

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ СВЕРХПРОВОДНИКОВОГО ОДНОФОТОННОГО ДЕТЕКТОРА

Чулкова Г.М.¹, Корнеев А.А.¹, Кардакова А.И.¹, Ан П.П.¹, Казаков А.Ю.¹, Трифонов А.В.¹, Леснов И.В.², Галанин И.И.²

¹ ФБГОУ ВПО «Московский педагогический государственный университет», Москва, Россия (119992, г. Москва, ул. Малая Пироговская, д. 1), e-mail: a_sem2@mail.ru.

² ФБГОУ ВПО «Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева», Нижний Новгород, Россия (603950, ГСП-41, г. Нижний Новгород, ул. Минина, д. 24)

Проведено моделирование зависимости квантовой эффективности сверхпроводникового однофотонного детектора от энергии фотона. Используется модель «горячего пятна», описывающая размножение и диффузию квазичастиц, локальное подавление сверхпроводимости и перераспределение тока в полоске детектора. Для описания отклика при малых энергиях кванта привлечена концепция образования резистивного состояния с помощью флуктуаций. Выведены качественные формулы, дающие зависимость квантовой эффективности от тока и длины волны излучения в пределе малой и большой эффективности. Формулы могут быть использованы для описания отклика SSPD во всём интервале длин волн. Полученный результат позволяет уточнить условия работы детектора, соответствующие высоким значениям квантовой эффективности. Таким образом, теоретически обосновано отсутствие у SSPD красной границы и подтверждена возможность получения высокой эффективности в ИК-диапазоне.

Ключевые слова: сверхпроводниковый однофотонный детектор, квантовая эффективность, спектральная чувствительность, детектирование с помощью флуктуаций.

PHOTON-NUMBER RESOLVING SUPERCONDUCTING DETECTOR FOR TELECOMMUNICATION AND QUANTUM KEY DISTRIBUTION

Chulkova G.M.¹, Korneev A.V.¹, Kardakova A.I.¹, An P.P.¹, Kazakov A.Y.¹, Trifonov A.V.¹, Lesnov I.V.², Galanin I.I.²

¹ Moscow State Pedagogical University, Moscow, Russia (119991, Moscow, Malaya Pirogovskaya st., 1) a_sem2@mail.ru

² Nizhny Novgorod State Technical University n.a. R.E. Alekseev (NSTU), Nizhny Novgorod, Russia (603950, ГСП-41, Nizhny Novgorod, Minin st., 24)

Dependence of quantum efficiency on energy of a photon for superconducting single-photon detector (SSPD) is modeled. The “hot-spot” model, describing quasiparticle multiplication, their diffusion, local suppression of superconductivity and supercurrent redistribution in the strip of the detector, is utilized. To describe response at low energy of quanta, a concept of fluctuation-assisted nucleation of the resistive state is applied. Qualitative formulas are derived, describing spectral and current dependency of quantum efficiency in the limits of low and high efficiency. The formulas can be used to describe response of SSPD in the whole range of wavelengths. The result allows to specialize conditions of operation corresponding to high values of the detector quantum efficiency. Thereby, absence of red-cutoff for SSPD is theoretically explained, an ability to obtain high quantum efficiency in IR-range is confirmed.

Key words: superconducting single-photon detector, quantum efficiency, spectral sensitivity, fluctuation-assisted detection.

Детектор на основе тонкой сверхпроводящей пленки нитрида ниобия (NbN) обладает рекордными значениями чувствительности, быстродействия и низким уровнем темновых срабатываний в широком спектральном диапазоне. Благодаря уникальности характеристик сверхпроводникового однофотонного детектора появился целый ряд новых возможностей для неразрушающего контроля больших интегральных схем, регистрации сверхслабого

излучения в сочетании с высоким временным разрешением в телекоммуникационных линиях, в биомедицинских системах создания изображений, в метрологии для измерения сверхмалых мощностей излучения путем счета единичных фотонов, в системах квантовой криптографии. В последнее время появилось еще несколько практических применений сверхпроводникового однофотонного детектора для получения изображения живых тканей в биологии и медицине – в методе квантовой оптической когерентной томографии и корреляционной инфракрасной флюоресцентной микроскопии. Это стало возможным благодаря более широкому, по сравнению с аналогами, спектральному диапазону чувствительности детектора в инфракрасном диапазоне, высокой скорости счета и низкому уровню собственных шумов.

Модель отклика узкой полоски сверхпроводника из тонкой пленки NbN, нанесенной на сапфировую подложку, при поглощении фотона в условиях протекания по ней постоянного тока, близкого к критическому, и при температуре ниже температуры сверхпроводящего перехода предложена в [4]. При поглощении фотона в малой области сверхпроводящей полоски образуется горячее пятно, в котором подавлен параметр порядка. При этом в связи с изменением кинетической индуктивности происходит перераспределение сверхтока по сечению полоски, он обтекает возникшее горячее пятно и в очень узкой части полоски его плотность начинает превышать критическое значение, образуется резистивное состояние и наблюдается отклик. Схематично этот процесс показан на рис 1. Более детальное рассмотрение следующее: при поглощении куперовской парой фотона с энергией $h\nu$ образуется высокоэнергичный электрон (с энергией, близкой к $h\nu$, превышающей значение сверхпроводящей щели), а второй электрон пары превращается в низкоэнергичную квазичастицу с энергией порядка щели. Далее высокоэнергичный электрон путем электрон-электронного взаимодействия за очень короткое время (порядка фемтосекунд) отдает свою энергию электронной подсистеме (другим электронам), порождая вторичные квазичастицы.

По мере уменьшения энергии возбужденного электрона концентрация неравновесных квазичастиц, образованных разрушением куперовских пар, растет как за счет прямого взаимодействия с сильно возбужденным электроном, так и за счет взаимодействия с высокоэнергичными фононами (с энергиями порядка дебаевской), испускаемыми в процессе энергетической релаксации сильно возбужденного электрона [4]. Таким образом, спустя достаточно короткое время, которое по порядку величины равно времени энергетической релаксации электрона при энергии, превышающей энергию Ферми на величину энергии дебаевского фонона, почти вся энергия возбужденного электрона оказывается сосредоточенной в ансамбле неравновесных квазичастиц, занимающих состояния над щелью. Так как энергия дебаевского фонона оказывается существенно больше, чем величина

щели, то для оценки значения этого времени можно воспользоваться результатами теоретического рассмотрения энергетической релаксации для нормальных металлов [6]. Оценка этого времени для NbN в слабо неравновесной ситуации дает величину порядка пикосекунды [4]. Дальнейшая релаксация энергии образовавшихся квазичастиц происходит со временем τ_{th} (время термализации), которое определяется как временем электрон-фононного взаимодействия слабо возбужденных квазичастиц (с энергиями порядка щели), так и временем выхода неравновесных фононов из пленки в полосу. В реальной рассматриваемой ситуации время термализации оказывается меньше, чем время рекомбинации квазичастиц в куперовские пары [2]. Квазичастицы перед рекомбинацией успевают термализоваться, и область их существования можно рассматривать как горячее пятно с эффективной температурой электронов, большей, чем температура остальной пленки.

Для определения спектральной зависимости квантовой эффективности однофотонного детектора воспользуемся моделью «горячего» пятна [4]. В рамках этой модели поглощенный фотон создает в пленке область размером в плане порядка длины когерентности ξ . В этой области имеются неравновесные квазичастицы с энергиями, существенно превышающими энергию сверхпроводящей щели Δ . Схематично процесс представлен на рис. 1. В процессе диффузии квазичастиц «горячая» область перекрывает значительную часть ширины пленки, транспортный ток перераспределяется, обтекая «горячую» область, так что плотность тока по краям пленки возрастает. Диффузия квазичастиц происходит в основном перпендикулярно направлению тока в областях с максимальной плотностью тока. Таким образом, «горячее пятно» приобретает форму полосы шириной ξ , ориентированной поперек пленки. Длина ℓ этой полосы пропорциональна энергии фотона E и может быть рассчитана в адиабатическом приближении:

$$\ell = \frac{8\pi E}{H_c^2 d \xi}, \quad (1)$$

где H_c – критическое магнитное поле, d – толщина пленки.

В месте, где транспортный ток обтекает горячее пятно, плотность транспортного тока повышается $j_{eff} = \frac{j}{1 - \ell/w}$ и приближается к критическому значению. В этой ситуации имеющиеся флуктуации параметра порядка могут привести к полному перекрытию сечения пленки «горячей» областью и возникновению импульса напряжения. В результате квантовая эффективность η такого детектора равна произведению вероятности поглощения фотона K и

вероятности возникновения флуктуации Q в области обтекания «горячего» пятна транспортным током: $\eta = K \cdot Q$. Коэффициент K определяется электродинамикой тонких пленок нитрида ниобия и составляет величину от 0,1 до 0,3, которая в рассматриваемом нами диапазоне практически не зависит от длины волны.

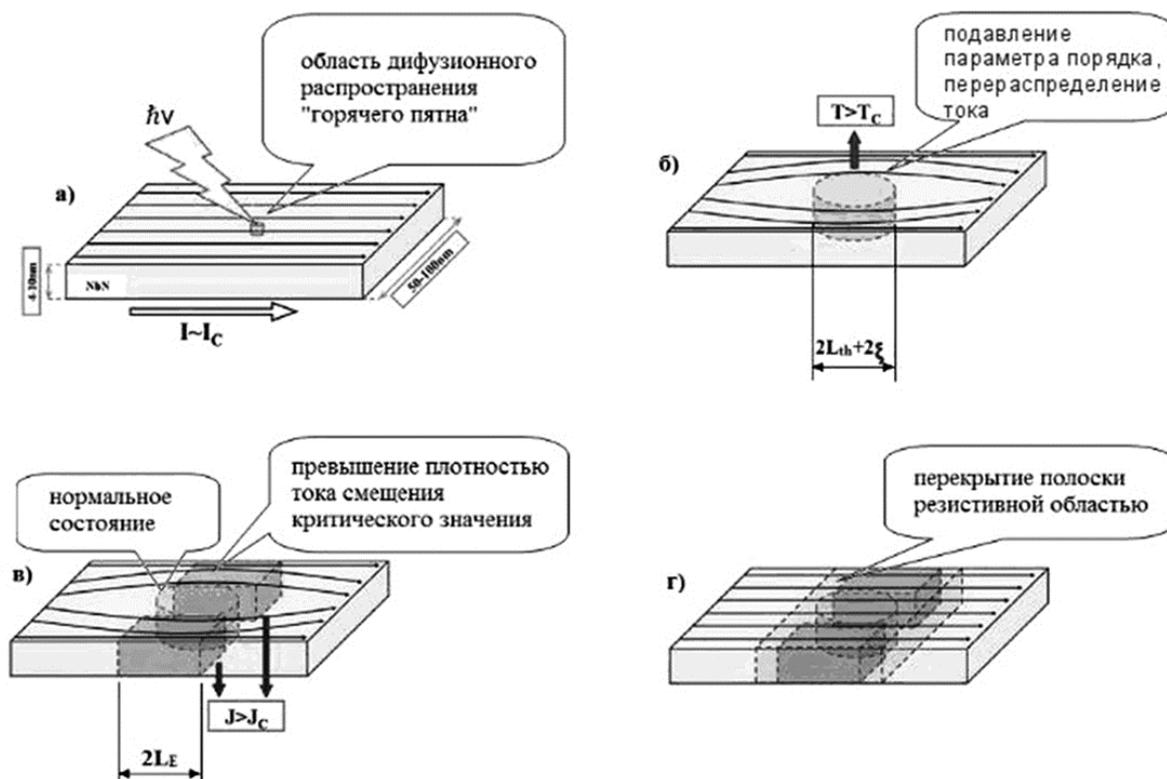


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая механизм образования горячего пятна в узкой полоске из тонкой пленки сверхпроводника.

После поглощения фотона одновременно происходят размножение квазичастиц с их релаксацией вниз по энергии и диффузия квазичастиц. При достижении средней энергией значения порядка Δ , квазичастицы начинают оказывать влияние на параметр порядка, подавляя его. Подавление параметра порядка в центре симметрии квазичастичного распределения, где концентрация квазичастиц максимальна, приводит к замедлению диффузии из-за андреевского отражения. Полное подавление параметра порядка можно считать происходящим при концентрации квазичастиц, релаксировавших вниз по энергии, порядка их концентрации при критической температуре, т.е. $\sim N_0 T_c$, где N_0 – двумерная плотность состояний на уровне Ферми. В пренебрежении уходом энергии из электронной подсистемы число квазичастиц, порождённых фотоном, имеет порядок $\hbar\omega/T_c$. Для оценки минимальной энергии фотона, достаточной для образования области с подавленным до нуля параметром порядка, можно считать диффузию квазичастиц, происходящую без влияния андреевского отражения на отрезке времени длительностью τ от поглощения кванта до

достижения средней энергии $\sim T_c$. Тогда оценку минимальной энергии фотона $\hbar\omega_{\text{кг}}$, достаточной для образования области с подавленным до нуля параметром порядка, можно получить, приравняв среднюю концентрацию квазичастиц на площади, на которую они успевают продиффундировать за время τ , к концентрации, необходимой для полного подавления параметра порядка: $\hbar\omega_{\text{кг}}/T_c D\tau = N_0 T_c$. Отсюда $\hbar\omega_{\text{кг}} = N_0 D T_c (\tau T_c)$, или, с учётом соотношений для параметра порядка $\Delta = 1.76 T_c$, и для сопротивления квадрата плёнки $R_s = \hbar/e^2 N_0 D$,

$$\hbar\omega_{\text{кг}} \approx \frac{R_q}{R_s} \left(\frac{\Delta\tau}{\hbar} \right) \Delta, \quad (2)$$

где $R_q = 2\pi\hbar/4e^2 = 6.45$ кОм – т.н. квантовое сопротивление.

Эта формула показывает, что граница эффективного детектирования определяется сопротивлением квадрата плёнки и временем релаксации квазичастичного распределения к средней энергии $\sim T_c$. Соответствующая граничной энергии длина волны, оцененная для плёнок NbN ($R_s = 500$ Ом, $\Delta = 2\pi\hbar \times 0.7 \times 10^{12} \text{с}^{-1}$, $\tau = 7 \times 10^{-12} \text{с}$), оказывается равной $\lambda_{\text{кг}} = 1.5$ мкм, что соответствует эксперименту.

Учитывая малость времени термализации квазичастиц, авторы [3] нашли, что

$$w\sqrt{\lambda_{\text{кг}}} = \frac{2}{(1 - I/I_C)} \sqrt{\frac{hc}{\pi N_0 k_B^2 T_c^3 d}}, \quad (3)$$

где $\lambda_{\text{кг}}$ – длина волны, соответствующая красной границе фотоотклика, d – толщина пленки, N_0 – плотность состояний на уровне Ферми.

Это качественно соответствует результатам диффузионной модели с параметром $\zeta = 1$. Сравнение этого результата с экспериментом дает расхождение более чем на порядок. Это показывает, что эффективность конверсии энергии фотона в энергию квазичастиц ограничивается какими-либо дополнительными процессами, например испусканием фононов.

Таким образом, следует констатировать, что модель горячего пятна качественно правильно описывает характер зависимости красной границы от внешних условий и параметров материала пленки, но для получения количественного согласия необходимо более детально учитывать процессы, определяющие эффективность передачи энергии поглощенного фотона квазичастицам.

Вероятность Q можно определить из скорости срабатывания детектора в темновых

условиях. Действительно, в правильно сконструированном детекторе шум определяется тем же физическим механизмом, что и полезный сигнал – в нашем случае таким механизмом является флуктуация параметра порядка. В темновых условиях из-за флуктуаций возникают области размером ξ с пониженным параметром порядка, что приводит к разрушению сверхпроводимости и возникновению импульсов напряжения. Если вероятность возникновения такой флуктуации в данном месте в единицу времени равна α , то на пленке длиной L будут возникать в единицу времени $\nu = \alpha L / \xi$ импульсов напряжения. Величину ν называют скоростью темновых срабатываний, и она сильно зависит от степени приближения плотности транспортного тока к плотности критического тока j_c :

$$\nu = B \cdot \exp\left(-\beta \cdot \left(1 - \frac{j}{j_c}\right)\right), \quad (4)$$

где B и β – постоянные, которые хорошо определяются экспериментально.

Величина Q , таким образом, может быть легко оценена из скорости темновых срабатываний. Если время жизни горячего пятна равно τ , то вероятность его образования за время существования сверхпроводящей флуктуации равна:

$$Q = 1 - \exp(-\alpha \cdot \tau) = 1 - \exp\left(-\tau \cdot \frac{\xi}{L} \nu\right), \quad (5)$$

где ν берется при значении плотности тока j_{eff} , соответствующей обтеканию «горячего» пятна (это значение зависит от энергии поглощенного фотона). Таким образом, спектральная зависимость квантовой эффективности однофотонного детектора определяется спектральной зависимостью Q , которая в свою очередь зависит от энергии кванта через значение j_{eff} (повидимому, зависимость τ от энергии фотона существенно слабее, т.к. определяется в основном диссипативными процессами ухода неравновесных фононов).

Явная зависимость квантовой эффективности η от энергии фотона довольно сложна, поэтому рассмотрим два предельных случая. Пусть вероятность возникновения флуктуации мала, тогда:

$$\eta = K \cdot \frac{\pi B \xi}{L} \exp\left(-\beta \left(1 - \frac{I}{I_C \left(1 - \frac{E}{E_0}\right)}\right)\right), \quad (6)$$

где $E_0 = \frac{H_C^2}{8\pi} \xi dw$. Из сравнения с экспериментальными результатами [3; 6] для полосок

NbN шириной 0,4 мкм при малой квантовой эффективности (что соответствует используемому приближению) получим значение $E_0 = 7,5$ эВ, которое находится в хорошем согласии с параметрами используемых пленок.

В противоположном приближении высокой квантовой эффективности можно оценить величину тока I_m , при котором будет достигаться максимальная квантовая эффективность:

$$I_m = I_C \left(1 - \frac{E}{E_0} \right) \left(1 - \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{\pi B \xi}{L} \right) \right) \quad (7)$$

Таким образом, несмотря на квантовый характер работы сверхпроводникового однофотонного детектора, он не имеет четко выраженной красной границы. Изменяя режим работы в зависимости от длины волны, можно в видимом и инфракрасном диапазонах получать высокие значения квантовой эффективности, которые будут определяться лишь качеством изготовления детекторов и степенью их согласования с излучением.

Список литературы

1. Гершензон Е.М., Гольцман Г.Н., Гусев Ю.П. и др. Неравновесный отклик тонких пленок NbN на излучение миллиметрового и оптического диапазонов // Сверхпроводимость: физика, химия, техника. – 1993. – Т. 6. – № 6. – С. 1198-1210.
2. Gousev Yu.P., Gol'tsman G.N., Semenov A.D. et al. Broadband ultrafast superconducting NbN detector for electromagnetic radiation // J. Appl. Phys. – 1994. – Vol. 75. – P. 3695-3697.
3. Maingault L. et al. Spectral dependency of superconducting single photon detectors // Journal of Applied Physics. – 2010. – Vol. 107. – P. 116103(1-4).
4. Semenov A., Gol'tsman G., Korneev A. Quantum detection by current carrying superconducting film // Physica C. – 2001. – Vol. 351. – P. 349-356.
5. Sergeev A.V., Reizer M.Yu. Photoresponse mechanisms of thin superconducting films and superconducting detectors // Intern. J. Mod. Phys. B. – 1996. – Vol. 10. – N. 6. – P. 635-667.
6. Verevkin A., Zhang J., Sobolewski R. et al. Detection efficiency of large-active-area NbN single-photon superconducting detectors in ultraviolet to near-infrared range // Applied Physics Letters. – 2002. – V. 80. – N. 25. – P. 4687-4689.

Научные исследования проведены при финансовой поддержке государства в лице Министерства образования и науки РФ (государственный контракт № 11.519.11.3034, соглашение № 14.В37.21.0246) и Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 11-02-12199-офи_м.

Рецензенты

Куприянов М.Ю., д.ф.-м.н., проф., г.н.с., Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцина МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва.

Вдовин В.Ф., д.ф.-м.н., в.н.с.; Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород.