221 (2007).
- [6] A.A. Golubov, E.P. Houwman, J.G. Gijsbertsen, J. Flokstra, H. Rogalla, J.B. le Grand, P.A.J. de Korte. *Phys. Rev. B* **49**, 12 953 (1994).
- [7] A.A. Golubov, E.P. Houwman, J.G. Gijsbertsen, V.M. Krasnov, J. Flokstra, H. Rogalla, M.Y. Kupriyanov. *Phys. Rev. B* **51**, 1073 (1995).
- [8] Л.В. Филиппенко. Автореф. канд. дис. ИРЭ РАН, М. (2009). 26 с.
- [9] В.А. Андрианов, В.П. Горьков, М.Г. Козин, И.Л. Ромашкина, С.А. Сергеев, В.С. Шпингель, П.Н. Дмитриев, В.П. Кошелец. *ФТТ* **41**, 1168 (1999).
- [10] V.V. Samedov, V.A. Andrianov. *AIP Conf. Proc.* **605**, 47 (2002).
- [11] N. Booth, D.J. Goldie. *Supercond. Sci. Technol.* **9**, 493 (1996).
- [12] S.B. Kaplan, C.C. Chi, D.N. Landberg, J.J. Chang, S. Jafarey, D.J. Scalapino. *Phys. Rev. B* **14**, 4854 (1976).

- [13] L. Shumei, Zh. Dianlin, J. Xiunian, L. Li, L. Shanlin, K. Ning, W. Xiaosong, J.J. Lin. *Phys. Rev. B* **62**, 8695 (2000).
- [14] G. Brammertz, A. Poelaert, A.A. Golubov, P. Verhoeve, A. Peacock, H. Rogalla. *J. Appl. Phys.* **90**, 355 (2001).
- [15] G. Brammertz, A.A. Golubov, P. Verhoeve, R. den Hartog, A. Peacock, H. Rogalla. *Appl. Phys. Lett.* **80**, 2955 (2002).
- [16] H.W. Weber, E. Seidl, C. Laa, E. Schachinger, M. Prohammer, A. Junod, D. Eckert. *Phys. Rev. B* **44**, 7585 (1991).
- [17] Zh. Dianlin, L. Shumei, J. Xiunian, L. Jianlin, X.-G. Zhangz, W. Ruju, K. Ning, Ch. Zhaola, L. Li, J.J. Linx. *Int. J. Mod. Phys. B* **19**, 3869 (2005).
- [18] B.A. Sanborn, P.B. Allen, D.A. Papaconstantopoulos. *Phys. Rev. B* **40**, 6037 (1989).
- [19] V.A. Andrianov, L.V. Filippenko, V.P. Gorkov, V.P. Koshelets. *J. Low Temp. Phys.* **151**, 1049 (2008).
- [20] V.A. Andrianov, M.G. Kozin, P.N. Dmitriev, V.P. Koshelets, I.L. Romashkina, S.A. Sergeev. *AIP. Conf. Proc.* **605**, 161 (2002).