

К вопросу о быстродействии терагерцовых плазмонных детекторов

В. М. Муравьев¹⁾, В. В. Соловьев, А. А. Фортунатов, Г. Э. Цыдынжапов, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 11 мая 2016 г.

После переработки 18 мая 2016 г.

Проведено исследование времени отклика терагерцового плазмонного детектора. Эксперименты проводились двумя независимыми методиками: с разрешением по времени и гетеродинной. Обе методики продемонстрировали, что время отклика детектора составляет не более 110 пс. Полученные результаты дают возможность использовать разработанный терагерцовый детектор в качестве узла высокочастотных телекоммуникационных систем нового поколения.

DOI: 10.7868/S0370274X16120110

Терагерцовый частотный диапазон (0.1–3 ТГц) электромагнитных волн в последнее время привлекает повышенный интерес со стороны исследователей и инженеров. Этот интерес связан с целым рядом уникальных свойств терагерцовых электромагнитных волн [1]. Прежде всего, терагерцовое излучение проникает без особого ослабления через целый ряд непрозрачных для видимого света предметов, при этом оно не обладает вредным для живых объектов ионизирующим действием. Кроме этого, терагерцовое излучение может выполнять функцию несущего сигнала в высокоскоростных (до 10 Гбит/с) беспроводных телекоммуникационных системах [2, 3]. Последнее применение сулит большие перспективы для высокоскоростной передачи информации между электронными устройствами, построения беспроводных локальных (Wireless local area network, WLAN) и персональных (Wireless personal area network, WPAN) сетей нового поколения, а также создания абсолютно защищенных каналов беспроводной связи. Активному развитию исследований и приложений в терагерцовом частотном диапазоне препятствует слабая технологическая освоенность этого диапазона. Это вызвано тем, что на этих длинах волн перестают работать физические принципы, на которых основана работа микроволновых и оптических приборов. Например, быстродействие современных СВЧ транзисторов ограничивается временем пролета носителей заряда в канале $\tau_{tr} = l/v_{sat}$, где l – длина канала транзистора, v_{sat} – дрейфовая скорость насыщения носителей заряда в канале [4]. При типичных значениях $l \approx 1$ мкм и $v_{sat} \approx 10^5$ м/с имеется принципиальное ограничение на быстродей-

ствие СВЧ транзисторных схем на уровне $\tau_{tr} \approx 10$ пс. В болометрических же приемниках быстродействие определяется временем энергетической релаксации горячих носителей заряда τ_e . Для болометрических детекторов на основе двумерных электронных полупроводниковых AlGaAs/GaAs гетероструктур время отклика составляет не более $\tau_e \approx 1$ мкс при комнатной температуре [5]. Таким образом, разработка новых физических принципов для создания быстрых полупроводниковых детекторов терагерцового излучения является актуальной задачей.

Одним из альтернативных физических подходов к решению этой проблемы является преобразование электромагнитной волны в плазменное возбуждение, распространяющееся и выпрямляемое в двумерном электронном слое (ДЭС) [6]. Идея состоит в том, что скорость плазменных возбуждений v_p в двумерных электронных системах может на два порядка величины превышать максимально достижимую дрейфовую скорость электронов в аналогичных устройствах $v_p > 100v_{sat}$ [7, 8]. Это может потенциально увеличить быстродействие современных электронных устройств до времени $\tau \sim l/v_p < 0.1$ пс. Недавно такого рода плазмонное детектирование было продемонстрировано для высококачественных AlGaAs/GaAs гетероструктур [9–13]. Существенным ограничением таких устройств является то, что двумерные плазменные возбуждения наблюдаются, когда $\omega_p \tau \gg 1$, где τ – время релаксации двумерных электронов [14]. Это условие ограничивает наблюдение плазменных волн в современных высококачественных наноструктурах диапазона криогенных температур. Данное обстоятельство сильно сдерживает развитие терагерцовых приложений в области плазмонной электроники. Одной из

¹⁾e-mail: muravev_vm@mail.ru

возможностей обойти указанные ограничения является возбуждение в ДЭС особого типа плазменных волн с аномально слабым затуханием – релятивистского плазмона [15–17]. Данный тип плазмонов наблюдается в ДЭС с верхним металлическим затвором и большой проводимостью $\sigma_{2D} > c/2\pi$ (здесь и далее используется система единиц СГС, где c – скорость света). Для современных AlGaAs/GaAs гетероструктур с большой концентрацией носителей заряда условие $2\pi\sigma_{2D} > c$ сравнительно несложно выполнить вплоть до комнатной температуры. Поэтому резонансный плазмонный фото-отклик в таких структурах наблюдается вплоть до комнатной температуры [15].

В предыдущих работах был продемонстрирован резонансный СВЧ и субтерагерцовый плазмонный фото-отклик в полупроводниковых гетероструктурах с большой проводимостью [15–17]. Однако вопрос временной динамики наблюдаемого фото-отклика до сих пор остается открытым. Величина времени отклика плазмонных детекторов определяет перспективы их использования в системах передачи информации. В настоящей работе при помощи двух независимых методик экспериментально измерено время отклика плазмонных детекторов при комнатной температуре. Время отклика оказалось не более 110 пс, что доказывает концептуальную возможность использования плазмонного детектора в качестве узла высокочастотных телекоммуникационных систем нового поколения.

Исследования проводились на структурах, представляющих пять GaAs квантовых ям с шириной 20 нм. Глубина залегания последней квантовой ямы составляла 450 нм. Суммарная электронная плотность в структуре при комнатной температуре равнялась $n_s = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, при сопротивлении на квадрат $R_{\square} = (112–114) \text{ Ом}$. На структуре с помощью фотолитографии была изготовлена меза, представляющая собой полосу двумерных электронов с двумя Au/Ge контактами на концах и металлическим затвором, напыленным на поверхность кристалла. Более детально геометрия плазмонного детектора описана в предыдущих публикациях [13, 15]. В исследуемом плазмонном детекторе терагерцовое электромагнитное излучение преобразуется в переменный потенциал релятивистской плазменной волны посредством широкополосной антенной структуры, напыленной на поверхность кристалла. Далее переменный потенциал плазменной волны выпрямляется в измеряемый сигнал фото-отклика за счет асимметрии плазмонного резонатора. Геометрия детектора была подобрана таким образом, чтобы плазмен-

ный резонанс располагался в районе 100 ГГц. Эксперименты проводились двумя независимыми методиками: с разрешением по времени и гетеродинной. В измерениях с разрешением по времени в качестве источника импульсов терагерцового излучения использовался генератор Авеста TERA-AX с длительностью импульса менее 1 пс и энергией в импульсе 100 нДж. Центральная частота терагерцового излучения в импульсе составляла 1 ТГц при спектральной ширине излучения 1–1.5 ТГц. В выходной пучок помещался исследуемый детектор. Сигнал с детектора по согласованному коаксиальному кабелю подавался на вход осциллографа Rohde & Schwarz RTO 1044 с полосой пропускания 4 ТГц и расчетным временем нарастания 100 пс. В качестве второго независимого метода измерения быстродействия разработанного плазмонного детектора был использован гетеродинный подход. Частота гетеродинного источника составляла $f = 100 \text{ ГГц}$, его мощность равнялась 80 мВт. Выходная мощность сигнального генератора равнялась 1 мВт. Его частота изменялась в диапазоне $f + \Delta f = (100–130) \text{ ГГц}$. Электромагнитное излучение от гетеродинного и сигнального источников подводилось к исследуемому детектору по квазиоптическому тракту.

На рис. 1 представлен типичный вид фото-отклика детектора на импульсное возбуждение.

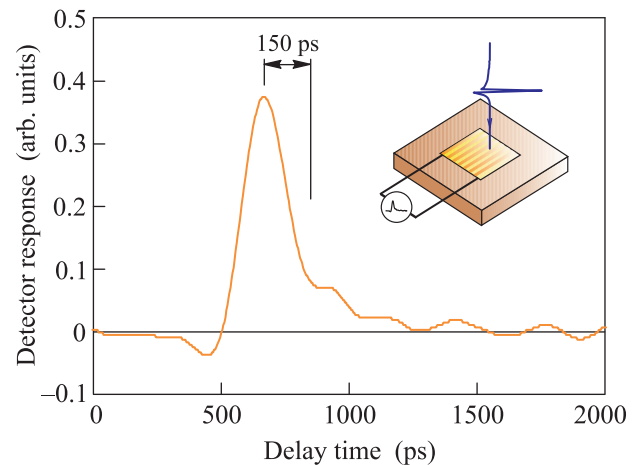


Рис. 1. (Цветной онлайн) Временная зависимость фото-отклика плазмонного детектора на импульсное возбуждение с центральной частотой 1 ТГц и длительностью импульса менее 1 пс. Характерное время нарастания и спада сигнала фото-отклика составляет $\tau_t \approx 150 \text{ пс}$

Эксперимент проводился по методике с разрешением по времени. Импульсный терагерцовый сигнал от генератора приходит на детектор в момент времени $t = 0 \text{ пс}$. Относительно этого события в момент

времени $t = 700$ пс осциллограф регистрирует импульсный фото-отклик с плазмонного детектора. Задержка в 700 пс, по-видимому, связана с конечной длиной коаксиального кабеля, соединяющего осциллограф и детектор. Видно, что характерное время нарастания и спада сигнала фото-отклика составляет $\tau_t \approx 150$ пс. Данная величина соответствует предельному разрешению использованного осциллографа 100 пс. Таким образом, в результате этого эксперимента была установлена нижняя граница быстродействия детектора $\tau_t < 150$ пс.

Вторым независимым методом измерения быстродействия разработанного плазмонного детектора является гетеродинная методика [5, 18, 19]. Фактически в этом случае детектор выступает в роли смесителя электромагнитного излучения. Частота гетеродинного источника в экспериментах составляла $f = 100$ ГГц, его мощность равнялась 80 мВт. Выходная мощность сигнального генератора равнялась 1 мВт. Частота сигнального генератора изменялась в диапазоне $f + \Delta f = (100-130)$ ГГц. Электромагнитное излучение от гетеродинного и сигнального источников подводилось к детектору по квазиоптическому тракту. На рис. 2 приведена зависимость нормиро-

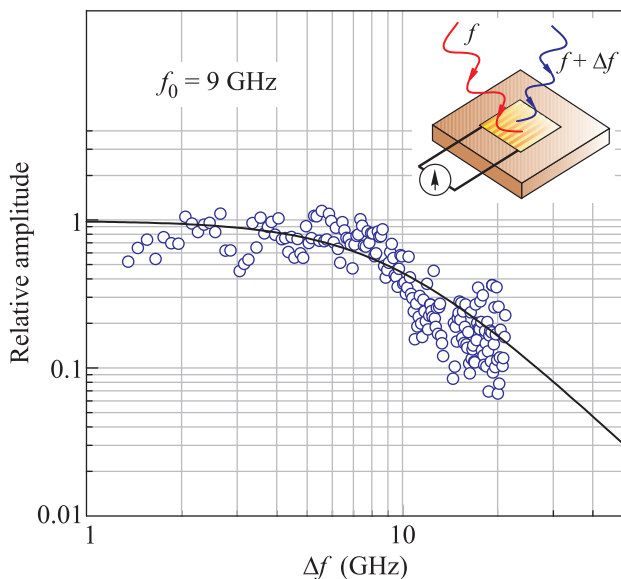


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость нормированного отклика детектора от разностной частоты Δf гетеродинного и сигнального генераторов. Исходя из экспериментальных данных полоса чувствительности плазмонного детектора составляет $f_0 = (9.0 \pm 0.5)$ ГГц. Вставка показывает схематическое изображение схемы измерений

ванного сигнала с плазмонного детектора при различных промежуточных частотах Δf . Полосу чув-

ствительности детектора можно определить из частотной зависимости величины сигнала $V(f)$ в соответствии с выражением [20]:

$$V(f) = \frac{V(0)}{1 + \left(\frac{f}{f_0}\right)^2}, \quad (1)$$

где f_0 – частота, на которой сигнал уменьшается в 2 раза. Сплошной линией на рис. 2 показана подгонка экспериментальных точек формулой (1) с параметром $f_0 = (9.0 \pm 0.5)$ ГГц. Данная экспериментально измеренная полоса промежуточных частот соответствует времени отклика детектора $\tau_m = (110 \pm 6)$ пс. Данное время отклика находится в согласии с временем, полученным из прямых экспериментов с разрешением по времени.

Таким образом, в настоящей работе проведено исследование временного отклика терагерцового детектора, работающего на новом физическом принципе при комнатной температуре. Электромагнитная волна возбуждает в двумерной электронной системе детектора особый тип слабо затухающих плазменных волн, переменный потенциал которых выпрямляется в детектируемый сигнал на неоднородности в электронной системе. Измерения времени отклика детектора производились с использованием двух независимых методик, которые дали согласующиеся результаты. Прямые измерения с разрешением по времени показали время отклика детектора $\tau_t < 150$ пс. Более простой гетеродинной методикой было получено время отклика $\tau_m = (110 \pm 6)$ пс. Эти результаты доказывают возможность использовать разработанный терагерцовый детектор в качестве узла высокочастотных телекоммуникационных систем нового поколения (до 10 Гбит/с).

Авторы признательны В.А. Волкову за полезные обсуждения и замечания. Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант # 14-12-00693).

1. X.-C. Zhang and J. Xu, *Introduction to THz Wave Photonics*, Springer, London (2010).
2. J. Federici and L. Moeller, *J. Appl. Phys.* **107**, 111101 (2010).
3. H.-J. Song and T. Nagatsuma, *Trans. THz Sci. Technol.* **1**, 256 (2011).
4. I. Bahl and P. Bhartia, *Microwave Solid State Circuit Design*, 2-nd edition, Wiley, New Jersey (2003).
5. J. X. Yang, J. Li, C. F. Musante, and K. S. Yngvesson, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 1983 (1995).
6. M. Dyakonov and M. Shur, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2465 (1993).

7. C. C. Grimes and G. Adams, Phys. Rev. Lett. **36**, 145 (1976).
8. S. J. Allen, Jr., D. C. Tsui, and R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. **38**, 980 (1977).
9. W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev, and M. S. Shur, Appl. Phys. Lett. **81**, 4637 (2002).
10. X. G. Peralta, S. J. Allen, M. C. Wanke, N. E. Harff, J. A. Simmons, M. P. Lilly, J. L. Reno, P. J. Burke, and J. P. Eisenstein, Appl. Phys. Lett. **81**, 1627 (2002).
11. E. A. Shaner, M. Lee, M. C. Wanke, A. D. Grine, J. L. Reno, and S. J. Allen, Appl. Phys. Lett. **87**, 193507 (2005).
12. V. V. Popov, D. V. Fateev, T. Otsuji, Y. M. Meziani, D. Coquillat, and W. Knap, Appl. Phys. Lett. **99**, 243504 (2011).
13. V. M. Muravev and I. V. Kukushkin, Appl. Phys. Lett. **100**, 082102 (2012).
14. I. V. Andreev, V. M. Muravev, V. N. Belyanin, and I. V. Kukushkin, Appl. Phys. Lett. **105**, 202106 (2014).
15. V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, I. V. Andreev, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. Lett. **114**, 106805 (2015).
16. P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, and I. V. Kukushkin, Pisma v ZhETF **100**, 732 (2014) [JETP Lett. **100**, 648 (2015)].
17. P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, and I. V. Kukushkin, Pisma v ZhETF **102**, 859 (2015) [JETP Lett. **102**, 749 (2015)].
18. K. V. Smirnov, N. G. Ptitsina, Y. B. Vakhtomin, A. A. Verevkin, G. N. Gol'tsman, and E. M. Gershenson, Pisma v ZhETF **71**, 47 (2000) [JETP Lett. **71**, 31 (2000)].
19. V. M. Muravev, I. V. Kukushkin, J. Smet, and K. von Klitzing, Pisma v ZhETF **90**, 216 (2009) [JETP Lett. **90**, 197 (2009)].
20. F. Arams, C. Allen, B. Peyton, and E. Sard, Proc. IEEE **54**, 612 (1966).