

05.4;07;09;12

Сверхпроводниковый быстродействующий детектор на основе индуктивного неравновесного отклика пленки нитрида ниобия

© Е.М. Меньщиков, И.Г. Гогидзе, А.В. Сергеев, А.И. Елантьев,
П.Б. Куминов, Г.Н. Гольцман, Е.М. Гершензон

Московский педагогический государственный университет

Поступило в Редакцию 5 февраля 1997 г.

Предлагается новый тип быстродействующего детектора, работа которого основана на изменении кинетической индуктивности сверхпроводниковой пленки за счет неравновесных квазичастиц, созданных электромагнитным излучением. Быстродействие детектора определяется скоростью процессов размножения фотовозбужденных квазичастиц, практически не зависит от температуры и составляет для NbN менее 1 пс. Модель, основанная на схеме Оуэна–Скалапино, хорошо описывает экспериментальную зависимость вольт-ваттной чувствительности детектора от частоты модуляции излучения. Определено время жизни квазичастиц и показано, что эффект перепоглощения неравновесных фононов конденсатом оказывается значительным даже в ультратонких пленках NbN толщиной 5 нм и приводит к максимально возможному квантовому выходу. Малая концентрация равновесных квазичастиц и высокий квантовый выход приводят к величине обнаружительной способности $D^* = 10^{12} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2}$ при температуре $T = 4.2 \text{ К}$ и $D^* = 10^{16} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2}$ при $T = 1.6 \text{ К}$.

Одним из важных направлений современной техники инфракрасных и субмиллиметровых волн является создание все более быстродействующих приемников излучения с характерным временем τ_D вплоть до фемтосекундного диапазона. В последнее время интенсивно развивается новый класс детекторов — сверхпроводниковые электронные болометры, механизм работы которых основан на неравновесном отклике тонких структурированных сверхпроводниковых пленок в резистивном состоянии [1]. В такого рода детекторах изменение электронной температуры под действием излучения приводит к увеличению сопротивления пленки вблизи критической температуры сверхпроводника T_c . За счет хорошей акустической связи пленки с подложкой фононы

остаются равновесными и служат термостатом для электронов. Постоянная времени такого детектора равна времени релаксации электронов на фонах τ_{eph} , а его обнаружительная способность D^* определяется флуктуациями электронной температуры. Увеличение быстродействия детектора требует увеличения скорости электрон-фононной релаксации. Это, в свою очередь, приводит к тому, что и фононная подсистема пленки разогревается вместе с электронами и в зависимости сигнала от частоты модуляции излучения появляется относительно медленная болометрическая компонента, которая возрастает с уменьшением частоты и отрицательно влияет на характеристики детектора.

Для преодоления отмеченного недостатка быстродействующих резистивных детекторов в настоящей работе предложен сверхпроводниковый неравновесный детектор, работающий за счет изменения кинетической индуктивности сверхпроводящего конденсата под действием излучения. Отметим, что в предложенном ранее инерционном болометре [2,3] используется температурная зависимость кинетической индуктивности вблизи T_c . Мы исследуем быстродействующий детектор на основе неравновесного отклика тонких пленок, действующий при температуре, существенно меньшей T_c . Постоянная времени такого детектора τ_D определяется временем развития электронной лавины, которое существенно короче τ_{eph} . Кроме того, обнаружительная способность этого детектора оказывается существенно выше, чем у резистивных электронных болометров с сопоставимыми значениями τ_D . Для конкретной реализации детектора на основе кинетической индуктивности мы выбрали тонкие пленки NbN, технологичного материала с высоким значением T_c , который уже хорошо зарекомендовал себя в резистивных детекторах [4].

Пленки из нитрида ниобия толщиной (d) 5 и 10 нм были приготовлены методом реактивного магнетронного распыления на постоянном токе [5]. Значения T_c равнялись 12.4 и 14.3 К соответственно; температурная ширина перехода в сверхпроводящее состояние составляла $\Delta T_c \sim 0.2$ К. Образцы имели структуру меандра (ширина полоски $\omega = 1.5$ мкм), которая заполняла площадь 54×72 мкм.

В эксперименте регистрировалось переменное напряжение ΔU на образце, включенном в цепь постоянного тока I , под действием модулированного излучения ближнего инфракрасного диапазона. Источником излучения служил полупроводниковый лазерный диод RLD-78M20 с максимальной мощностью 10 мВт и длиной волны 788 нм. Модулированная мощность излучения лазерного диода калибровалась с помощью

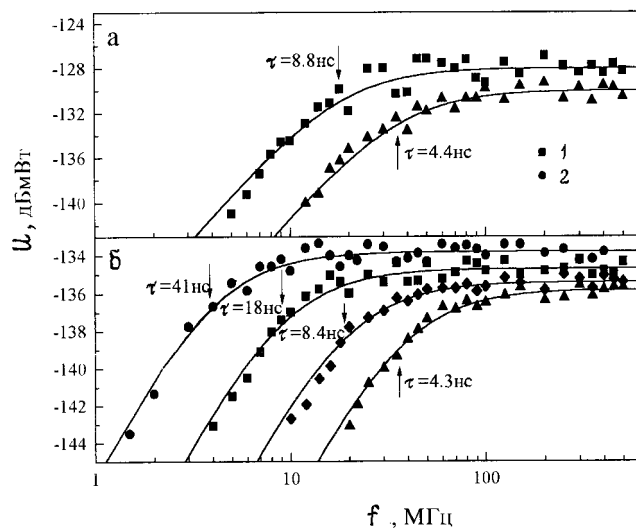


Рис. 1. Зависимость сигнала ΔU кинетической индуктивности от частоты модуляции для пленок толщиной 5 нм (а) и 10 нм (б). Стрелками обозначены значения τ , соответствующие формуле (1).

быстродействующего приемника ЛФДГ-70А в полосе частот модуляции до 4 ГГц. Излучение лазера фокусировалось оптической системой и через оптико-волоконный кабель $\varnothing 50$ мкм поступало на образец. Сигнал с образца на частотах до 50 МГц регистрировался фазочувствительным прибором фирмы EGG (модель 5202), а на частотах до 4 ГГц — анализатором спектра СК4-60.

На рис. 1 представлены зависимости от частоты модуляции f напряжения сигнала для двух образцов при различных температурах. Амплитуда сигнала хорошо аппроксимируется зависимостью

$$\Delta U(f) = \frac{U_0 \cdot 2\pi f \tau}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau)^2}}. \quad (1)$$

Значения τ выделены на рис. 1 стрелками. При неизменной величине приведенной температуры T/T_c значения τ пропорциональны толщине пленки. Для каждого образца в области низких температур τ экспонен-

циально зависит от температуры. Величина сигнала на плато частотной зависимости слабо, как $T^{-1/2}$, растет с понижением температуры.

Приведенные экспериментальные результаты можно объяснить в рамках следующей модели, основанной на схеме Оуэна–Скалапино [6]. При поглощении света с энергией кванта $h\nu$, большей щели (Δ), происходит разрыв куперовских пар с образованием квазичастиц, что вызывает изменение кинетической индуктивности пленки L и, следовательно, приводит к возникновению напряжения, равного IdL/dt . Скорость изменения индуктивности определяется частотой модуляции излучения и процессами релаксации в пленке. Сначала фотовозбужденная квазичастица теряет энергию, излучая фононы с энергией больше 2Δ , которые, в свою очередь, разрушают куперовские пары и создают новые квазичастицы. При энергии квазичастицы меньше 3Δ дальнейшее размножение квазичастиц становится невозможным. Далее неравновесные квазичастицы остывают, излучая низкоэнергичные фононы, и скапливаются на уровне с энергией Δ . На этом этапе, который занимает не более 1 пс, развитие электронной лавины заканчивается, и дальнейшая, относительно медленная эволюция приводит к уменьшению концентрации неравновесных квазичастиц. При рекомбинации двух квазичастиц излучается фонон с энергией 2Δ , который может либо покинуть пленку за время $\tau_{es} = 4d/\alpha v_s$ (v_s — скорость звука, α — коэффициент прозрачности границы пленка–подложка), либо за время τ_B разрушить куперовскую пару. В результате эффективное время жизни квазичастиц равно

$$\tau_l = \tau_R \left(1 + \frac{\tau_{es}}{\tau_B} \right). \quad (2)$$

Следуя [7], вольт-ваттную чувствительность можно представить в виде

$$S = \frac{LI \exp(-\Delta/k_B T)}{n_{eqv} V \Delta} \frac{2\pi f \tau_l}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau_l)^2}} \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau^*)^2}}, \quad (3)$$

где τ^* — время развития электронной лавины.

Оценим численные значения характерных времен, входящих в уравнения (2) и (3) для наиболее тонкой пленки. Время рекомбинации при температуре, много меньшей T_c , может быть определено через время электрон-фононной релаксации при критической температуре $\tau_{e-ph}(T_c)$:

$$\frac{\tau_R(T)}{\tau_{e-ph}(T_c)} = 0.1 \left(\frac{T_c}{T} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{\Delta}{k_B T} \right). \quad (4)$$

Привлекая данные по резистивному отклику тонких пленок NbN [8] для образца толщиной 5 нм, имеем $\tau_{es} = 40$ пс и $\tau_{eph}(T_c) = 5$ пс, что дает при температуре $T = 4.2$ К $\tau_R = 50$ пс. Время τ_B не зависит от температуры и может быть оценено из соотношения

$$\tau_B = \frac{v_s}{v_F} \frac{h}{2\pi\Delta}, \quad (5)$$

что дает значение $\tau_B = 2$ пс. Таким образом, $\tau_{es}/\tau_B \approx 20$, что указывает на сильное перепоглощение неравновесных высокоэнергичных фононов квазичастицами. Время жизни квазичастиц, рассчитанное по формуле (2) с учетом значения τ_R (формула (4)), хорошо совпадает с экспериментальными значениями τ , приведенными на рис. 1. Отметим, что сильное перепоглощение фононов положительно сказывается на характеристиках детектора, так как в этом случае в результате электронной лавины достигается максимальный коэффициент размножения квазичастиц $K = h\nu/2\Delta$.

Перейдем к обсуждению параметров индуктивного неравновесного детектора. Мы предлагаем для реализации детектора использовать плато частотной зависимости на рис. 1. Тогда детектор обладает выходной полосой частот Δf от обратного времени жизни квазичастиц до обратного времени развития электронной лавины. Время развития лавины оценивалось в оптических экспериментах по модуляции коэффициента пропускания [9], которые показали, что τ^* короче 0.5 пс.

Величина вольт-ваттной чувствительности на плато равна

$$S = \frac{LI \exp(-\Delta/T)}{\Delta n_{eqv}} \propto T^{-1/2}, \quad (6)$$

где n_{eqv} — равновесная концентрация квазичастиц, экспоненциально уменьшающаяся при понижении температуры.

Основным источником шума детектора является генерационно-рекомбинационный шум, соответствующая величина обнаружительной способности равна

$$D^* = \sqrt{\frac{\tau_l}{4\Delta^2 n_{eqv} d}}. \quad (7)$$

Принимая значение концентрации электронов $\sim 10^{22}$ см⁻³, получим концентрацию равновесных квазичастиц при 4.2 К $n_{eqv} \approx 10^{17}$ см⁻³ и соответственно значение D^* , примерно равное 10^{12} Вт⁻¹ · см · Гц^{1/2}.

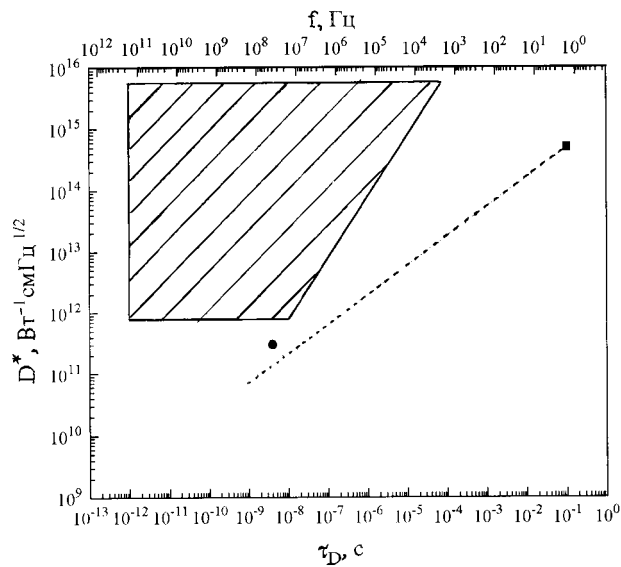


Рис. 2. Сравнение характеристик различных сверхпроводниковых болометров в координатах обнаружительная способность — постоянная времени (1 — Al болометр, 2 — резистивный электронный болометр из Nb, пунктирной линией показана примерная зависимость обнаружительной способности от постоянной времени для сверхпроводящих резистивных болометров. Заштрихованная область показывает обнаружительную способность и выходную полосу частот для детектора из NbN на кинетической индуктивности при различных температурах (верхняя граница соответствует $T = 1.6$ К, нижняя — $T = 4.2$ К).

Сравнение индуктивного детектора с другими сверхпроводниковыми детекторами показано на рис. 2. Для индуктивного детектора постоянная времени равна времени развития лавины, которое практически не зависит от температуры. Значение обнаружительной способности растет с понижением температуры (формула (7)) и составляет $D^* = 10^{12} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2}$ при $T = 4.2$ К и $D^* = 10^{16} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2}$ при $T = 1.6$ К. На рис. 2 левая граница заштрихованной области соответствует этому увеличению D^* . Вместе с тем, при фиксированной температуре выходная полоса частот ограничена снизу величиной τ_l^{-1} , которая зависит от температуры и представлена на рис. 2 правой

границей заштрихованной области. Верхняя граница соответствует рабочей температуре 1 К, нижняя — 4.2 К. Для сравнения мы выбрали чувствительный мембранный Al-болومتر с рекордным значением D^* , а также быстродействующий неравновесный резистивный NbN детектор, работающий вблизи перехода. Как видно, индуктивный неравновесный детектор обладает высокой обнаружительной способностью за счет малой концентрации квазичастиц и рекордным быстродействием. Недостатком такого детектора является невысокая вольт-ваттная чувствительность, что приводит к довольно жестким требованиям к усилителю в схеме регистрации.

Авторы статьи благодарят Б.М. Воронова за создание образцов и А.Л. Дзарданова за изготовление малошумящего усилителя.

Работа поддерживается Государственной программой "Актуальные проблемы в физике конденсированных сред", направление "Сверхпроводимость" в рамках проекта № 96128 "Горизонт III".

Список литературы

- [1] *Гершензон Е.М., Гершензон М.Е., Гольцман Г.Н.* и др. // ЖТФ. 1989. Т. 59. В. 2. С. 111–120.
- [2] *Grossman E.N., McDonald D.G., Sauvageau J.E.* // IEEE Trans. on Magn. 1991. V. 27. N 2. P. 2677–2680.
- [3] *Bluzer N.* // J. Appl. Phys. 1995. V. 78. P. 7340.
- [4] *Gol'tsman G.N., Semenov A.D., Gousev Yu.P.* et al. // Supercond. Sci. Technol. 1991. V. 4. P. 453–456.
Воронов Б.М., Гершензон Е.М., Гольцман Г.Н. и др. // СФХТ. 1992. Т. 5. № 5. С. 955–960.
- [5] *Воронов Б.М., Гершензон Е.М., Сейдман Л.А.* и др. // СФХТ. 1994. Т. 7. № 6. С. 1097–1102.
- [6] *Owen C.S., Scalapino D.J.* // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28. P. 1559.
- [7] *Sergeev A.V., Reizen M.Yu.* // Int. J. of Modern Phys. B. 1996. V. 10. P. 635.
- [8] *Semenov A.D., Nebosis R.S., Gousev Yu.P.* et. al. // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. P. 581.
- [9] *Semenov A.D., Heusinger M.A., Renk K.F.* et al. // Accepted to IEEE Trans. on Applied Superconductivity. 1997.
Face D.W., Brorson S.D., Kazeroonian A. et al. // IEEE Trans. on Magn. 1991. V. 27. N 2. P. 1556.