



Московский педагогический
государственный университет

А. А. Корнеев, С. А. Рябчун, Г. М. Чулкова

ОДНОФОТОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ВИДИМОГО И ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНОВ ИЗ ТОНКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК NbN И α -MOSI

Москва
2017



**Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования
«Московский педагогический государственный университет»**



А. А. Корнеев, С. А. Рябчун, Г. М. Чулкова

**ОДНОФОТОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ВИДИМОГО
И ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНОВ ИЗ ТОНКИХ
СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК NBN И α -MOSI**

Монография

**МПГУ
Москва • 2017**

УДК 538.945

ББК 22.268.3

K672

Рецензенты:

И. А. Васильева, доктор физико-математических наук, профессор
кафедры общей и экспериментальной физики факультета физики
и информационных технологий МПГУ

В. А. Ильин, доктор физико-математических наук, профессор кафедры
общей и экспериментальной физики факультета физики
и информационных технологий МПГУ

Корнеев, Александр Александрович.

K672 Однофотонные детекторы видимого и инфракрасного
диапазонов из тонких сверхпроводящих пленок NbN и α -MoSi :
монография / А. А. Корнеев, С. А. Рябчун, Г. М. Чулкова. –
Москва : МПГУ, 2017. – 188 с.

ISBN 978-5-4263-0570-0

Монография посвящена экспериментальному и теоретическому
исследованию эффекта однофотонного детектирования в узких
сверхпроводящих полосках на основе ультратонких пленок, который
был в 2001 г. предложен автором настоящей монографии и в том же
году был обнаружен экспериментально.

Монография предназначена для студентов старших курсов,
аспирантов и начинающих исследователей, работающих в области
сверхпроводниковой наноэлектроники и радиофизики.

УДК 538.945

ББК 22.268.3

ISBN 978-5-4263-0570-0

© МПГУ, 2017

© Коллектив авторов, 2017

Оглавление

Введение	6
Глава 1. Обзор литературы	9
1.1 Электронный разогрев в тонких пленках NbN	9
1.2 Однофотонный отклик в узких сверхпроводящих полосках NbN	14
1.3 Выбор объекта исследования и постановка задачи	16
Глава 2. Технология изготовления образцов, методы исследования, экспериментальные установки	17
2.1 Технология изготовления и методы отбора образцов	17
2.1.1 Технологический маршрут изготовления детектора на основе метода обратной электронной литографии	17
2.1.2 Технологический маршрут изготовления образцов из аморфного MoSi	19
2.1.3 Методика отбора образцов	21
2.2 Экспериментальные установки и методики измерений	23
2.2.1 Экспериментальная установка для исследования фотоотклика и методика измерения квантовой эффективности	23
2.2.2 Экспериментальная установка для исследования вклада термически активированного и квантового проскальзывания фазы в скорость темнового счета	28
2.3 Выводы	30
Глава 3. Механизм однофотонного отклика в узких полосках тонких сильно разупорядоченных сверхпроводящих пленок	31
3.1 Однофотонный отклик	31
3.2 Релаксация энергии в тонкой сверхпроводящей пленке после поглощения фотона	37
3.3 Временные характеристики фотоотклика	48
3.4 Флуктуационные и вихревые механизмы возникновения фотоотклика	54

3.4.1	Фотоотклик с участием термически активированных вихрей, входящих с краю полоски (модель «горячей перемычки»)	60
3.4.2	Моделирование вклада абрикосовских вихрей в фотоотклик численным решением уравнения Гинзбурга - Ландау	69
3.5	Выводы	85
Глава 4. Природа спонтанного возникновения резистивности в сверхпроводящих нанополосках		87
4.1	Темновой счет сверхпроводникового однофотонного детектора	87
4.2	Роль термически активированного и квантового проскальзывания фазы в темновых отсчетах	93
4.3	Эквивалентная мощность шума	106
4.4	Выводы	109
Глава 5. Однофотонный отклик в нанополосках из тонких пленок аморфного α - MoSi		112
5.1	Мотивация исследования однофотонного отклика в нанополосках из $\text{Mo}_x\text{Si}_{1-x}$	112
5.2	Экспериментальные результаты	116
5.2.1	Зависимость сопротивления от температуры	117
5.2.2	Эффективность детектирования и скорость темнового счета	117
5.2.3	Время отклика и джиттер	120
5.3	Выводы	124
Глава 6. Практические устройства на основе детекторов SSPD и их применения		126
6.1	Использование сверхпроводникового однофотонного детектора SSPD для неразрушающей диагностики больших интегральных схем	126
6.2	Разрешение числа фотонов с помощью параллельного соединения сверхпроводящих нанополосок	132
6.3	Регистрация электрически нейтральных органических молекул и низкоэнергичных ионов с помощью SSPD	146

6.4	Двухканальная однофотонная приемная система на основе SSPD	156
6.4.1	Устройство и характеристики двухканальной однофотонной системы на основе SSPD	156
6.4.2	Корреляционные однофотонные измерения	162
Заключение		166
Литература		168

Введение

Монография посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию эффекта однофотонного детектирования в узких сверхпроводящих полосках на основе ультратонких пленок, который был в 2001 г. предложен автором настоящей монографии и в том же году был обнаружен экспериментально в [1]. В это время и началась работа над исследованием.

Актуальность исследования определяется получением принципиально новых знаний о взаимодействии фотона видимого или ИК диапазонов излучения со сверхпроводниковыми наноструктурами. Полученные в данном исследовании знания о механизме однофотонного детектирования в ультратонких сверхпроводниковых пленках привели к разработке чувствительных и быстродействующих детекторов видимого и ИК диапазонов.

К моменту открытия эффекта детектирования фотонов в сверхпроводниковых полосках однофотонные детекторы разных типов уже имели широкое практическое применение: LIDAR технологии для дистанционного зондирования атомарного кислорода в мезосфере и низкой термосфере [2, 3]; создание лабораторных установок время - пролетного зондирования и сканирования, основанных на счете коррелированных во времени фотонов [4]; исследование сверхслабой биохемилюминесценции [5]; секвенирование ДНК [6, 7]; изучение сворачиваемости белковых молекул методом флуоресцентной спектроскопии [8]; оптическая рефлектометрия во временном домене [9–12]; пикосекундный анализ интегральных схем [13, 14]; спектроскопия одиночных молекул [15, 16]; традиционная и квантовая метрология [17–19].

Одной из главных движущих сил дальнейшего развития исследований однофотонных детекторов стала квантовая информатика [20], включающая кодирование, связь, манипулирование, измерение информации с использованием квантовомеханических объектов, которая стимулировала интерес к исследованию и конструированию схем обработки и передачи информации квантовыми устройствами (квантовые компьютеры и квантовокриптографические каналы связи) [21–25]. Открытие и множество разработок полупроводниковых одноквантовых генераторов на

квантовых точках [26–28], генераторов фотонных пар [29, 30] дали новый толчок развитию работ в этом направлении. Однофотонные детекторы являются ключевым элементом подобных систем.

Ещё одно направление, требующее использования однофотонных детекторов – обнаружение слабых и, одновременно, быстропротекающих процессов. Такие процессы наблюдаются при срабатывании каждого транзистора интегральной микросхемы, выполненной по КМОП технологии [31, 32], который испускает всего несколько квантов света в течение времени переключения – от 10 пс до 100 пс. Максимум спектральной плотности излучения после прохождения через Si подложку микросхемы приходится на длину волны 1,3 мкм и наблюдается тенденция к его смещению в область больших длин волн для новых микропроцессорных структур. Один из современных методов анализа работы микросхем основан на изучении интенсивности и точного определения времени возникновения излучения, исходящего от каждого отдельного транзистора [13, 14, 33, 34].

Перечисленные применения требуют разработки однофотонных детекторов с такими предельными характеристиками, как высокая чувствительность к излучению, высокое быстродействие, а также высокая точность в определении момента прихода фотона.

Работа состоит из введения, шести глав, заключения и литературы.

Во введении сформулированы цель и задачи диссертационной работы, обусловлена её актуальность, представлены защищаемые положения, научная новизна, выбор объекта и методов исследования, практическая значимость работы.

В первой главе представлен обзор, посвященный явлению электронного разогрева в тонких сверхпроводящих пленках, применению этого явления для создания чувствительных приемников электромагнитного излучения различных диапазонов, а также первым работам, в которых впервые был обнаружен однофотонный отклик в узких сверхпроводящих полосках.

Во второй главе приведены технологии изготовления исследуемых образцов из тонких пленок NbN и MoSi, описаны экспериментальные установки и методы измерений.

В третьей главе описываются результаты исследования механизма однофотонного отклика в тонких пленках NbN в видимом и ближнем ИК диапазонах.

В четвертой главе описываются результаты исследования механизма спонтанных резистивных флуктуаций в полосках из тонкой пленки NbN в отсутствии падающего излучения, являющихся причиной темнового счета в однофотонном детекторе.

В пятой главе приводятся результаты исследований механизма однофотонного отклика и темновой счет в детекторах из пленки аморфного MoSi.

В шестой главе представлены практические применения разработанных однофотонных детекторов, а также новые устройства, основанные на тех же механизмах, что и исследуемые в настоящей работе детекторы.

В заключении обобщаются результаты диссертационной работы и делаются выводы.

Работа выполнена в рамках гранта Правительства Российской Федерации для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских образовательных учреждениях высшего профессионального образования № 14.В25.31.0007 - «Лаборатория квантовых детекторов»

3.2 Релаксация энергии в тонкой сверхпроводящей пленке после поглощения фотона

Простые оценки сравнения энергии фотона видимого или ближнего ИК диапазонов и энергии, необходимой для разрушения сверхпроводимости, показывают, что даже если пренебречь потерями энергии и считать, что вся энергия фотона остается в электронной подсистеме пленки и идет на разрушение сверхпроводимости, этой энергии не достаточно для нагрева всего сечения полосы до температуры выше критической. Более аккуратный расчет размера области с подавленной сверхпроводимостью был выполнен автором в работе [A1]. В этой работе авторы применяли к тонкой сверхпроводящей пленке подход А. Кадина и М. Джонсона [45].

В рассматриваемой задаче энергия видимого или ИК фотона на несколько порядков больше величины энергетической щели 2Δ в сверхпроводнике. Так, например, энергия фотона, соответствующего длине волны 1310 нм, составляет около 1 эВ, в то время как величина энергетической щели в NbN при температуре $\sim 4,2$ К составляет около 1 мэВ. Поскольку концентрация сверхпроводящих электронов во много раз меньше концентрации нормальных электронов, то в большинстве случаев поглощенный фотон передает свою энергию именно нормальному электрону. При этом создается одиночное квазичастичное возбуждение с энергией, близкой к энергии поглощенного фотона $h\nu$ и много большей энергии 2Δ . Если же фотон все-таки оказывается поглощен электроном, входящим в куперовскую пару, энергия фотона распределяется между электронами пары так, что один из них оказывается на уровне близком к Δ , а второй получает почти всю энергию фотона и становится высокоэнергичным возбуждением («горячим электроном»).

Далее этот горячий электрон на масштабе времени порядка десятков фемтосекунд теряет свою энергию посредством электрон-электронного взаимодействия и создает лавину квазичастиц. По мере уменьшения энергии этих квазичастиц до уровня порядка энергии Дебая (обычно около 0,1 эВ) доминирующим механизмом становится электрон-фононное взаимодействие. Длина свободного пробега таких фононов очень мала, и часть из них эффективно разрушают куперовские пары, а другая часть за счет фонон-фононного взаимодействия распадается на менее энергичные фононы, приводя к параллельному нагреву фононной под-

системы. Изменение сопротивления пленки достигает максимума, когда достигает максимума концентрация квазичастиц с энергией $E \sim \Delta T$; энергетическая щель в данный момент времени имеет минимальное значение. По мере уменьшения энергии возбужденных электронов до уровня порядка 2Δ , их количество растет и, в идеале, должно достигать $h\nu/(2\Delta)$, а их эффективная электронная температура T_e повышается выше критической температуры T_c .

Толщина d рассматриваемых пленок гораздо меньше длины установления теплового равновесия (длины термализации) L_{th} : $d \ll L_{th}$. В свою очередь, длина термализации определяется коэффициентом диффузии D и временем термализации τ_{th} :

$$L_{th} = \sqrt{D\tau_{th}}. \quad (3.5)$$

При таких условиях концентрацию неравновесных квазичастиц можно считать одинаковой по всей толщине пленки. Поток неравновесных квазичастиц, созданных поглощенным фотоном, опишем двумерным уравнением диффузии:

$$\frac{\partial C(r, t)}{\partial t} = D \frac{1}{r} \left(\frac{\partial C}{\partial r} + r \frac{\partial^2 C}{\partial r^2} \right) - \frac{C - C_0}{\tau}, \quad (3.6)$$

где $C(r, t)$ – концентрация квазичастиц, r – расстояние от места, где был поглощен фотон. C_0 – равновесная концентрация квазичастиц при рабочей температуре ванны T . Время τ определяет скорость уменьшения количества квазичастиц посредством рекомбинации и выхода фононов в подложку. В нормальном пятне времени τ соответствует время охлаждения электронной подсистемы:

$$\tau = \tau_{eph} + (c_e/c_{ph})\tau_{esc}, \quad (3.7)$$

где τ_{eph} – время электрон - фононного взаимодействия, τ_{esc} – время выхода фононов в подложку, c_e и c_{ph} – электронная и фононная удельные теплоемкости, соответственно. Равновесная концентрация квазичастиц C_0 определяется выражением:

$$C_0 = N_0 \sqrt{2\pi k_b T \Delta} \cdot \exp \left(-\frac{\Delta}{k_b T} \right), \quad (3.8)$$

где N_0 – плотность состояний в нормальном металле на уровне Ферми, она может быть вычислена из соотношения Эйнштейна: $N_0 = 1/(e^2 \rho D)$, где ρ – удельное электрическое сопротивление.

Предполагая, что диффузия и термализация не зависят друг от друга, а также, что фотон был поглощен в момент времени $t = 0$, решение уравнения (3.6) получается в виде:

$$C(r, t) = \frac{M(t)}{4\pi Dd} \frac{\exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right)}{t} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + C_0 \quad (3.9)$$

где $M(t)$ — зависящий от времени коэффициент размножения квазичастиц. Максимальное значение M_{max} , которого оно достигает при термализации, обычно называется квантовым выходом. Это максимальное число квазичастиц, созданных одним фотоном. Очевидно, $M_{max} \leq h\nu/\Delta$.

Если температура T близка к T_c , и энергия фотона не велика, достаточно точные количественные результаты для $M(t)$ могут быть получены из приближенного выражения:

$$M(t) = M_{exp} [1 - \exp(-t/\tau_{th})], \quad (3.10)$$

где M_{exp} — экспериментальное значение квантового выхода.

Радиус нормального цилиндрического пятна определяется условием:

$$C(r_n, t) = C_n, \quad (3.11)$$

где $C_n = N_0 k_b T_c$ — равновесная концентрация квазичастиц при критической температуре.

Для оценки размеров горячего пятна мы нашли решение уравнения 3.11 для тонкой пленки NbN.

Параметры, зависящие от температуры, вычислялись в рамках теории Бардина - Купера - Шриффера (БКШ) для грязных сверхпроводников. Было использовано экспериментальное значение энергетической щели, приведенное в [56], вместо даваемого теорией БКШ. Также использовалась экспериментальная температурная зависимость электрон - фононного времени взаимодействия [57].

На рис. 3.4 представлены решения уравнения 3.6 для трех моментов времени $0.8\tau_{th}$, $2\tau_{th}$ и $5\tau_{th}$. Концентрация дана в единицах C_n .

Дальнейшая эволюция горячего пятна в простейшем приближении рассматривалась следующим образом. Ток начинал обтекать горячее пятно, при этом плотность тока вокруг пятна возрастала. При достижении критической плотности тока j_c в боковых областях вокруг пятна образуются области, похожие на линии проскальзывания фазы. Схематически структура этого состояния представлена на рис. 3.5. Черным

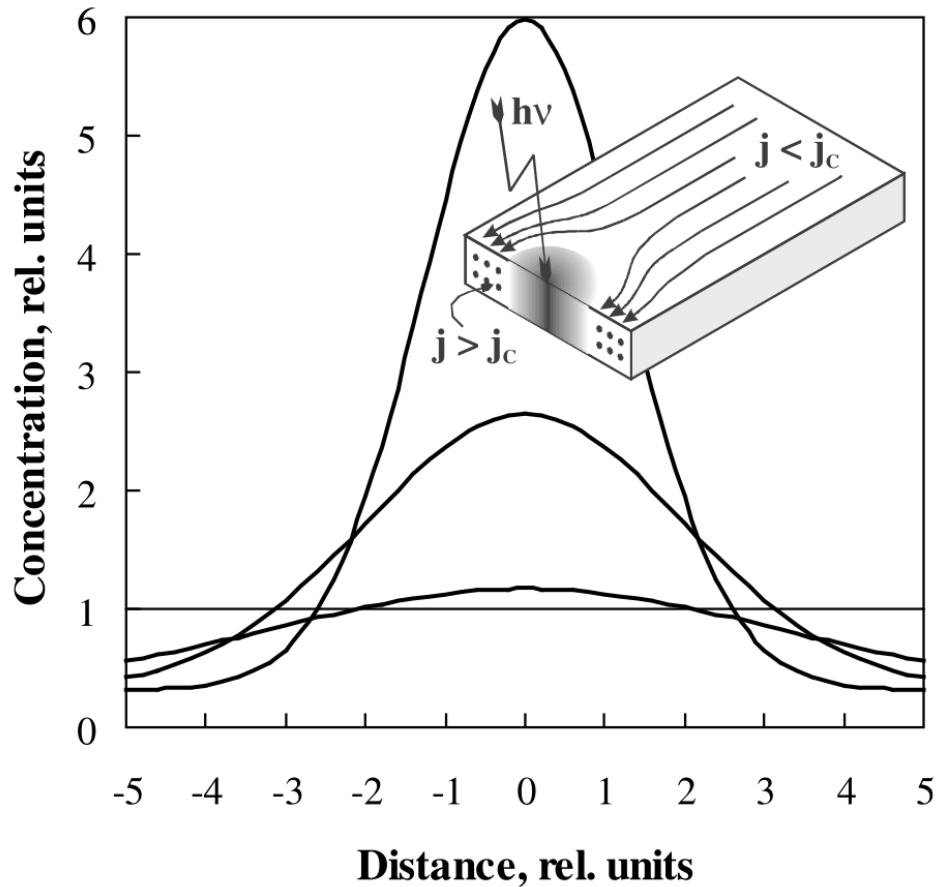


Рис. 3.4. Решение уравнения 3.6 для трех моментов времени $0, 8\tau_{th}, 2,0\tau_{th}$ и $5,0\tau_{th}$. Расстояния выражены в единицах длины термализации L_{th} . Горизонтальная линия соответствует концентрации квазичастиц при T_c , а точки ее пересечения с решениями уравнения 3.6 показывают размеры «горячего пятна» в соответствующие моменты времени. На вставке схематически показан механизм первоначальной идеи возникновения резистивного состояния благодаря перераспределению тока вокруг несверхпроводящего «горячего пятна».

цветом обозначены области, в которых сверхпроводимость полностью подавлена, серым – сверхпроводящие области, но с проникшим в них электрическим полем. Сечение (а) соответствует середине пятна, (б) соответствует боковым областям. В боковых областях размер нормальной области соответствует удвоенной величине параметра порядка ξ подобно тому, как это должно быть в центрах или линиях проскальзывания фазы. Электрическое поле проникает на глубину $2L_E$ в сверхпроводник.

Из условия достижения плотности тока j вокруг пятна критического значения j_c можно получить простое выражение для порогового тока

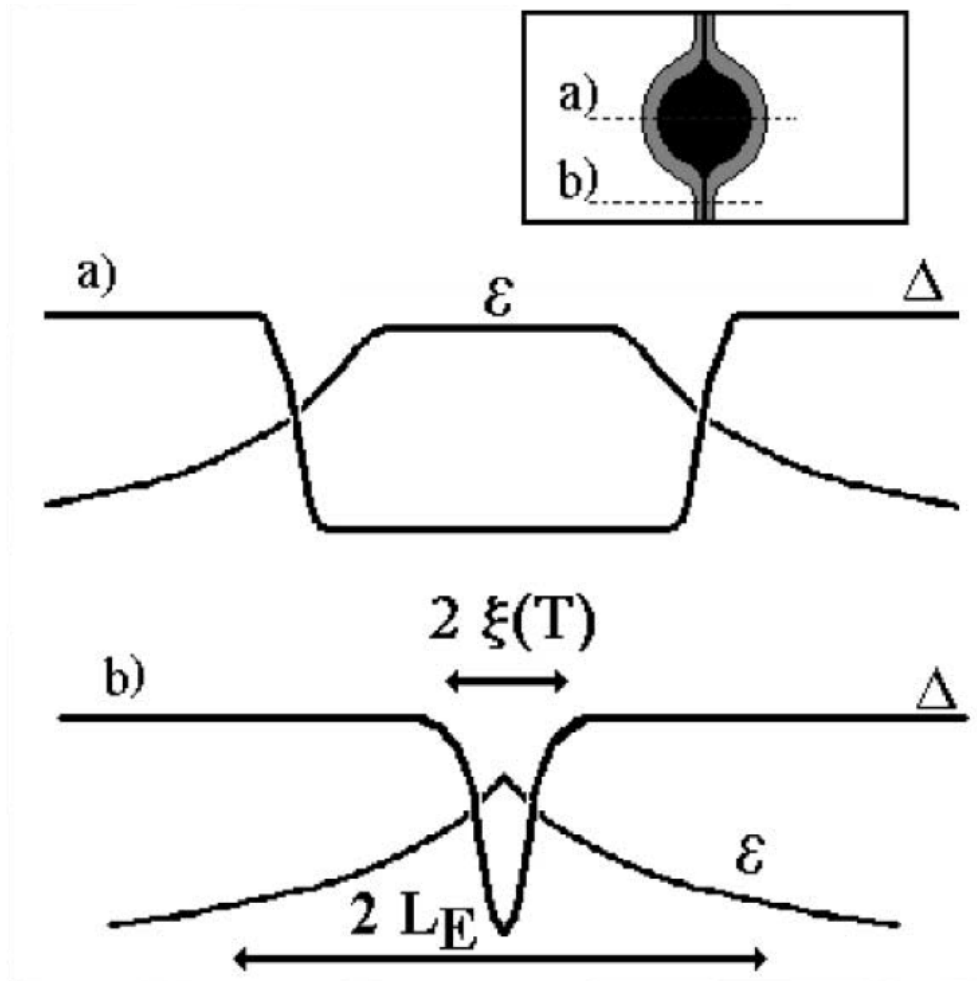


Рис. 3.5. Схематическое пояснение структуры резистивного состояния, возникающего после поглощения фотона. Вокруг нормального «горячего пятна» (сечение (а)) формируются области, похожие на линии проскальзывания фазы (сечение (b)). Черный цвет – области, в которых сверхпроводимость полностью подавлена, серый – сверхпроводящие области, в которые проникает электрическое поле.

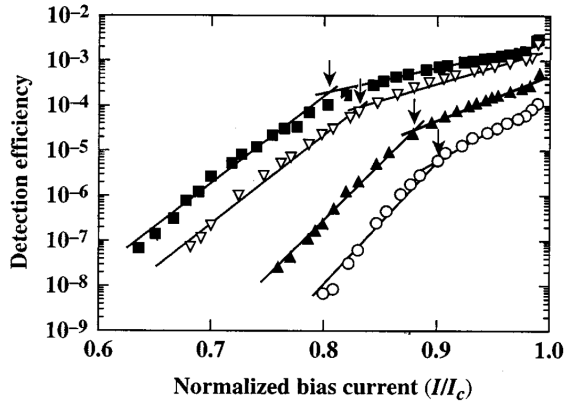
полоски I_1 :

$$I_1 = I_c \left(1 - \frac{2r_{max}}{w} \right), \quad (3.12)$$

I_c – критический ток полоски без «горячего пятна», r_{max} – максимальный радиус «горячего пятна», которого оно достигает в процессе термализации и диффузии, w – ширина полоски. Модель предсказывает, что при токах меньше I_1 фотоотклика не должно быть вообще, а при токах больше I_1 фотоотклик возникает на каждый поглощенный фотон, и вероятность возникновения фотоотсчета не зависит от тока детектора.

Однако в эксперименте наблюдалась несколько иная картина. На рис.3.6(а) представлены зависимости эффективности детектирования от

а)



б)

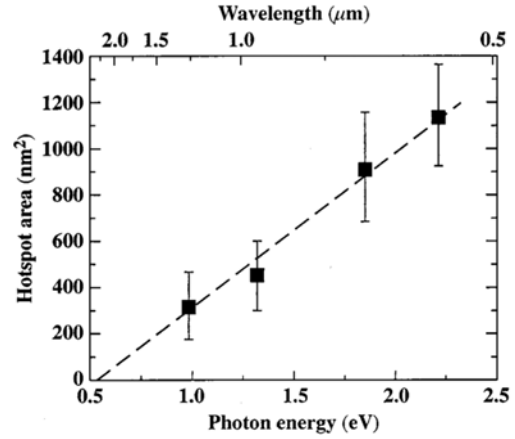
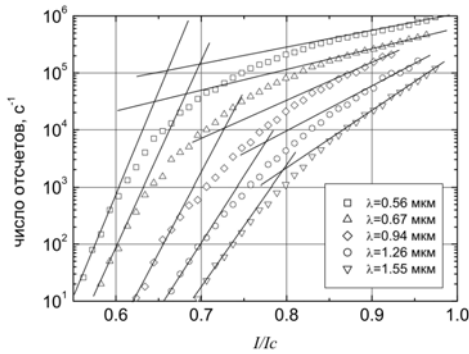


Рис. 3.6. а) Зависимость эффективности детектирования от приведенного тока смещения I/I_c на длинах волн 560 нм (квадраты), 670 нм (светлые треугольники), 940 нм (темные треугольники) и 1260 нм (кружки), измеренные при температуре 4,2 К для образца из пленки толщиной 10 нм. Ширина полосы меандра 200 нм. б) Зависимость площади горячего пятна от энергии фотона, полученные из зависимостей эффективности детектирования от тока смещения.

приведенного тока смещения I/I_c для четырех длин волн: 560 нм (квадраты), 670 нм (светлые треугольники), 940 нм (темные треугольники) и 1260 нм (кружки), измеренные при температуре 4,2 К для образца из пленки толщиной 10 нм с шириной полосы 200 нм. Под эффективностью детектирования мы здесь понимаем вероятность возникновения фототклика при поглощении фотона. Видно, что приведенные зависимости нигде не переходят скачком от 0 к некоторому не зависящему от тока образца значению. Тем не менее, эти зависимости представляют собой комбинацию двух экспонент: одна с большим показателем вдали от I_c и вторая с меньшим показателем вблизи I_c . Можно предположить, что точки перехода с одной экспоненты на другую, отмеченные на рисунке стрелками, соответствуют токам I_1 , для каждой зависимости, рассчитанным из уравнения 3.12. Тогда можно оценить размер горячего пятна. На рис. 3.6(б) представлена зависимость площади горячего пятна от энергии фотона. Полученная зависимость линейна, что соответствует модели горячего пятна, а экстраполяция этой зависимости к нулевому радиусу пятна дает красную границу эффекта однофотонного детектирования при энергии фотона около 0,5 эВ (что соответствует длине волны 2,5 мкм).

Поскольку квазичастицы могут диффундировать только в подлож-

а)



б)

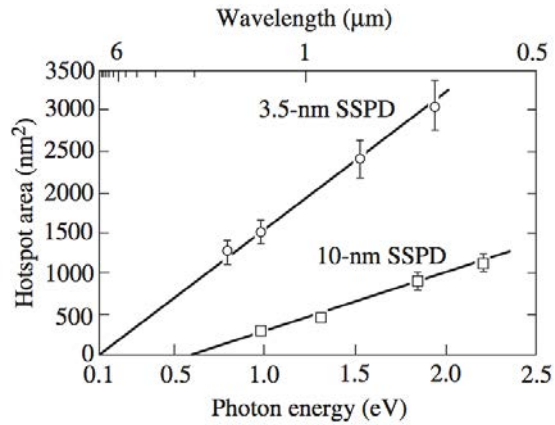


Рис. 3.7. а) Зависимость количества фотоотсчетов в секунду от приведенного тока смещения для различных длин волн для образца размером 10 мкм x 10 мкм из пленки толщиной 3,5 нм при температуре 4,2 К. Прямые линии показывают соответствующие экспоненты, а их точки пересечения дают значения пороговых токов I_1 . б) Сравнение размеров горячего пятна для образцов из пленки NbN толщиной 10 нм (из данных рис. 3.7(б)) и толщиной 3,5 нм.

ку (у длинного меандра контакты очень далеко от места поглощения фотона), можно ожидать, что уменьшение толщины пленки приведет к увеличению размера горячего пятна. На рис. 3.7(а) представлены зависимости количества фотоотсчетов в секунду от приведенного тока I/I_c для различных длин волн в диапазоне 560 нм – 1550 нм для образца из пленки толщиной 3,5 нм. Прямые линии показывают соответствующие экспоненты, а их точки пересечения дают значения пороговых токов I_1 . На рис. 3.7(б) построены зависимости площади «горячего пятна» от энергии фотона для образцов из пленок толщиной 3,5 нм и 10 нм. Линейные зависимости в целом подтверждают гипотезу горячего пятна.

Результаты прямого измерения зависимости квантовой эффективности от длины волны для образцов из пленок NbN толщиной 3,5 нм и 10 нм представлены на рис. 3.8. В обоих случаях зависимости носят экспоненциальный характер.

Уменьшение толщины пленки NbN с 10 нм до 3,5 нм приводит к тому, что квантовая эффективность с ростом длины волны падает значительно медленнее. В результате этого квантовая эффективность образцов из пленки толщиной 3,5 нм больше квантовой эффективности образцов из пленки толщиной 10 нм на порядок в видимом диапазоне и на два порядка в инфракрасном диапазоне на длине волны 1,5 мкм.

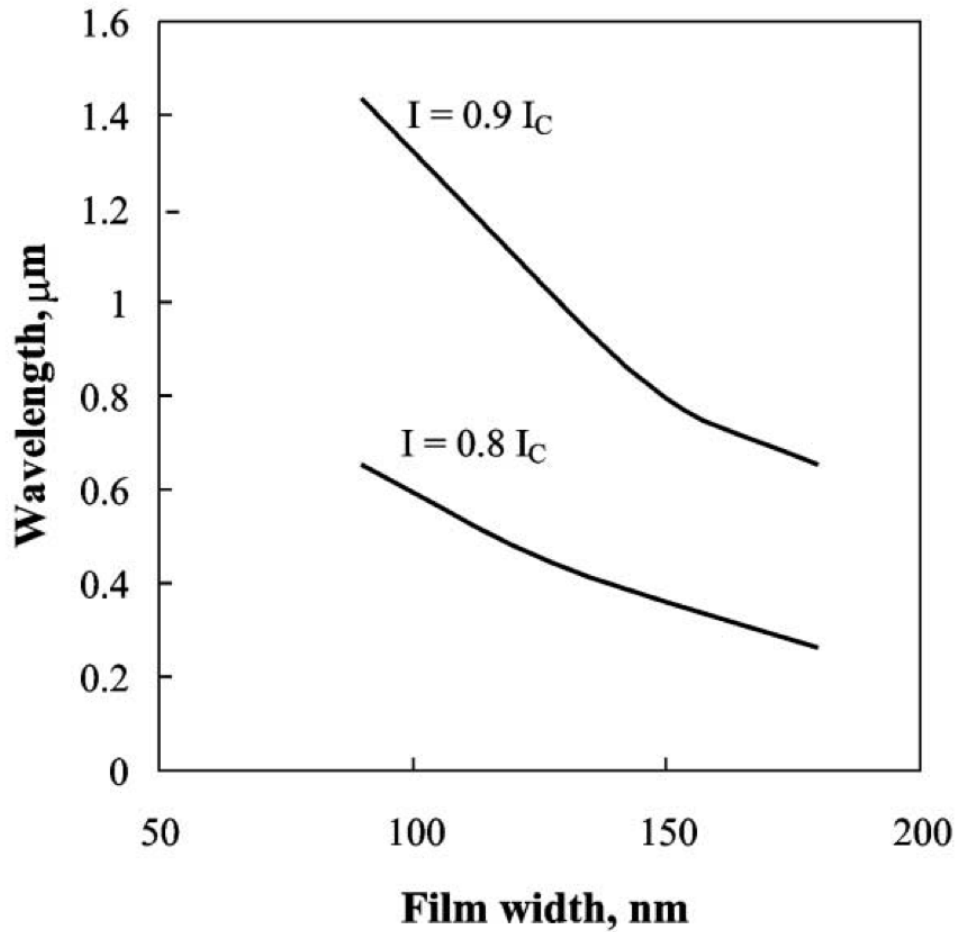


Рис. 3.9. Расчет пороговой длины волны («красной границы» эффекта) для образца из пленки NbN толщиной 10 нм как функции от ширины полоски для однофотонного отклика для двух токов смещения $0,8I_C$ и $0,9I_C$ в модели «горячего пятна».

В модели «горячего пятна» также можно оценить энергию фотона, необходимую для создания резистивного состояния. Это делается из условия, что при максимальном размере горячего пятна плотность тока в сверхпроводящих областях вокруг пятна превышает критическую плотность тока. Тогда получаются зависимости, представленные на рис. 3.9.

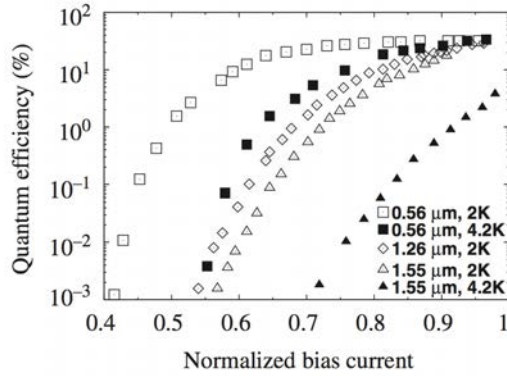
Примечательно, что экспериментальные результаты измерения спектральной чувствительности, представленные на рис. 3.8, показывают, что детектор обладает однофотонной чувствительностью на длинах волн гораздо больших, чем предсказывает модель «горячего пятна». Экспоненциальная зависимость квантовой эффективности от длины волны вида $QE \sim \exp(-k\lambda)$ говорит значительной роли термодинамических флуктуаций в механизме фотоотклика. В простейшем одномерном случае термодинамические флуктуации приводят к изменению фазы сверх-

проводящего параметра порядка на 2π . Частота таких событий изменения фазы на 2π (частота попыток) пропорциональны $\exp[-\Delta F/(kT)]$, где ΔF – свободная энергия, необходимая для соответствующего перехода в модели Лангера и Амбегаокара [58]. Исследуемые образцы являются двумерными, потому что ширина полосы w гораздо больше длины когерентности, поэтому ΔF следует рассматривать, как сверхпроводящую энергию конденсации в соответствующем объеме полосы. Поглощение фотона подавляет сверхпроводимость и тем самым повышает вероятность флуктуации. Чем выше энергия фотона, тем выше вероятность флуктуации. Более подробно роль флуктуаций в механизме фотоотклика рассматривается в последующих разделах.

Еще один результат, казалось бы противоречащий интуитивным соображениям, дают температурные зависимости квантовой эффективности QE . С понижением температуры Δ должна расти, а количество рожденных квазичастиц при фиксированной энергии фотона должно наоборот уменьшаться, приводя к уменьшению квантовой эффективности. Однако в эксперименте получается обратный результат. На рис. 3.10(а) представлены зависимости QE от приведенного тока смещения для различных длин волн при температурах 2 К и 4,2 К. Приведенный ток рассчитывался нормировкой тока детектора на экспериментальный критический ток при данной температуре $I/I_c(T)$. При этом видно, что для одной и той же длины волны пороговый ток I_1 смещается в сторону меньших значений, а для видимого света на токах близких к критическому QE практически перестает зависеть от тока детектора, как и предсказывает модель «горячего пятна». На рисунке 3.10(б) представлены зависимости QE от длины волны λ , измеренные на одинаковых приведенных токах $I/I_c(T)$ при температурах 3 К и 5 К. Видно, что с понижением температуры чувствительность детектора растет. Кроме того, видно, что на коротких волнах зависимости постепенно «выполаживаются», и пороговая длина волны λ_0 , отделяющая область, в которой QE не зависит от λ , с понижением температуры также сдвигается в сторону длинных волн.

Качественное объяснение полученных температурных зависимостей может быть дано в рамках улучшенной модели (в англоязычной литературе она получила названия «refined hotspot model» и «diffusion - based hotspot model») [59]. Отличие этой модели от простой модели «горячего пятна» состояло в том, что в ней снималось требование возникновения горячего пятна с нормальной сердцевинкой, а достаточно было созда-

а)



б)

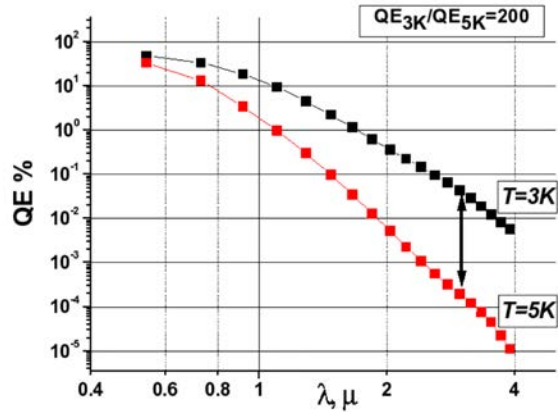


Рис. 3.10. а) Зависимости квантовой эффективности от приведенных токов смещения $I/I_c(T)$ для различных длин волн и температур 2 К и 4,2 К. б) Зависимости квантовой эффективности QE от длины волны λ , измеренные при температурах 3 К и 5 К при одинаковых приведенных токах смещения $I/I_c(T)$. Детекторы изготовлены из пленки NbN толщиной 3,5 нм.

ния области с подавленной сверхпроводимостью. В этой области падала концентрация сверхпроводящих электронов, а сопротивление возникало просто, потому что сверхпроводящих электронов становилось не достаточно для переноса тока близкого к критическому. В рамках этой модели зависимость квантовой эффективности от длины волны аппроксимируется формулой:

$$QE(\lambda) = QE_T \frac{1}{1 + (\lambda/\lambda_0)^n}, \quad (3.13)$$

где QE_T – квантовая эффективность на коротких волнах (там, где QE уже не зависит от длины волны), n – экспериментально подбираемый параметр, зависящий от того насколько быстро падает QE с ростом длины волны. Далее авторы показывают, что пороговая длина волны λ_0 пропорциональна следующему выражению:

$$\lambda_0 \sim \frac{1}{N_0 \Delta^2 \sqrt{D\tau_{th}} \left(1 - \frac{I(T)}{I_c(T)}\right)} \quad (3.14)$$

τ_{th} – время термализации, D – коэффициент диффузии квазичастиц. В практически используемой области $T \ll T_c$, и Δ уже довольно слабо меняется с понижением температуры, а вот D с понижением температуры меняется заметно. В работе [60] приводится результат численного расчета $D(T)$ с использованием соотношения $D = \kappa_e / c_e$, где κ_e – электронная теплопроводность в рамках БКШ и c_e – электронная теплоемкость. На

Научное издание

Корнеев Александр Александрович

Рябчун Сергей Александрович

Чулкова Галина Меркурьевна

**ОДНОФОТОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ВИДИМОГО
И ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНОВ ИЗ ТОНКИХ
СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК NBN И A-MOSI**

Монография

Издается в авторской редакции

Управление издательской деятельности

и инновационного проектирования МПГУ

119571, Москва, Вернадского пр-т, д. 88, оф. 446

Тел.: (499)730-38-61

E-mail: izdat@mpgu.edu

Подписано в печать 20.11.2017. Формат 60х90/16

Бум. офсетная. Печать цифровая. Объем 11,75 п. л.

Тираж 500 экз. Заказ № 745.

ISBN 978-5-4263-0570-0

