

КОМП'ЮТЕРНІ ЗАСОБИ, МЕРЕЖІ ТА СИСТЕМИ

*M.M. Budnyk, T.S. Lebyedeva,
P.B. Shpylovyi, G.V. Yakopov*

INFLUENCE OF PROXIMITY EFFECT ON THE PROPERTIES OF SUPERCONDUCTIVE TUNNEL JUNCTIONS

Developing of radiation detectors based on superconductive tunnel junction (STJ) it is important to take into account limiting device parameters factors as proximity effect, particularly. In the case of STJ Nb/Al_xO_y-Al/Nb the effect is related to Al layers at the interfaces of tunnel junction. The work is devoted to influence of proximity effect on signal properties of radiation detectors. The possibility of optical detector calibration using dataes accumulating is described too.

При разработке детекторов излучений на основе сверхпроводящих туннельных переходов (СТП) важно учитывать факторы, ограничивающие параметры устройств, в частности, эффект близости. В случае СТП Nb/Al_xO_y-Al/Nb он связан со слоями Al на границах туннельного барьера. В данной работе рассмотрено влияние эффекта близости на сигнальные свойства детектора излучений, а также возможность калибровки оптического сенсора на основе СТП при температуре 4,2 К при помощи методики накопления данных.

© Н.Н. Будник, Т.С. Лебедева,
П.Б. Шпилевой, Г.В. Якопов,
2006

УДК 583.945

Н.Н. БУДНИК, Т.С. ЛЕБЕДЕВА,
П.Б. ШПИЛЕВОЙ, Г.В. ЯКОПОВ

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА БЛИЗОСТИ НА СВОЙСТВА СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ТУННЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ

Введение. При расчете как сигнальных, так и шумовых свойств сверхпроводящих туннельных переходов (СТП) на основе туннельных структур Nb/Al-Al_xO_y-Al/Nb необходимо учитывать основной фактор влияния подслоя Al на свойства Nb электродов – так называемый эффект близости (ЭБ), что значительно усложняет расчет. При расчете сигнальных свойств необходимо учитывать потери квазичастиц на генерацию фононов при прохождении границы Nb-Al, а также на рекомбинацию и захват квазичастиц ловушками в самом Al. Эффект близости приводит к деградации основного параметра сверхпроводящих пленок – критической температуры T_c до некоторого эффективного значения T_{эф}. Уменьшение критической температуры, соответственно, приводит к уменьшению энергетической щели Δ и критического тока [1]. Очевидно, что для детекторов излучений на основе СТП ЭБ не является однозначно негативным. Основные факторы влияния ЭБ на свойства СТП и их характер систематизированы в таблице. Из таблицы видно, что из четырех основных факторов влияния два ухудшают свойства сенсоров, а два улучшают. Далее покажем, что понижение плотности возбуждений и увеличение квантового выхода практически компенсируют друг друга, а основным негативным фактором есть увеличение тока утечки.

1. Понижение критической температуры в системе ниобий-алюминий

Как известно [1], критическая температура (КТ) T_{ef} сверхпроводящей пленки, находя-

щейся в контакте с нормальным металлом, уменьшается по сравнению с таковой для изолированного сверхпроводника T_C .

ТАБЛИЦА. Основные факторы, характеризующие влияние эффекта близости на свойства СТП

Результат наличия эффекта близости	Факторы влияния на свойства СТП	Характер влияния	Причина
Понижение энергетической щели	Понижение плотности возбужденных	Негативный на сигнальные свойства	Уменьшает количество квазичастиц, порожденных одним фотоном
	Увеличение квантового выхода	Позитивный на сигнальные свойства	Увеличивает количество квазичастиц, порожденных одним фотоном
	Увеличение тока утечки	Негативный на шумовые свойства	Увеличивает дробовой шум
Понижение критического тока	Уменьшение тока куперовских пар	Позитивный на сигнальные и на шумовые свойства	Уменьшает шунтирование полезного сигнала и уровень внешних магнитных помех

Такая ситуация возникает в СТП на базе ниобия и алюминия в диапазоне температур $T_{CaI} < T < T_{CNb}$, где $T_{CaI} = 1,18$ К и $T_{CNb} = 9,25$ К – соответственно критические температуры алюминия и ниобия. Экспериментальные результаты, приведенные в [1], показывают, что для толщин сверхпроводящих пленок, много больших длины когерентности, уменьшение T_{ef} с увеличением толщины нормальной пленки d_N выходит на насыщение при некоторой толщине нормальной пленки большей толщины сверхпроводящей ($d_N > d_S$). Данное значение d_N называют длиной когерентности нормального металла ξ_n . Это предел *сильного* ЭБ, когда КТ сверхпроводника уже не зависит от параметров нормального металла.

Значение температуры, при которой наступает насыщение, зависит от отношения d_S / ξ_S , и стремится к нулю при стремлении к нулю толщины сверхпроводящей пленки. Для оценки влияния ЭБ (алюминий в данном диапазоне температур является нормальным металлом) в этом случае можно записать зависимость T_{ef} от d_S как простое линейное приближение, не включающее величины, характеризующие нормальный металл:

$$T_{ef} = [d_S / (d_S + \xi_S)] T_C, \quad \text{при } T > T_{CaI}. \quad (1)$$

Согласно линейной асимптотике (1), условие $T_{ef} = 0$ может иметь место только при нулевой толщине сверхпроводника $d_S = 0$, ЭБ не может полностью подавить сверхпроводимость, т.е. $T_{ef} \neq 0$.

При толщине ниобия $d_S = 100$ нм и $\xi_{Nb} = 20$ нм (случай *толстого* сверхпроводника $d_{Nb} / \xi_{Nb} = 5$), при $T_{CNb} = 9,25$ К из (1) получим оценку $T_{ef} = 7,71$ К.

Сравнение с экспериментальными данными по системе Nb-Al, где при толщинах $d_{Al} = 45$ нм, $d_{Nb} = 100$ нм КТ оказалась равной 7,95 К [2]. Это показывает, что рассчитанное по уравнению (1) значение T_{ef} занижено. Расхождение в 0,24 К между экспериментом [2] и значением T_{ef} , полученным из (1), невелико, однако оно необоснованно ухудшает прогнозируемые свойства приборов на основе системы Nb-Al в диапазоне температур $T < T_{CAI}$. При этом прогнозируемое ухудшение может быть достаточно большим, так как большинство свойств СТП очень зависят от температуры.

Эксперименты [1, 2] показывают, что и для *тонких* сверхпроводников линейная аппроксимация не соответствует действительности. КТ уменьшается нелинейно и полное подавление сверхпроводимости имеет место уже при вполне конечных толщинах сверхпроводника.

Формула (1) предполагает, что алюминий находится в нормальном состоянии. Однако из-за эффекта близости в алюминии на расстоянии порядка длины когерентности $\xi_{Al} = 149$ нм происходит «наведение» сверхпроводимости, и влияние слоя алюминия на T_{ef} ниобия уменьшается. Добавим в выражение (1) член, увеличивающий КТ ниобия в форме, аналогичной для первого члена:

$$T_{ef} = [d_{Nb}/(d_{Nb} + \xi_{Nb})] T_{CNb} + [d_{Al}/(d_{Al} + \xi_{Al})] T_{CAI} \quad \text{при } T < T_{CAI}. \quad (2)$$

Расчет по (2) дает при $d_{Al} = 45$ нм, $d_{Nb} = 100$ нм величину $T_{ef} = 7,98$ К, близкую к экспериментальному значению $T_{ef} = 7,95$ К [2]. Причина такого точного совпадения в том, что толщина ниобия примерно в 5 раз больше его длины когерентности ($\xi_{Nb} = 20$ нм) и в 2 раза – толщины алюминия, а толщина алюминия в 3 раза меньше его длины когерентности ($\xi_{Al} = 149$ нм). Это предел *толстого* сверхпроводника ($d_{Nb}/\xi_{Nb} = 5$) с более высокой КТ ($T_{CNb} = 9,25$ К) и *тонкого* сверхпроводника ($d_{Al}/\xi_{Al} = 1/3$) с более низкой КТ ($T_{CAI} = 1,18$ К), что в сумме приводит к *слабому* ЭБ. Таким образом, предложенная формула (2) дает адекватную оценку эффективной КТ в случае слабого ЭБ.

Сравнение оценки (2) с результатами точных расчетов, согласно теоретической модели на основе микроскопической теории сверхпроводимости ([2, табл.2]), показывает, что предложенная простая модель (2) соответствует параметрам γ_B и γ_M точной численной модели [2], при которых КТ лежит в диапазоне (7,77÷8,14) К, что соответствует значению $7,955 \pm 0,185$ К.

Таким образом, наша линейная оценка (2) лежит в пределах точности модели [2] и пригодна для расчета T_{ef} структур Nb-Al для слабого ЭБ.

2. Понижение энергетической щели

Из теории БКШ известно, что величина щели сверхпроводника практически не изменяется при значениях температуры $T \leq T_c/2$. При температуре жидкого гелия и ниже ($T \leq 4,2$ К) это выполняется для структур Nb-Al с $T_{ef} = 8,4$ К, у которых при $d_{Nb} = 100$ нм толщина алюминия не превышает $d_{Al} = 45$ нм, тогда как в реальных СТП для детекторов излучений толщина алюминия значительно меньше. Следовательно, в выражении для энергетической щели [3]

$$\Delta(T) = \Delta(0) (1 - T/T_c)^{1/2}, \quad (3)$$

где $\Delta(0)$ – величина щели при $T = 0$, и, согласно [1], $2\Delta(0) = 3,52 \cdot K_b T_C$, где K_b – константа Больцмана, вторым членом можно пренебречь. Учет ЭБ, согласно [3], приводит к замене T_C на T_{ef} в зависимости $\Delta(0)$ от T_C .

Уточним коэффициент $2\Delta(0)$, который на самом деле не является фундаментальным, а зависит от материала [1]. Для пленочного Nb щелевое напряжение $V_g = 1,6\Delta_{Nb}/e$, где e – заряд электрона. Таким образом, $V_g = 2,4$ мВ. С другой стороны,

$$eV_g(T_C) = 1,6 \cdot 3,52 \cdot K_b T_C = 3,01 K_b T_C. \quad (4)$$

Тогда для ниобия, граничащего с алюминием, с учетом ЭБ

$$\Delta_{Nb}(T_{ef}) = 1,505 K_b T_{ef} \approx 1,51 K_b T_{ef}. \quad (5)$$

Точное вычисление числового коэффициента в (5) нужно для последующих расчетов, ибо влияние тока утечки сильно зависит от величины щели. Теперь после установления степени деградации КТ ниобия под влиянием подслоя из алюминия (2) и ее связи с величиной энергетической щели пленочного ниобия, можно перейти к анализу сигнальных и шумовых свойств СТП.

3. Влияние эффекта близости на сигнальные свойства

Полезным сигналом на выходе СТП является изменение туннельного тока под воздействием излучения, наблюдаемое при напряжении ниже щели. В общем случае оно представляет собой интеграл по пространству и времени от потока квазичастиц $\eta_{кч}$, порожденных потоком фотонов η_ϕ :

$$N_{кч} = \int_{-\infty}^t dt \int_0^z dz \eta_{кч}(x, t, \Delta). \quad (6)$$

Из формулы (6) следует, что поток порожденных квазичастиц также зависит от величины энергетической щели, так как он пропорционален плотности возбуждений в сверхпроводнике. Учитывая, что T_{ef} в вышеописанной системе Nb-Al на 16% меньше T_{CNb} , в линейном предположении можно заключить, что концентрация квазичастиц $n(0)$ уменьшится на такую же величину. Однако следует учесть, что квантовый выход η обратно пропорционален величине щели, в результате поток квазичастиц не зависит от величины щели:

$$\eta_{кч} = n(0) \eta_\phi \eta; \quad n(0) \sim \Delta(T_{ef}); \quad \eta = \alpha E_{hv} / eV_g, \quad (7)$$

где $\alpha = 20 \div 70\%$ – квантовая эффективность; η_ϕ – поток фотонов; $E_{hv} = hv$ – энергия фотона. Дальнейшее уточнение интеграла (6) состоит в учете факторов, которые ограничивают сигнал в СТП. Эти ограничения состоят в том, что только часть фотоиндуцированных квазичастиц достигнет туннельного барьера и внесет вклад в фотоотклик. Рассмотрим последовательно эти ограничения.

3.1. Временные ограничения. Временные параметры СТП определяются временем нарастания (rise time) τ , которое составляет около 1 мс [1]. С точки зрения регистрирующей электроники τ определяет время затухания выходного сигнала СТП. Это значит, что в интеграл (1) дадут вклад только те импульсы фототока, которые не успели затухнуть к концу тестирующего импульса T_H :

$$\int_{T_H}^0 \eta_{KЧ}(t) dt = \tau \times \eta_{KЧ} . \quad (8)$$

3.2. Пространственные ограничения. При облучении одного из электродов СТП потоком фотонов достигнуть туннельного барьера смогут только квази-частицы, которые генерированы на расстоянии от барьера меньшем, чем длина свободного пробега квазичастиц в данном сверхпроводнике. Квазичастицы, находящиеся на больших расстояниях, не достигнут барьера из-за ограниченности их времени жизни за счет различных процессов (рекомбинации, захвата на ловушках, неупругого рассеяния на дефектах – вторичная генерация фононов и пр.). Таким образом, в интеграл (6) дает вклад только слой толщиной, равной длине свободного пробега L , а не вся толщина пленки d_{Nb} . Тогда поток квазичастиц

$$N_{KЧ} = (\tau L / d_{Nb}) \eta_{KЧ} . \quad (9)$$

Поток фотонов η_{ϕ} связан с мощностью светового импульса P как

$$\eta_{\phi} = P / E_{hv} . \quad (10)$$

Последовательно применяя выражения (7), (9), (10) получаем

$$N_{KЧ} = \tau \cdot \alpha_x \cdot \alpha \cdot \eta \cdot n_{\phi}, \quad \alpha_x = L / d_{Nb}, \quad (11)$$

где τ характеризует временное ограничение, безразмерный параметр α_x характеризует уменьшение сигнала из-за пространственных ограничений, а параметр α характеризует материал электрода. Фактически выражение (11) описывает неидеальный квантовый выход по фототоку. Применив полученное выражение (11), оценим выходной сигнал в данном случае. Заряд на выходе детектора для красного света $E_{hv} = 1,65$ эВ при световой мощности $P = 35$ мкВт при $\eta_{\phi} = 2 \cdot 10^{14}$ ф/с будет

$$I_S = e \cdot N_{KЧ} = 10^{-8} \text{ А} = 10 \text{ нА}, \quad \text{при } \alpha = 30 \% . \quad (12)$$

4. Ток утечки СТП

Шумовые свойства определяются в первую очередь дробовым шумом I_{SH} , который генерируется током утечки I_L [1]. Поэтому перед анализом шумовых свойств необходимо сначала детально определить ток утечки СТП. Для его оценки сначала определим, какой ток утечки можно ожидать в системе (Nb/Al-Al_xO_y/Al/Nb) при $T = 4.2$ К. Для этого запишем общее выражение для I_L , следующее из микроскопической теории [1]:

$$I_L = (2G_n / e) \exp(-\Delta / K_B T) [2\Delta / (2\Delta + eV)]^{1/2} (eV + \Delta) \text{sh}(eV / 2K_B T) \cdot K_0(eV / 2K_B T) \quad (13)$$

и справедливое при

$$T \ll \Delta / K_B; \quad eV < 2\Delta . \quad (14)$$

Здесь K_0 – функция Ганкеля; G_n – нормальное сопротивление Nb-Al контакта; V – напряжение на переходе. Заметим, что при практических расчетах в (13)–(14) необходимо 2Δ заменить на “реальную” щель (5), учитывающую пленочную структуру материала (ниобия) и ЭБ (подслой алюминия). Тогда условия (14) имеют вид

$$T \ll 1,5 T_{ef} \approx 12 \text{ К}, \quad V < V_{gAl} = 2.4 \text{ мВ}. \quad (15)$$

Первое условие (15) будем считать выполненным при $T = 4,2$ К в смысле теории БКШ (4), ибо $4,2 / 12 = 0,35 < 0,5$, поэтому под Δ в (13) необходимо понимать ее значение при $T = 0$. Тогда для I_L имеем линейную зависимость от напряжения и экспоненциальную – от температуры, а параметр γ описывает влияние теории БКШ

$$I_L = \gamma G_n(V+V_0)\exp(-1,5T_{ef}/T), \quad \gamma = 2[V_g/(V+V_g)]^{1/2} \cdot \text{sh}(eV/2K_B T) \cdot K_0(eV/2K_B T), \quad (16)$$

где $V_0 = \Delta_{Nb}/e = 1,5$ мВ. Легко показать, что для $T = 4,2$ К в диапазоне напряжений $V_{ef}/2 < V < V_{ef}$, где эффективное напряжение

$$V_{ef} = 2K_B T / e = 8,4 K_B / e \approx 0,8 \text{ мВ}, \quad (17)$$

безразмерный параметр $x = eV / 2K_B T$ находится в пределах $0,5 < x < 1$. Тогда функции в формуле (16) при $x = 1$ равны $\text{sh}(1) = 1,175$, $K_0(1) = 0,5$; $[V_g/(V_{ef}+V_g)]^{1/2} = 0,85$, а при $x = 0,5$ – равны $\text{sh}(0,5) = 0,5$, $K_0(0,5) = 1$; $1 \geq [V_g/(0,4 \text{ мВ}+V_g)]^{1/2}$. Тогда параметр $\gamma \approx 1$, а

$$I_L(4,2 \text{ К}) = G_n(V+V_0) \exp(-1,5T_{ef}/T). \quad (18)$$

В формуле [5] приведены экспериментальные результаты, согласно которым при $T = 3$ К, $I_L = 1$ мкА, поэтому можно применить (18), положив $V_0 = 0,5$ мВ [5]. Тогда

$$I_L(3 \text{ К}) \approx G_n(1,5+0,5) \cdot \exp(-4) \approx G_n \cdot 3,66 \cdot 10^{-5}. \quad (19)$$

Отсюда получим, что при относительно больших температурах (единицы Кельвин) ток утечки можно записать в виде

$$I_L(\geq 3 \text{ К}) \approx G_0(V+V_0) \exp(-1,5T_{ef}/T), \quad G_0 = 2,73 \cdot 10^{-2} \text{ 1/Ом}, \quad (20)$$

где G_0 имеет смысл проводимости. Для очень низких температур $T < 1$ аргумент функций $\text{sh}(x)$, $K_0(x)$, $x \gg 1$, и они имеют следующие асимптотики [6]:

$$\text{sh}(x) = e^x/2; \quad K_0(x) = (\pi/2x)^{1/2} e^{-x}. \quad (21)$$

Отсюда для γ получим следующее выражение:

$$\gamma(T < 1 \text{ К}) = (\pi K_B T / eV)^{1/2}. \quad (22)$$

Поэтому для низких температур (доли Кельвин) ток утечки приближенно равен

$$I_L(T < 1 \text{ К}) \approx (\pi K_B T / eV)^{1/2} \cdot (V+V_0) \exp(-1,5T_{ef}/T). \quad (23)$$

Для соответствия экспериментальным результатам [5] при $T = 1$ К необходимо положить $V = 0,5$ мВ, тогда $x = 2,9$; $(K_B T / eV)^{1/2} = 0,41$; $\exp(-1,5T_{ef}/T) = e^{-1,5 \cdot 7,95} = 6,62 \cdot 10^{-6}$; $I_L(1 \text{ К}) = 2,62 \cdot 10^{-10} \text{ А} = 262 \text{ пА}$. Однако эксперимент [5] дает $I_c = 100 \text{ пА} = 10^{-10} \text{ А}$. Это значит, что для согласия с экспериментом величину G_0 (20) необходимо уменьшить в 2,62 раза и положить

$$G_0 \approx 10^{-2} \text{ 1/Ом}. \quad (24)$$

Следует отметить, что величина G_0 не фундаментальная, а соответствует эксперименту [5], если учесть, что критическая температура Nb согласно [1] уменьшилась до $T_{ef} = 7,95$ К.

5. Шумовые свойства СТП

Учитывая (24), ток утечки при $T = 3$ К на основе выражения (20) имеет оценку $I_L(3 \text{ К}) = 0,37 \text{ мкА}$, что в точности соответствует экспериментальным данным [5]. Тогда для гелиевых температур

$$I_L(4,2 \text{ К}) = 10^{-2} \exp(-2,84) \cdot 2 \text{ мВ} = 1,17 \cdot 10^{-6} \text{ А} \approx 1 \text{ мкА}. \quad (25)$$

Таким образом, для 4,2 К можно ожидать ток утечки порядка микроампера. Отсюда следует, что дробовой шум STJ имеет порядок пикоампер.

$$I_{SH} = (2eI_L)^{1/2} = (2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-6})^{1/2} = \sqrt{32 \cdot 10^{-13}} \approx 0,56 \text{ пА} \leq 1 \text{ пА}/\sqrt{\text{Гц}}. \quad (26)$$

Как было показано в [4], входной токовый шум СКВИДа I_{SQ} имеет тот же порядок величины. Это значит, что при калибровке STJ достаточно проводить стандартную процедуру измерения, аналогичную магнитокардиографии.

Как следует из [5], следующим по величине есть тепловой шум:

$$I_T = (4K_B T / R_{sg})^{1/2} = (15,2 / \sqrt{R_{sg}}) \text{ пА}/\sqrt{\text{Гц}}, \quad (27)$$

где R_{sg} – подщелевое сопротивление (наклон ВАХ). Если сопротивление имеет величину $R_{sg} = 100 \text{ Ом}$, тогда $I_m = 1,52 \text{ пА}/\sqrt{\text{Гц}}$. В итоге суммарный шумовой ток в единичной полосе частот, проникающий в STJ,

$$I_N = (I_T^2 + I_{SH}^2 + I_{SQ}^2)^{1/2} = (0,56^2 + 1,52^2 + 1^2)^{1/2} \approx 2 \text{ пА}/\sqrt{\text{Гц}}. \quad (28)$$

Отсюда, используя данные [4] для мощности $P_{cal} = 35 \text{ мкВт}$ и тока калибровки $I_{cal} = 10 \text{ нА}$, можно оценить минимальную мощность излучения, которую можно зарегистрировать с помощью STJ при $T = 4,2 \text{ К}$:

$$P_{min} = (P_{cal} / I_{cal}) I_N = 7 \text{ нВт}/\sqrt{\text{Гц}}. \quad (29)$$

Представленный анализ показывает, что дробовой и тепловой шумовой токи СТП Nb/AlO_x-Al/Nb при $T = 4,2 \text{ К}$ по порядку величины соответствуют эквивалентному входному шумовому току СКВИДа. Это значит, что низкотемпературный СКВИД-магнитометр можно использовать для калибровки оптического сенсора на основе СТП, используя стандартную методику накопления данных, применяемую в магнитокардиографии. При этом минимальная регистрируемая мощность излучения находится в диапазоне десятков нановатт в единичной полосе частот.

1. Ван-Дузер Т., Тернер Ч. Физические основы сверхпроводниковых устройств и цепей: Пер. с англ. – М.: Радио и связь, 1984. – 344 с.
2. Brammertz G. Ph.D. thesis, University Twente, Enschede, The Netherlands (2004). – www.mesapplus.utwente.nl/library
3. Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. – М: Наука, 1982. – 278 с.
4. Lebyedyeva T., Shpylovyy P., Voytovych I., Yakopov G., Budnyk M. Possibility for calibrating of STJ-based optical detectors with the help of SQUID // Proc. 6th European Workshop on low Temperature Electronics (WOLTE-6), 2004, ESTEC, Noordwijk (Netherlands), p. 307–311.
5. Ariyoshi S., Matsuo H., Otani C. Characterization of an STJ-based direct detector of submillimeter waves // IEEE Trans. on Appl. Supercond. – 2005. – P. 1–4.
6. Бронштейн И.И., Семендяев К.А. Справочник по математике. – М.: Наука, 1980. – 974 с.

Получено 17.04.2006