

Исследование неравновесности электронной подсистемы в низкотемпературных детекторах микроволнового излучения

И. А. Девятов¹⁾, М. Ю. Куприянов

Научно-исследовательский институт ядерной физики,
Московский государственный университет, 119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 19 октября 2004 г.

В рамках кинетического уравнения рассчитываются электронные функции распределения, возникающие в металлических абсорберах сверхмалых размеров детекторов микроволнового излучения, работающих при сверхнизких температурах. Показано, что функции распределения неравновесны, существенно отличны от фермиевской и определяются соотношениями между скоростями электрон-электронной, электрон-фононной релаксаций и влиянием на абсорбер измерительного устройства – перехода сверхпроводник – изолятор – нормальный металл. Рассчитан отклик такого болометра и проведено сравнение с экспериментом.

PACS: 85.35.—p

В последнее время большой интерес вызывает теоретическое и экспериментальное исследование неравновесных процессов в нормальном металле, облучаемым электромагнитным излучением с частотой, меньшей частоты межзонных переходов. Непосредственное экспериментальное исследование таких процессов стало возможным после появления лазеров со сверхкороткими фемтосекундными импульсами. Прямые измерения тока эмиссии показали, что непосредственно после лазерного импульса функция распределения электронов по энергиям в металле имеет существенно неравновесный вид, отличающийся от распределения Ферми [1].

Возможна и другая постановка эксперимента, которая реализуется в низкотемпературных “андреевских” болометрах [2, 3]. В этих устройствах тонкая, узкая и короткая пленка из нормального металла заключена между сверхпроводящими берегами или малопрозрачными туннельными барьерами. Устройство находится при сверхнизкой температуре (порядка 0.1 К) и непрерывно облучается электромагнитным сигналом, в основном, терагерцового или инфракрасного диапазонов. Возникающие при таком воздействии отклонения функции распределения электронов в нормальном абсорбере от равновесной фиксируются по изменению вольт-амперной характеристики дополнительного SIN(сверхпроводник – изолятор – нормальный металл) перехода [2, 3].

Целью данной работы является развитие теории поглощения электромагнитного излучения субмиллиметрового диапазона в нормальных металлах при

сверхнизких температурах и ее применение для расчета сигнальных характеристик болометров андреевского типа.

Кинетическое уравнение для функции распределения электронов $f(\mathbf{k})$ металлического абсорбера Андреевского болометра имеет вид:

$$\frac{df(\mathbf{k})}{dt} = \left. \frac{\partial f(\mathbf{k})}{\partial t} \right|_{e-e} + \left. \frac{\partial f(\mathbf{k})}{\partial t} \right|_{e-ph} + \left. \frac{\partial f(\mathbf{k})}{\partial t} \right|_{e-pt} + \left. \frac{\partial f(\mathbf{k})}{\partial t} \right|_{\text{SIN}}, \quad (1)$$

где \mathbf{k} – волновой вектор электронов. Первые два члена в правой части уравнения (1) отвечают за электрон-электронные, электрон-фононные соударения соответственно, третий описывает поглощение фотонов электронами абсорбера с передачей импульса ионам металла [4, 5], четвертый описывает влияние на абсорбер измерительного устройства (SIN-перехода).

Правая часть (1) не содержит диффузных слагаемых, поскольку в типичной экспериментальной ситуации [2, 3] геометрические размеры абсорбера малы по сравнению с характерными длинами энергетической релаксации. Мы также будем считать пренебрежимо малыми эффекты, связанные с уходом квазичастиц в электроды болометра.

Будем также считать, что до начала воздействия излучения распределения электронов $f(\mathbf{k})$ и фононов $g(\mathbf{q})$ были равновесными распределениями Ферми $f_F(k) = 1/[1 + \exp(\frac{\varepsilon(k) - \mu}{k_B T})]$ и Бозе $g_B(q) = 1/[\exp(\frac{\varepsilon(q)}{k_B T}) - 1]$, соответственно, где μ – химический потенциал, k_B – постоянная Больцмана

¹⁾e-mail: idev@pn.sinp.msu.ru

на, T – температура абсорбера. Закон дисперсии для электронов предполагается квадратичным: $\varepsilon(k) = \hbar^2 k^2 / 2m$, а для фононов – линейным, $\varepsilon(q) = \hbar v_s q$, то есть мы принимаем во внимание только акустические фононы, \mathbf{q} – волновой вектор фонона, m – масса электрона, v_s – скорость звука в металле. Такие предположения естественны для используемого материала абсорбера – Cu [2].

Фононную подсистему абсорбера мы будем рассматривать как термостат, то есть будем считать, что распределение фононов равновесно и при действии на абсорбер электромагнитного излучения. Такое предположение оправдано малой толщиной пленки абсорбера [2, 3], низкими рабочими температурами, относительно невысокой частотой сигнала порядка 1 ТГц, и малостью сопротивления Капицы на границе пленки [6], позволяющей считать общей фононную систему “пленка и подложка”. Этим наша проблема отличается от задачи, рассмотренной в [7] в модели “фононного баббля”, возникающего при действии на металлический (или сверхпроводниковый) абсорбер рентгеновского кванта.

При наличии непрерывной подкачки энергии в электронную подсистему нормальной пленки абсорбера вследствие поглощения электромагнитного излучения в абсорбере должна установиться квазистационарная функция распределения электронов по энергии $f(\mathbf{k})$. Она определяется балансом между энергией, поглощенной электронной подсистемой, и энергией, переданной электронами в фононный термостат и измерительный SIN-переход. Для нахождения $f(\mathbf{k})$ достаточно положить левую часть уравнения (1) равной нулю.

Мы будем исходить из стандартного вида электрон-электронного, электрон-фононного столкновительных членов [8, 5]. Для электрон-фотон-ионного столкновительного члена в кинетическом уравнении (1) мы примем форму, предложенную в [4].

Переходя стандартным образом [8] от суммирования по импульсам в вышеупомянутых столкновительных членах к интегрированию, можно получить [5] систему из двух двумерных и одного шестимерного интегралов. Размерность интегралов можно ограничить двукратным, если предположить, что сигнал неполяризованный, и усреднить по направлениям поляризации.

Дальнейшая возможность упрощения интегралов столкновений следует из слабости электромагнитного сигнала, действующего на андреевский болометр, предназначенный для радиоастрономических наблюдений. Поэтому функцию распределения электронов можно искать в виде $f(\mathbf{k}) = f_F(k) + \delta f(\mathbf{k})$, где $\delta f(\mathbf{k})$ –

малая неравновесная поправка к фермиевскому распределению $f_F(k)$ сигнала.

При этом малость рабочей температуры металлического абсорбера в болометрах (порядка 0.1 К [2, 3]), в большинстве излагаемых ниже расчетов позволяет заменить равновесные функции Ферми $f_F(\varepsilon)$, входящие в интегралы столкновений, на ступенчатую функцию $\Theta(\mu - \varepsilon)$, где $\Theta(x)$ – ступенчатая функция Хэвисайда.

В терагерцовом диапазоне электромагнитных сигналов энергия фотонов $\hbar\omega$ порядка 50 К (ω – частота сигнала), что много больше температуры абсорбера, но существенно меньше параметров задачи $\hbar\nu_s q_D$, μ , где q_D – импульс Дебая. С учетом этого обстоятельства линеаризованные электрон-электронный и электрон-фононные интегралы столкновений принимают вид

$$\left. \frac{\partial f(\mathbf{k})}{\partial t} \right|_{e-e} = \tau_{e-e}^{-1} [-\nu^2 z^2 - \alpha_{e-e} t^2 + 2\nu^2 \{ \Theta(z) (2 \int_z^1 ds \varphi(s)(s-z) + \int_{-1}^{-z} ds \varphi(s)(s+z)) + \Theta(-z) (2 \int_{-1}^z ds \varphi(s)(z-s) - \int_{-z}^1 ds \varphi(s)(s+z)) \}] , \quad (2)$$

$$\left. \frac{\partial f(\mathbf{k})}{\partial t} \right|_{e-ph} = \tau_{e-ph}^{-1} [-\nu^3 z^3 - \alpha_{e-ph} t^3 + 3\nu^3 \{ \Theta(z) \int_z^1 ds \varphi(s)(s-z)^2 + \Theta(-z) \int_{-1}^z ds \varphi(s)(s-z)^2 \}] , \quad (3)$$

где введена нормированная переменная $z = \varepsilon / \hbar\omega$, $\varphi(z) = \delta f((\varepsilon - \mu) / \hbar\omega)$, $\tau_{e-ph}^{-1} = \pi \mu^3 / 4 \hbar (k_B T_D)^2$, $\alpha_{e-ph} = 21 \xi(3)$, $\nu = \hbar\omega / \mu$, $\tau_{e-e}^{-1} \cong 1.47 \sqrt{\pi} \mu / 32 \hbar \sqrt{a_B k_F}$, $\alpha_{e-e} \cong 9.84$, $t = k_B T / \mu$, a_B – радиус Бора, T_D – температура Дебая, $\xi(3) \cong 1.2$ – дзета-функция Римана.

Учитывая соображения, использованные при выводе линеаризованных электрон-электронного (2) и электрон-фононного интегралов столкновений (3), линеаризованный электрон-фотон-ионный интеграл столкновений [4, 5] (функция источника) принимает вид

$$\left. \frac{\partial f(\mathbf{k})}{\partial t} \right|_{e-pt} = \tau_{e-pt}^{-1} \{ \Theta(1-z) \Theta(z) - \Theta(-z) \Theta(z+1) \} , \quad (4)$$

$$\tau_{e-pt}^{-1} = 2^{-5.5} \pi^{-2} \hbar^{-2} m^{-1.5} V_a^{-1} e^6 E^2 \omega^{-4} \varepsilon_0^{-2} \varepsilon(k)^{-0.5},$$

где V_a – объем абсорбера, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, E – напряженность электрического поля волны. При выводе (4) мы пренебрегли непринципиальной зависимостью функции источника от направления распространения электромагнитной волны, поскольку упругие процессы рассеяния на примесях неизбежно изотропизируют источник. Зависимость функции источника от энергии имеет характерный ступенчатый вид.

Используя результаты работы [9], можно показать, что влияние измерительного устройства (SIN-перехода) на функцию распределения электронов в абсорбере в кинетическом уравнении (1) определяется слагаемым вида

$$\left. \frac{\partial f(\mathbf{k})}{\partial t} \right|_{SIN} = -\tau_{SIN}^{-1} N_s(z + eV/\hbar\omega) \varphi(z), \quad (5)$$

где $\tau_{SIN}^{-1} = e^2 R_N V_a N(\varepsilon_F)$, V – напряжение на SIN-переходе, $N_s(\varepsilon) = \{\Theta(\varepsilon - \Delta) + \Theta(-\varepsilon - \Delta)\} |\varepsilon| / \sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}$ – нормированная плотность состояний сверхпроводника, Δ – щель в спектре возбуждений сверхпроводника, $N(\varepsilon_F)$ – плотность состояний на уровне Ферми в абсорбере, R_N – нормальное сопротивление SIN-перехода.

Легко проверить, что при отсутствии измерительного члена $\left. \frac{\partial f(\mathbf{k})}{\partial t} \right|_{SIN} = 0$ (или при напряжении на переходе $V = 0$) решение кинетического уравнения (1), определяемого соотношениями (2)–(4), антисимметрично: $\varphi(z) = -\varphi(-z)$. При этом электрон-электронный столкновительный член (2) переходит в выражение, полученные ранее в работах [10, 11], а электрон-фононный столкновительный член (3) сводится к результату, полученному в работе [7]. Отметим, что электрон-фононный столкновительный член, используемый в работе [11], неприменим в рассматриваемой задаче, поскольку он соответствует энергиям, много больших дебаевских. Хорошая аппроксимация неинтегральных (τ -членов) электрон-электронного и электрон-фононного столкновительных членов квадратичными и кубичными полиномами соответственно отмечена в монографии [12].

Необходимо отметить наличие интегральных членов в линейризованных электрон-электронных (2) и электрон-фононных (3) столкновительных членах, входящих в них наряду с τ -членами, что вызвано нелокальностью по энергии источника (4). Необходимость учета в линейризованном уравнении Больцмана интегральных членов в случае нелокального источника отмечена в [12].

Подстановка линейризованных интегралов столкновений (2)–(5) в стационарное кинетическое уравнение (1) приводит к интегральному уравнению Вольтерра второго рода, которое необходимо рассматривать на интервале $z \in [-1, 1]$, где это уравнение является неоднородным. Физически это означает, что в случае слабого сигнала, описываемого линейризованным уравнением, невозможно последовательное поглощение нескольких квантов излучения.

Численное решение интегрального уравнения, определяемого соотношениями (1)–(5) на интервале $z \in [-1, 1]$, сводится к построению соответствующего рекуррентного соотношения от границ интервала. На рис.1 представлены результаты численного

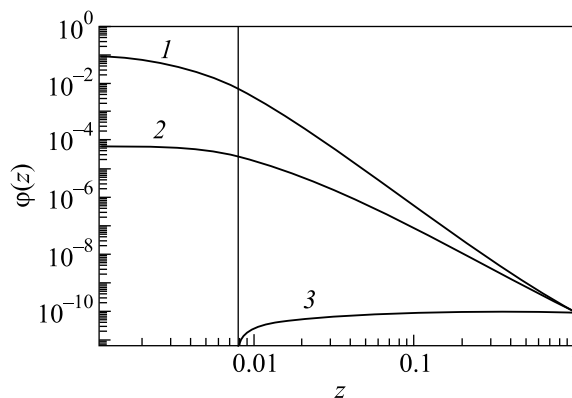


Рис.1. Неравновесная функция распределения электронов в абсорбере, возникающая под действием электромагнитного излучения. Кривая 1 соответствует функции распределения, рассчитанной численно в пределе $\tau_{SIN}^{-1} \ll \tau_{e-p}^{-1}, \tau_{e-e}^{-1}$ с параметрами $\nu\tau_{e-p}/\tau_{e-e} = 0.023$, $(\tau_{e-e}^{-1} \alpha_{e-e} t^2 + \tau_{e-p}^{-1} \alpha_{e-p} t^3) \tau_{e-p} \nu^{-3} = 1.3 \cdot 10^{-6}$, температурой 0.1 К, частотой 10^{12} Гц и мощностью сигнала 10^{-13} Вт. Кривая 2 соответствует τ аппроксимации с теми же параметрами. Кривая 3 соответствует функции распределения, рассчитанной численно в обратном пределе $\tau_{SIN}^{-1} \gg \tau_{e-p}^{-1}, \tau_{e-e}^{-1}$, когда функция распределения в абсорбере определяется распределением квазичастичных возбуждений в сверхпроводнике измерительного SIN-перехода. Напряжение на SIN-переходе $eV/\hbar\omega = 0.05$, щель $\Delta/\hbar\omega = 0.058$

расчета функции распределения. Случаю слабого влияния измерительного SIN-перехода на абсорбер, то есть при выполнении условия $\tau_{SIN}^{-1} \ll \tau_{e-p}^{-1}, \tau_{e-e}^{-1}$, соответствует кривая 1. При этом параметры интегрального уравнения рассчитывались, исходя из данных экспериментов [2, 3]: $\nu\tau_{e-p}/\tau_{e-e} = 0.023$, $(\tau_{e-e}^{-1} \alpha_{e-e} t^2 + \tau_{e-p}^{-1} \alpha_{e-p} t^3) \tau_{e-p} \nu^{-3} = 1.3 \cdot 10^{-6}$, температура абсорбера 0.1 К, частота сигнала 10^{12} Гц и мощность сигнала 10^{-13} Вт. Видно, что функция распределения при не очень малых энергиях z

(больших $((\tau_{e-e}^{-1}\alpha_{e-e}t^2 + \tau_{e-p}^{-1}\alpha_{e-p}t^3)\tau_{e-p})^{1/3}\nu^{-1}$) близка к степенной зависимости $(\varepsilon - \mu)^{-4}$. Такая зависимость была предсказана в работе [7] при учете только электрон-фононного взаимодействия. Наш численный анализ показал, что степенная зависимость функции распределения от энергии с показателем степени, близким к -4 , выполняется в широком интервале отношений времен электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействий. При энергии, близкой к величине поглощаемого кванта, вид степенной зависимости меняется от $(\varepsilon - \mu)^{-3}$ в случае сильного электрон-фононного взаимодействия до $(\varepsilon - \mu)^{-2}$ в случае сильного электрон-электронного взаимодействия.

Кривая 2 на рис.1 представляет результаты численного решения кинетического уравнения в том же пределе, $\tau_{SIN}^{-1} \ll \tau_{e-p}^{-1}, \tau_{e-e}^{-1}$, но рассчитанного без учета интегральных членов в интегралах столкновения (2), (3), то есть в τ -аппроксимации. Сравнение кривых 1 и 2 на рис.1 показывает, что учет интегральных членов в кинетическом уравнении приводит к существенному росту функции распределения в области малых энергий.

В обратном пределе, $\tau_{SIN}^{-1} \gg \tau_{e-p}^{-1}, \tau_{e-e}^{-1}$, в области энергий $|\varepsilon| > \Delta$ функция распределения определяется влиянием сверхпроводника измерительного SIN-перехода на абсорбер и пропорциональна $N_s^{-1}(\varepsilon + eV)$. Результаты численного расчета представляет кривая 3 на рис.1. Необходимо отметить, что условие $\tau_{SIN}^{-1} \gg \tau_{e-p}^{-1}, \tau_{e-e}^{-1}$ может быть выполнено лишь при крайне низких значениях сопротивления R_N SIN-перехода, менее 0.1 Ом.

Во всех рассмотренных случаях рассчитанная функция распределения оказалась неравновесной и существенно отличалась от фермиевской.

Отклик $\eta = I/P$ андреевского болометра определяется распределением электронов по энергиям в абсорбере при $|\varepsilon| > \Delta$. Ток I через измерительный SIN-переход рассчитывается по стандартной формуле туннельной теории: $I = (eR_N)^{-1} \int d\varepsilon (f(\varepsilon - eV) - f_s(\varepsilon))N_s(\varepsilon)$, где $f(\varepsilon)$ – искомое решение уравнения (1), $f_s(\varepsilon)$ – функция распределения квазичастиц в сверхпроводнике. Мощность P , поглощаемая абсорбером в квазистационарном режиме, определяет функция источника (4) и оказывается равной $P = \tau_{e-p}^{-1}N(\varepsilon_F)V_a(\hbar\omega)^2$. В случае, когда функция распределения определяется влиянием измерительного SIN-перехода на абсорбер $\tau_{SIN}^{-1} \gg \tau_{e-p}^{-1}, \tau_{e-e}^{-1}$ (кривая 3 на рис.1), аналитические оценки и непосредственный численный расчет показывают, что величина отклика равна

$$\eta = \beta\eta_{fc}, \quad \eta_{fc} = \frac{e}{\hbar\omega}, \quad \beta \cong \frac{2eV}{\hbar\omega}. \quad (6)$$

Поскольку напряжение на переходе в эксперименте [2, 3] чуть меньше величины энергетической щели сверхпроводника, которая, в свою очередь, много меньше типичного значения энергии кванта: $eV \lesssim \Delta \ll \hbar\omega$, то отклик детектора в данном случае оказывается много меньше “предела фотонного счетчика” $e/\hbar\omega$ [13], когда каждый поглощенный квант энергии $\hbar\omega$ вызывает туннелирование электрона с зарядом e через переход. Фактор подавления $\beta \cong 2eV/\hbar\omega \ll 1$ в выражении для отклика детектора возникает из-за относительно высокой частоты сигнала $\hbar\omega \gg \Delta$, когда оказывается существенным ток дырочных возбуждений в SIN-переходе. Подобный, только в два раза меньше, фактор подавления возникает и в обычных детекторах на квазичастичной нелинейности [13], что ограничивает их высокочастотное применение. На низкой частоте, $\hbar\omega \lesssim \Delta$, при $\tau_{SIN}^{-1} \gg \tau_{e-p}^{-1}, \tau_{e-e}^{-1}$ отклик детектора достигает “предела фотонного счетчика” $e/\hbar\omega$.

В случае болометрических приемников отклик (в режиме задания напряжения) ограничивается величиной $\eta \lesssim e/k_B T$ [2, 14], когда протуннелировавший через измеритель термолизованный электрон с энергией $k_B T$ переносит заряд e . При этом, при достаточно низкой температуре абсорбера $k_B T \ll \hbar\omega$, величина “болометрического” предела отклика $e/k_B T$ оказывается много больше “предела фотонного счетчика” $e/\hbar\omega$. В рассматриваемой ситуации низкотемпературных приемников высокочастотного излучения малого объема полная термолизация невозможна. На рис.2 представлены результаты численного расчета

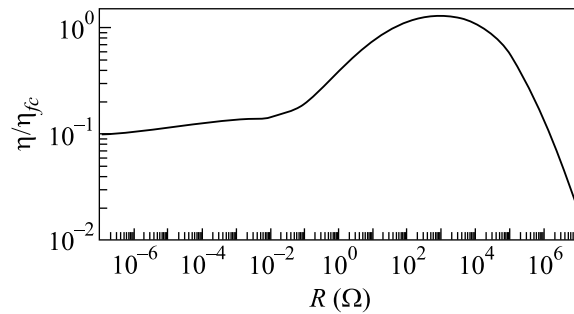


Рис.2. Зависимость отклика болометра от сопротивления измерительного SIN-перехода. Отклик нормирован на значение $\eta_{fq}(1 \text{ ТГц}) = e/\hbar\omega \approx 241.3 \text{ А/Вт}$, $\omega = 2\pi \cdot 10^{12} \text{ С}^{-1}$. Напряжение на SIN-переходе $eV/\hbar\omega = 0.05$, щель $\Delta/\hbar\omega = 0.058$

зависимости отклика устройства от величины сопротивления SIN-перехода при значениях материальных

констант абсорбера, соответствующих эксперименту [2]. Видно, что при малых R_N величина отклика определяется соотношением (6) ($\beta = 0.1$), а при $R_N \rightarrow \infty$ величина отклика стремится к нулю. При этом существует оптимальная величина сопротивления измерительного SIN-перехода R_N , при которой отклик устройства имеет максимум. Из рис.2 следует, что отклик имеет максимум при $R_N \approx 10^3$ Ом. Максимальное значение рассчитанного отклика близко к недавно полученным экспериментальным результатам [15].

Интерес представляет также зависимость величины отклика от соотношения времен электрон-электронной и электрон-фононной релаксаций.

На рис.3 представлена зависимость отклика болометра с $R_N = R_{opt} = 10^3$ Ом как функция нормированной электрон-электронной скорости релакса-

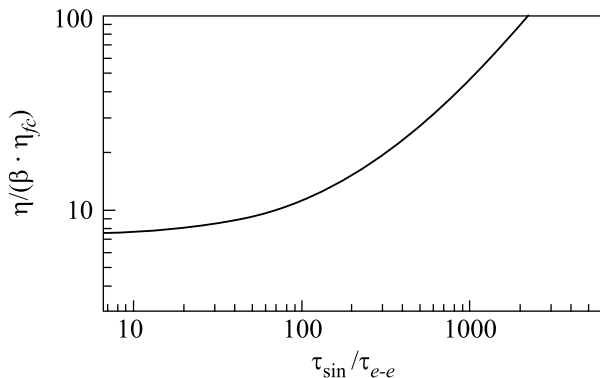


Рис.3. Зависимость отклика болометра от соотношения между нормированными скоростями электрон-электронного τ_{SIN}/τ_{e-e} и электрон-фононного взаимодействий τ_{SIN}/τ_{e-p} при фиксированной их сумме $\tau_{SIN}/\tau_{e-e} + \tau_{SIN}/\tau_{e-p} = 6550$. Сопротивление измерительного SIN-перехода близко к оптимальному, $R_N = 1000$ Ом. Отклик нормирован на значение $\beta\eta_{fc}(1 \text{ ТГц}) = \beta e/\hbar\omega \approx 24.13 \text{ А/Вт}$, $\omega = 2\pi \cdot 10^{12} \text{ С}^{-1}$

ции τ_{SIN}/τ_{e-e} при фиксированной суммарной скорости релаксации $\tau_{SIN}/\tau_{e-e} + \tau_{SIN}/\tau_{e-p} = \text{const}$. Из рис.3 следует, что с увеличением τ_{SIN}/τ_{e-e} величина отклика растет, что объясняется эффективным размножением квазичастиц при электрон-электронных столкновениях [10]. Несмотря на то, что при электрон-фононных столкновениях число электронов в абсорбере не увеличивается, эти столкновения переводят высокоэнергетичные возбуждения в область сверхпроводящей щели, что приводит к увеличению отклика за “предел фотонного счетчика” (6) даже при $\tau_{SIN}/\tau_{e-e} = 0$.

На рис.4 представлены результаты численного расчета частотной зависимости отклика детектора.

Видно, что величина отклика уменьшается с ростом

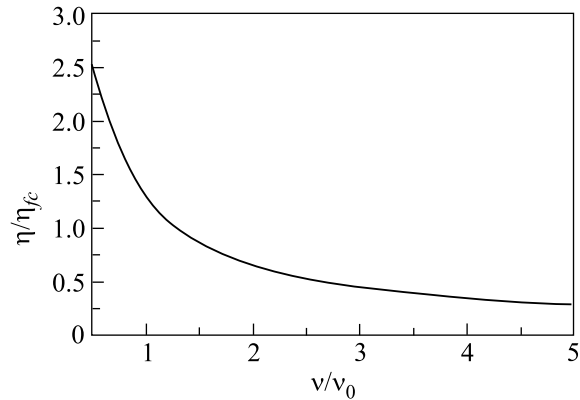


Рис.4. Частотная зависимость отклика болометра. Параметры, использованные при расчете: $\tau_{SIN}/\tau_{e-e} = 150$, $\tau_{SIN}/\tau_{e-p} = 6400$, $R_N = 1000$ Ом. Частота ν нормирована на 1 ТГц, отклик η нормирован на $\eta_{fc}(1 \text{ ТГц}) = e/\hbar\omega \approx 241.3 \text{ А/Вт}$

частоты сигнала. При этом рассчитанная частотная зависимость близка к экспериментально измеренной зависимости ω^{-1} [15].

Проведенный расчет функции распределения электронов в металлическом абсорбере андреевского болометра [2, 3], возникающей под действием терагерцового электромагнитного излучения, показал ее существенно неравновесный характер. При этом в случае слабого влияния измерительного SIN-перехода на абсорбер, то есть при выполнении условия $\tau_{SIN}^{-1} \ll \tau_{e-p}^{-1}, \tau_{e-e}^{-1}$, функция распределения хорошо аппроксимируется степенной зависимостью $(\varepsilon - \mu)^N$ с показателем степени N , близким к -4. В обратном пределе, $\tau_{SIN}^{-1} \gg \tau_{e-p}^{-1}, \tau_{e-e}^{-1}$, в области энергий $|\varepsilon| > \Delta$ функция распределения определяется влиянием сверхпроводника измерительного SIN-перехода на абсорбер и пропорциональна $N_s^{-1}(\varepsilon + eV)$.

Рассчитанный из функции распределения отклик детектора оказался между “пределом фотонного счетчика” $\beta e/\hbar\omega$, где $\beta \ll 1$ – фактор подавления (6), и “болометрическим” пределом $e/k_B T$ и близок к экспериментальным результатам [15]. Рассчитанная величина отклика уменьшается с ростом частоты сигнала по функциональной зависимости, близкой к экспериментально измеренной зависимости ω^{-1} [15]. Из результатов работы следуют рекомендации использовать для абсорбера металлы с сильным электрон-электронным взаимодействием.

Авторы благодарны Н. Арнольду и П. Крутицкому за полезное обсуждение проблемы, и за финансовую поддержку гранта МНТЦ 11-95 и поддержку Министерства образования и науки РФ.

-
1. R. Fann, H. Storz, K. Tom et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 2834 (1992).
 2. M. Nahum and J. Martines, Appl. Phys. Lett. **63**, 3075 (1993).
 3. A. Vistavkin, D. Chouvaev, L. Kuzmin et al., Zh. Eksp. Teor. Fiz. **115**, 1085 (1999).
 4. J. F. Seely and E. G. Harris, Phys. Rev. **A7**, 1064 (1973).
 5. B. Rethfeld, A. Kaiser, M. Vicanek et al., Phys. Rev. **B65**, 214303 (2002).
 6. F. C. Wellstood, C. Urbina, and J. Clarke, Phys. Rev. **B49**, 5942 (1994).
 7. A. G. Kozorezov, A. F. Volkov, J. K. Wigmore et al., Phys. Rev. **B67**, 11807 (2000).
 8. N. Ashcroft and N. Mermin, *Solid State Physics*, Saunders College Publishing, 1976.
 9. И. А. Девятов, М. Ю. Куприянов, Письма в ЖЭТФ **65**, 159 (1997).
 10. R. H. Ritchie, J. Appl. Phys. **37**, 2276 (1980).
 11. V. E. Gusev and O. B. Wright, Phys. Rev. **B57**, 2878 (1998).
 12. В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*, М.: Наука, 1984.
 13. J. R. Tucker, M. J. Feldman, Rev. Mod. Phys. **57**, 1055 (1985).
 14. L. S. Kuzmin. Physica **B284–288**, 2129 (2000).
 15. М. Tarasov, L. Kuzmin, E. Stepantsov et al., Pis'ma v ZhETF **79**, 356 (2004).