

УДК 535.8

*А. В. Трифонон^{1,2}, Н. В. Аверьев¹, И. А. Чараев^{1,3}, В. А. Селезнев¹,
А. А. Корнеев^{1,2}, А. В. Семенов¹, Г. Н. Гольцман^{1,3}, Г. М. Чулкова^{1,2}*

¹Московский педагогический государственный университет

²Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева

³ЗАО «СКОНТЕЛ»

Исследование природы темнового счета сверхпроводникового однофотонного детектора*

Работа посвящена сравнению с экспериментом модели термически активированных одиночных вихрей, описывающей темновой счет сверхпроводникового однофотонного детектора. Получено, что модель достаточно хорошо описывает зависимость числа темновых отсчетов в единицу времени от тока смещения, если последний достаточно близок к критическому току ($I_b \geq 0.9I_c$).

Ключевые слова: сверхпроводимость, сверхпроводниковый однофотонный детектор, термически активированные одиночные вихри, темновой счет.

1. Введение

Принцип работы сверхпроводникового однофотонного детектора [1] (Superconducting Single-Photon Detector, SSPD) основан на переходе небольшого участка сверхпроводящей полоски нитрида ниобия (NbN) в резистивное состояние при поглощении фотона [2]. Полоска смещается током, поэтому переход её части в резистивное состояние сопровождается импульсом напряжения, который может быть зарегистрирован. Переход участка полоски в резистивное состояние может быть инициирован как поглощением фотона, так и флуктуацией. Такими флуктуациями могут быть, например, термически активированные одиночные вихри, пересекающие полоску поперёк направления тока. Настоящая работа посвящена исследованию зависимости числа флуктуационных (темновых) срабатываний SSPD от тока смещения и температуры и сравнению её с предсказаниями модели термически активированных одиночных вихрей.

2. Актуальность

В последние годы SSPD нашли широкое применение во многих отраслях прикладной науки, таких как квантовая криптография [3, 4], исследования однофотонных источников оптического излучения [5, 6] и измерения запутанных состояний фотонов [7]. Большой интерес к этому виду детекторов обусловлен тем, что SSPD обладают высокими показателями по следующим параметрам: эффективность детектирования, быстродействие, малая нестабильность переднего фронта импульса (малый джиттер), низкий уровень темнового счета.

Известным экспериментальным фактом является связь квантовой эффективности с величиной рабочего тока детектора [8]. С одной стороны, чем ближе мы подходим к величине критического тока, тем больше становится эффективность детектирования. С другой стороны, по мере роста тока смещения начинает расти и темновой счет детектора, что приводит к уменьшению отношения сигнал–шум, поскольку темновой счет растет с током быстрее эффективности детектирования. При токах смещения, близких к величине критического тока, уровень темнового счета может достигать значений в несколько мегагерц, что уничтожает одно из основных достоинств SSPD и является весьма критичным при работе со слабыми оптическими пучками (однофотонные источники, квантово-криптографические линии связи). Экранирование детектора от внешних шумов и засветки практически не влияет на уровень темнового счета, поэтому естественно предположить, что наличие темнового счета в SSPD связано с флуктуациями в самой сверхпроводящей полоске.

3. Теоретическая часть

На данный момент существует несколько моделей, описывающих природу темнового счета в SSPD, но в рамках этой работы мы будем использовать всего одну модель – модель перескока одиночных термически активированных вихрей через потенциальный барьер на входе в сверхпроводник. Кратко опишем основные идеи этой модели, предложенной в [9] и развитой в [10], а также в [11].

Тонкую сверхпроводящую пленку нитрида ниобия, из которой сделан детектор, можно рассматривать как двумерную систему, так как она удовлетворяет следующим условиям: $d \approx \xi$; $\lambda_{2D} \gg w \gg \xi$, где d – толщина пленки (4 нм), w – ширина полоски (100 нм), ξ – длина когерентности (4 нм [12]), λ_{2D} – пирловская длина (~ 50 мкм [10]). Для систем такого рода возможно флуктуационное проникновение одиночных абрикосовских вихрей в пленку через край полоски [13, 14]. Появившийся вихрь начинает взаимодействовать с магнитным полем тока смещения, прикладываемого к образцу, что выражается силой Лоренца, действующей на вихрь. Под действием силы Лоренца вихрь движется в направлении, перпендикулярном току, от одного края сверхпроводящей полоски к другому краю; этот процесс сопровождается выделением энергии. Оценки, а также численные расчеты на основании времязависимого уравнения Гинзбурга–Ландау [11], показывают, что при длине когерентности ξ и длине термализации l_{th} , характерных для пленок NbN, этой энергии достаточно для существенного (возможно, даже полного) подавления параметра порядка в «следе» вихря. Таким образом, после прохождения вихря образуется область шириной порядка $l_{th} \approx 20$ нм, пересекающая всю полоску, в которой критическая плотность тока существенно понижена по сравнению с остальной пленкой и ниже плотности тока смещения полоски, поэтому в этой области появляется сопротивление. Образовавшись, резистивная область будет поддерживаться и даже увеличиваться в размерах за счет диссипации энергии транспортного тока, до тех пор, пока последний не будет вытеснен в шунтирующую детектор нагрузку [15, 16], подобно тому, как это происходит при детектировании фотона. Поэтому каждое событие флуктуационного вхождения вихря будет сопровождаться таким же импульсом напряжения, как и при регистрации фотона, т.е. будет вызывать темновой отсчет.

Вероятность вхождения вихря в единицу времени вычислена в работе [10]. Предполагая, что каждое событие вхождения вихря сопровождается появлением резистивного состояния и регистрацией импульса напряжения, авторы [10] получили следующее выражение для числа темновых отсчетов SSPD в единицу времени D_{cps} :

$$D_{cps} \sim (I_b/I_c)^\nu, \quad (1)$$

где I_b – ток смещения детектора, I_c – критический ток,

$$\nu = \varepsilon_0/kT, \quad (2)$$

где k – постоянная Больцмана, T – температура детектора, ε_0 – характеристическая энергия вихря. Последняя дается выражением

$$\varepsilon_0 = (\Phi_0^2 \mu^2)/(4\pi L_{sq}), \quad (3)$$

где Φ_0 – квант магнитного потока, μ – коэффициент, описывающий подавление параметра порядка за счёт распаривания, L_{sq} – кинетическая индуктивность квадрата сверхпроводящей пленки, из которой сделан детектор. Зная выражение (2), можно связать коэффициент ν с экспериментально измеряемыми параметрами пленки через формулу (3).

4. Экспериментальная часть

В данной работе нами исследовались две геометрические конфигурации детекторов (рис. 1а) в виде мостиков. Сравнение мостиков с разной геометрией показало, что раз-

личия в геометрии мостика практически не влияют на уровень темнового счета, если стабильно выдерживается ширина мостика по всей его длине. Для проведения эксперимента была собрана установка, представленная ниже (рис. 1б). В процессе эксперимента образец находился в специальном макете-держателе, который был установлен внутри вакуумного чехла. Вакуумный чехол погружался внутрь сосуда Дьюара и напрямую омывался жидким гелием. Далее жидкий гелий через капилляр, имеющийся в дне вакуумного чехла, поступал внутрь установки и охлаждал детектор до температуры в 4,2 К. Температура детектора контролировалась угольным термометром, установленным в макете. Для проведения эксперимента при температуре выше температуры кипения жидкого гелия макет был оснащен резистором – «печкой», на котором выделялось джоулево тепло, нагревающее образец. Температура детектора в процессе измерений менялась в диапазоне от 4,2 до 7,5 К.

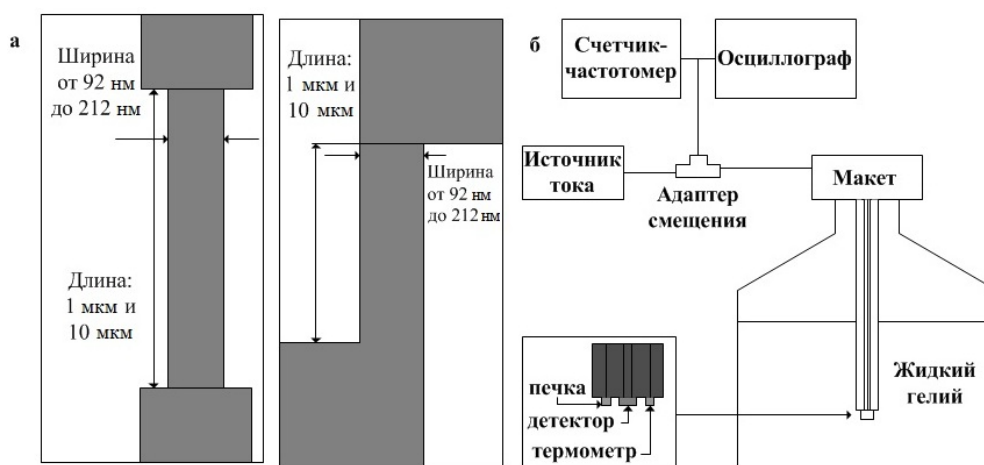


Рис. 1

5. Результаты измерений

В результате эксперимента было получено, что уровень темнового счета детектора сильно зависит от величины тока смещения, подаваемого на образец, и достигает своего максимального значения при токах смещения, равных величине критического тока для данного детектора (рис. 2а). При увеличении рабочей температуры на 3,3 К величина критического тока детектора падала более чем в 1,5 раза с 29,4 мкА (при $T = 4,2$ К) до 15,5 мкА (при $T = 7,5$ К), а уровень темнового счета сокращается примерно в 28 раз с 500 кГц (при $T = 4,2$ К) до 18 кГц (при $T = 7,5$ К). График, изображенный на рис. 2б, представляет пример сравнения эксперимента с теоретической моделью одиночных термически активированных вихрей для температуры 4.2 К. Наилучшее согласие между теоретической и экспериментальной кривыми получается при $\nu \approx 85$. В то же время при расчете по формулам (2) и (3) с $L_{sq} = 100$ пГн [15] и $\mu = 1$ получается $\nu = 65$.

Из графика (рис. 2б) видно, что формула (1) модели термически активированных одиночных вихрей достаточно хорошо описывает экспериментальные результаты при токах смещения, близких к критическому току образца ($I_b \geq 0.92I_c$). При токах смещения, меньших, чем $0.92I_c$, экспериментальная и аппроксимированная теоретическая кривые начинают заметно расходиться. Это расхождение в области малых токов смещения можно объяснить несколькими причинами. Во-первых, при малых токах смещения начинают сильнее проявляться шумы. Во-вторых, при малых токах смещения прохождение термически активированных вихрей уже не является достаточным условием для образования нормальной области, а регистрируемые темновые отсчеты являются следствием другого механизма, отличного от механизма термически активированных одиночных вихрей.

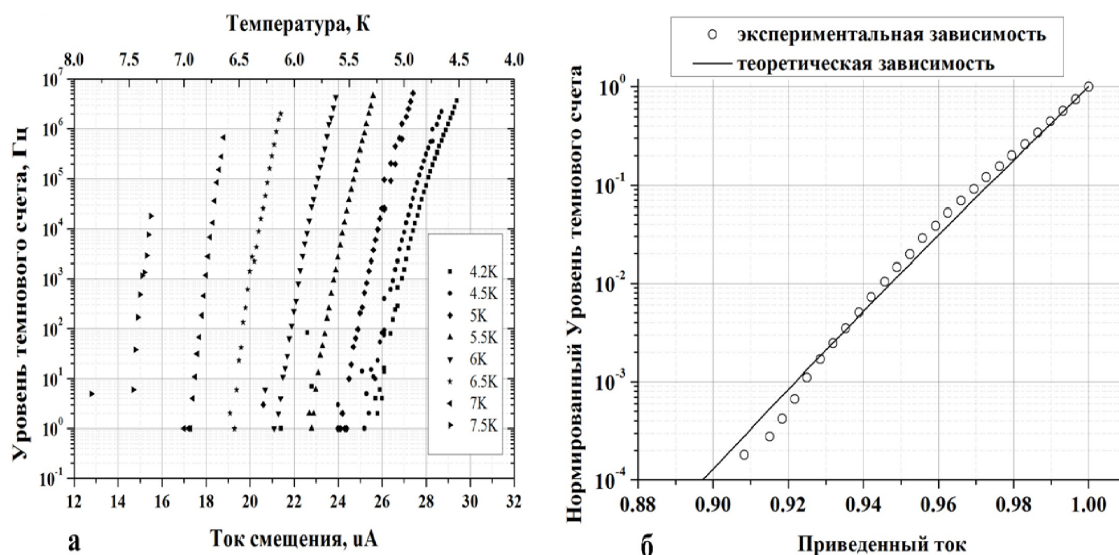


Рис. 2

6. Заключение

Таким образом, нами обнаружено, что модель термически активированных одиночных вихрей дает достаточно хорошее количественное согласие с экспериментальными зависимостями числа темновых отсчетов SSPD в единицу времени от тока смещения детектора при больших токах смещения. Небольшое расхождение между значениями показателя ν , рассчитанным исходя из параметров образца и полученным аппроксимацией экспериментальной зависимости, вполне может объясняться тем обстоятельством, что модель [10] основана на уравнениях Гинзбурга–Ландау, не применимых точно к описанию ситуации при $T - T_c \sim T_c$.

Данная работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» и ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технического комплекса России» (государственные контракты № 11.519.11.3034 и № 16.523.11.3017) и Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 12-02-31841.

*Работа доложена на 5-й Всероссийской конференции молодых ученых «Микро-, нанотехнологии и их применение» им. Ю. В. Дубровского, ИПТМ РАН, Черноголовка, 19–22 ноября 2012 года.

Литература

1. *Goltsman G.N. [et al.]*. Picosecond superconducting single-photon optical detector // Applied Physics Letters. — 2001. — V. 79, N 6. — P. 705–707.
2. *Semenov A.D., Gol'tsman G.N., Korneev A.A.* Quantum detection by current carrying superconducting film // Physica C: Superconductivity. — 2001. — V. 351, N 4. — P. 349–356.
3. *Takesue H. [et al.]*. Quantum key distribution over a 40-dB channel loss using superconducting single-photon detectors // Nature Photonics. — 2007. — V. 1, N 6. — P. 343–348.
4. *Hadfield R.H.* Single-photon detectors for optical quantum information applications // Nature Photonics. — 2009. — V. 3, N 12. — P. 696–705.

5. *Hadfield R.* [et al.]. Single photon source characterization with a superconducting single photon detector // Optics Express. — 2005. — V. 13, N 26. — P. 10846–10853.
6. *Stevens M.J.* [et al.]. Fast lifetime measurements of infrared emitters using a low-jitter superconducting single-photon detector // Applied Physics Letters. — 2006. — V. 89, N 3. — P. 031109–031109-3.
7. *Liang C.* [et al.]. Characterization of fiber-generated entangled photon pairs with superconducting single-photon detectors // Optics express. — 2007. — V. 15, N 3. — P. 1322–1327.
8. *Verevkin A.* [et al.]. Detection efficiency of large-active-area NbN single-photon superconducting detectors in the ultraviolet to near-infrared range // Applied Physics Letters. — 2002. — V. 80, N 25. — P. 4687–4689.
9. *Engel A.* [et al.]. Fluctuation effects in superconducting nanostrips // Physica C: Superconductivity. — 2006. — V. 444, N 1. — P. 12–18.
10. *Bulaevskii L.N.* [et al.]. Vortex-induced dissipation in narrow current-biased thin-film superconducting strips // Physical Review B. — 2011. — V. 83, N 14. — P. 144526.
11. *Zotova A.N., Vodolazov D.Y.* Photon detection by current-carrying superconducting film: A time-dependent Ginzburg–Landau approach // Physical Review B. — 2012. — V. 85, N 2. — P. 024509.
12. *Bell M.* [et al.]. One-dimensional resistive states in quasi-two-dimensional superconductors: Experiment and theory // Physical Review B. — 2007. — V. 76, N 9. — P. 094521.
13. *Лыков А.Н.* Смешанное состояние в сверхпроводящих микроструктурах // Успехи физических наук. — 1992. — Т. 162, № 10. — С. 1–62.
14. *Bartolf H.* [et al.]. Current-assisted thermally activated flux liberation in ultrathin nanopatterned NbN superconducting meander structures // Physical Review B. — 2010. — V. 81, N 2. — P. 024502.
15. *Kerman A.J.* [et al.]. Kinetic-inductance-limited reset time of superconducting nanowire photon counters // Applied Physics Letters. — 2006. — V. 88, N 11. — P. 111116–111116-3.
16. *Yang J.K.W.* [et al.]. Modeling the electrical and thermal response of superconducting nanowire single-photon detectors // Applied Superconductivity, IEEE Transactions on. — 2007. — V. 17, N 2. — P. 581–585.

Поступила в редакцию 22.11.2012.