Письма в ЖЭТФ, том 90, вып. 3, с. 216 – 221 © 2009 г. 10 августа

Миллиметровое/субмиллиметровое смешивание на основе нелинейного плазмонного отклика двумерных электронных систем

В. М. Муравьев[+*], *И. В. Кукушкин*[+*], *Ю. Смет*[*], *К. фон Клитцинг*[*]

[+]*Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия*

[*]*Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, 70569 Stuttgart, Germany*

Поступила в редакцию 25 июня 2009 г.

Проведено исследование нелинейного плазмонного отклика двумерной электронной системы со встроенным дефектом на монохроматическое и бихроматическое микроволновое излучение. Продемонстрирована и исследована работа электронного устройства (смесителя) на плазмонном отклике с рекордным быстродействием. Установлено, что время отклика системы составляет не более $\tau = 25$ пс. Показано, что нелинейный отклик системы обусловлен новым физическим механизмом нелинейности, вызванным наличием неоднородности в электронной системе.

PACS: 73.23.–b

В последнее время миллиметровый/субмиллиметровый диапазон длин волн (терагерцовое излучение) привлекает все большее внимание исследователей [1]. Отчасти это вызвано целым рядом удивительных свойств излучения этого диапазона. Терагерцовое излучение проникает без особого ослабления через целый ряд непрозрачных для видимого света предметов, при этом оно не обладает вредным для живых систем ионизующим действием. Целый ряд химических реагентов обладает уникальными спектральными особенностями в этом диапазоне, что может быть использовано для распознавания веществ. Кроме того, исследования космического субмиллиметрового излучения позволяют получить обширную информацию про состав, зарождение и эволюцию галактик нашей Вселенной. Активному развитию исследований и приложений в терагерцовом частотном диапазоне препятствует слабая технологическая освоенность этого диапазона. В терагерцовом частотном диапазоне практически отсутствуют дешевые, миниатюрные и перестраиваемые детекторы и генераторы. Это вызвано тем, что на этих длинах волн перестают работать физические принципы, на которых основана работа микроволновых и световых приборов. Целью настоящей работы является предложение и опробация нового физического принципа для создания электронных устройств, которые могут найти обширное применение в системах детектирования миллиметрового/субмиллиметрового излучения.

Наиболее широко используемыми приемниками терагерцового излучения являются гетеродинные детекторы. Принцип действия гетеродинных детекторов заключается в том, что электромагнитное излучение от исследуемого объекта смешивается с излучением известной частоты от гетеродинного источника и направляется на нелинейный элемент. На нелинейном элементе происходит детектирование сигнала на промежуточной частоте Δf – разностной частоте излучения от гетеродинного источника и исследуемого объекта. Таким образом осуществляется спектроскопия излучения, испускаемого исследуемым объектом. Самым широко распространенным нелинейным элементом гетеродинных схем является диод Шоттки [2] принцип его работы основан на нелинейности вольт-амперной характеристики перехода Шоттки (переход металл – полупроводник). Недостатками гетеродинных схем на базе диода Шоттки являются небольшая полоса преобразования (1 ГГц) и большая поглощаемая мощность от гетеродинного источника (1 мВт). Другим широко распространенным классом гетеродинных детекторов являются смесители на основе перехода сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник (СИС-смесители) [3]. Этот класс смесителей обладает рекордными показателями чувствительности и шумовой температуры. Принцип их работы основан на сильно нелинейном поведении вольт-амперной характеристики СИС-перехода при напряжениях, когда начинается туннелирование куперовских пар из одного сверхпроводника в другой. Основным недостатком смесителей данного класса является крайне низкая рабочая температура около 4.2 К, что значительно усложняет работу с ними. Третьим типом нелинейных элементов, использующихся в гетеродинных схемах, являются болометры. Механизм работы болометров основан на разогреве электронной подсистемы структуры при поглощении электромагнитного излучения. Разогрев электронной подсистемы приводит к изменению сопротивления образца на промежуточной частоте Δf. При пропускании через образец постоянного тока на промежуточной частоте будет возникать сигнал фотонапряжения, который непосредственно и детектируется. Полоса преобразования болометрических смесителей определяется временем энергетической релаксации горячих носителей заряда. Характерным примером таких гетеродинных детекторов являются смесители на основе эффекта разогрева в тонкой пленке сверхпроводника [4]. Эти гетеродинные детекторы обладают рекордными параметрами чувствительности и шумовой температуры из-за очень крутой зависимости электрического сопротивления образца от температуры вблизи сверхпроводящего перехода. Однако из-за инертности охлаждения горячих носителей заряда посредством взаимодействия с фононами либо диффузионного охлаждения полоса преобразования прибора не превосходит 10 ГГц. Альтернативным типом болометрических гетеродинных детекторов, работающих при температурах вплоть до 80 К, являются смесители на двумерном электронном газе в полупроводниковых AlGaAs/GaAs гетероструктурах [5, 6]. В случае охлаждения горячих носителей заряда на оптических фононах решетки максимально достижимая полоса преобразования составляет 4 ГГц [5–7]. При охлаждении горячих носителей заряда посредством диффузионного или баллистического их выхода в контакты продемонстрированная полоса преобразования составляет 20 ГГц [8] и 40 ГГц [9], соответственно. Однако шумовая температура и потребляемая от гетеродинного источника мощность для AlGaAs/GaAs-смесителей гораздо больше, чем у сверхпроводниковых аналогов, и составляет 1000–2000 К и 0.5–1 мкВт. Следует также заметить о перспективном предложении использовать в качестве нелинейного болометрического элемента смесителя короткую углеродную нанотрубку [10, 11]. Из-за того, что скорость Ферми в углеродных нанотрубках на порядок больше, чем в AlGaAs/GaAs гетероструктурах, полоса преобразования смесителя в режиме баллистического охлаждения горячих носителей заряда может достигать сотен гигагерц.

У всех описанных выше смесителей принцип действия основан на нелинейности в дрейфе носителей заряда. Поэтому быстродействие прибора τ даже в баллистическом режиме ограничено временем L/v, где L – размер нелинейного элемента смесителя (обычно L не менее 1 мкм), а v – характерная скорость носителей заряда в приборе (обычно v порядка скорости Ферми и бывает не более 10^7 см/с). Таким образом быстродействие прибора принципиально ограничено временем $\tau \sim 10^{-11}$ с, а полоса преобразования прибора – частотой 100 ГГц. Одной из возможностей повысить быстродействие современных электронных устройств является использование в качестве переносчиков электрических сигналов плазменных волн. Действительно, скорость плазменных возбуждений в двумерных электронных системах может достигать величины $v_p = 10^9$ см/с [12, 13], что на два порядка величины больше, чем максимально достижимая дрейфовая скорость электронов. Это может потенциально повысить быстродействие устройств до времени $\tau \sim 10^{-13}$ с, а полосу преобразования – до частоты 10 ТГц ($L = 1$ мкм). Первые попытки использовать плазменные волны в качестве быстрых переносчиков электрических сигналов были предприняты в работах [14, 15], где исследовалась полоса преобразования смесителя на базе полевого транзистора с решетчатым затвором. Однако нелинейный отклик транзистора на промежуточной частоте оказался обусловлен болометрическим разогревом электронной системы, что не позволило достичь желаемого быстродействия системы. В настоящей работе продемонстрирована и исследована работа электронного устройства на плазмонном отклике с рекордным быстродействием. Время отклика системы составило не более $\tau = 25$ пс. В экспериментах изучался нелинейных отклик двумерной электронной системы со встроенным дефектом на монохроматическое и бихроматическое микроволновое излучение. Показано, что нелинейный отклик системы обусловлен новым физическим механизмом нелинейности, вызванным наличием неоднородности в электронной системе.

Исследования проводились на структурах, представляющих собой одиночный GaAs/AlGaAs гетеропереход, расположенный на глубине 190 нм от поверхности структуры. В исследованиях использовались два типа структур с электронными плотностями $n_s = 1.87 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ и $3.5 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. При температуре 4.2 К электронная подвижность была не менее 10^6 см^2/В·с. На структуре с помощью фотолитографии была изготовлена меза, представляющая собой полоску двумерных электронов с двумя Au/Ge контактами на концах и металлическим затвором, напыленным на поверхность кристалла. Схематичное изображение структуры представлено на рис.1. Ширина полоски двумерных электронов равнялась 50 мкм, ее общая длина 275 мкм. Расстояние от нижнего контакта до затвора равнялась $L = 200$ мкм, ширина затвора $W = 50$ мкм. Образец, закрепленный на конце 16-миллиметрового волновода, помещался в

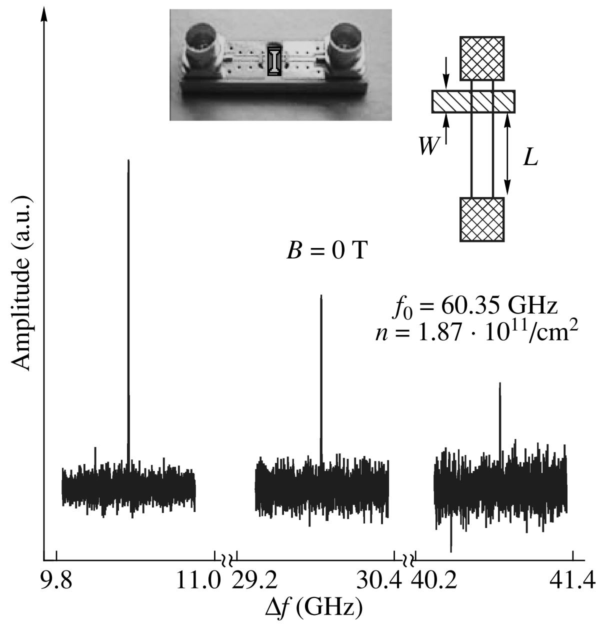

Рис.1. Спектры сигнала с нелинейного элемента при трех различных промежуточных частотах $\Delta f = 10.35$, 29.83 и 40.82 ГГц. Частота гетеродинного источника излучения составляла $f_0 = 60.35$ ГГц, при выходной мощности 10 мВт. Мощность излучения от сигнального генератора была на 10 дБ меньше мощности от гетеродинного генератора. Температура образца равнялась 1.5 К. На рисунке также приведено схематическое изображение исследуемой структуры и фотография полосковой линии, на конце которой находился образец

гелиевый криостат внутрь сверхпроводящего соленоида. По волноводу к образцу подводилось смешанное СВЧ-излучение от гетеродинного и сигнального генераторов. В экспериментах обычно мощность гетеродинного генератора на 10 дБ превышала мощность сигнального генератора. Микроволновые генераторы охватывали диапазон частот от 1 до 80 ГГц при выходной мощности, не превышавшей 10 мВт. Образец находился на конце согласованной с коаксиальным кабелем полосковой линии (рис.1). Излучение на промежуточной частоте от образца по полосковой линии и коаксиальному кабелю поступало на вход спектроанализатора. Входная частотная полоса спектроанализатора составляла 40 ГГц.

На рис.1 приведены спектры сигнала с нелинейного элемента при различных промежуточных частотах $\Delta f = 10.35$, 29.83, 40.82 ГГц. Частота гетеродинного источника составляла $f_0 = 60.35$ ГГц, его мощность равнялась 10 мВт, выходная мощность сигнального генератора равнялась 1 мВт. Магнитное поле подбиралось таким образом, чтобы получить максимум сигнала, и составляло в данном эксперименте $B = 0$ Тл. Видно, что амплитуда сигнала со смесителя уменьшается лишь в четыре раза при увеличении промежуточной частоты вплоть до 40 ГГц (инструментальная граница для использованного спектроанализатора). Таким образом, при температуре $T = 1.5$ К полоса преобразования исследуемого смесителя составляет не менее 40 ГГц, что говорит о том, что быстродействие нелинейного элемента смесителя не более $\tau = 25$ пс. Такое время отклика системы при размере нелинейного элемента $L = 0.2$ мм говорит о том, что в системе распространяется возмущение со скоростью не менее $v_p = 0.8 \cdot 10^9$ см/с. Это значение скорости является рекордным экспериментально установленным для приемников миллиметрового/субмиллиметрового излучения. Нелинейным элементом исследуемого смесителя является двумерная электронная система с внедренным дефектом. Единственным возбуждением, которое может распространяться в двумерной электронной системе с такой скоростью, является плазменная волна (плазмон). Плазменные волны в двумерной электронной системе – это волны, вызванные кулоновским взаимодействием между флуктуациями зарядовой плотности системы.

Для проверки плазмонного механизма отклика исследуемой системы, а также установления роли дефекта в формировании ее нелинейных свойств были проведены магнитополевые измерения. На рис.2 верхняя кривая соответствует магнитополевой зависимости амплитуды сигнала с нелинейного элемента на промежуточной частоте $\Delta f = 0.9$ ГГц. Частота гетеродинного источника равнялась $f_0 = 48.32$ ГГц. На том же рисунке показана магнитополевая зависимость сигнала фотонапряжения (нижняя кривая), измеренная между парой контактов того же нелинейного элемента при монохроматическом облучении на частоте $f_0 = 48.32$ ГГц. Магнитополевые осцилляции в сигнале фотонапряжения вызваны интерференцией краевых магнитоплазменных волн на размере $L = 0.2$ мм, равном расстоянию между дефектом и контактом к двумерной электронной системе (рис.1) [16 – 18]. Как будет показано ниже, причиной возникновения сигнала фотонапряжения является выпрямление переменного потенциала магнитоплазменной волны на нелинейности системы, вызванной наличием в ней неоднородности электронной плотности (дефекта). Частота магнитоплазменной волны равняется частоте гетеродинного источника. Для экспериментальной проверки интерференционной природы наблюдаемых осцилляций фотонапряжения были проведены частотные измерения. На вставке к рис.2 показаны осцилляции фотонапряжения, изме-

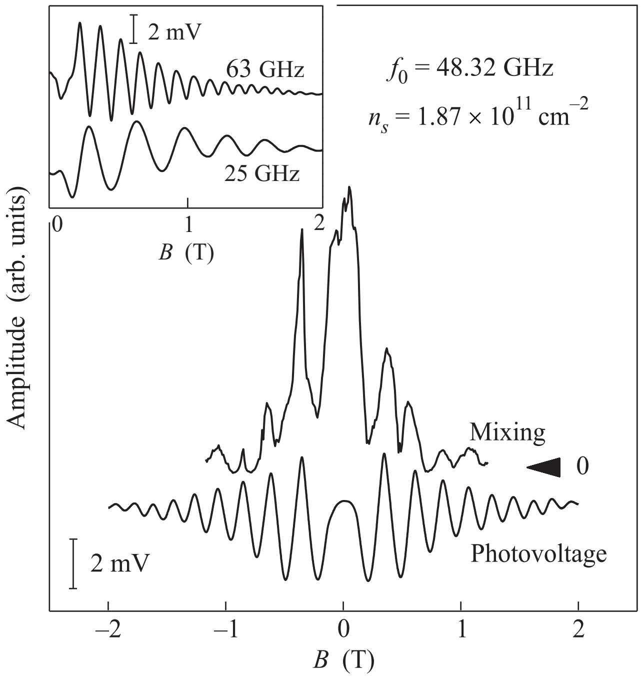

Рис.2. Сравнение магнитополевых зависимостей сигнала на промежуточной частоте $\Delta f = 0.9$ ГГц и фотонапряжения, снятые с пары контактов исследуемого образца. Стрелкой на рисунке показан нулевой уровень сигнала смешивания. Частота гетеродинного источника излучения составляла $f_0 = 48.32$ ГГц. Видно, что максимумы и минимумы в сигнале на промежуточной частоте и фотонапряжении совпадают. Это указывает на то, что отклик системы на промежуточной частоте обусловлен плазмонным механизмом нелинейности. На вставке представлены магнитополевые осцилляции в фотонапряжении для двух частот микроволнового излучения 25 и 63 ГГц

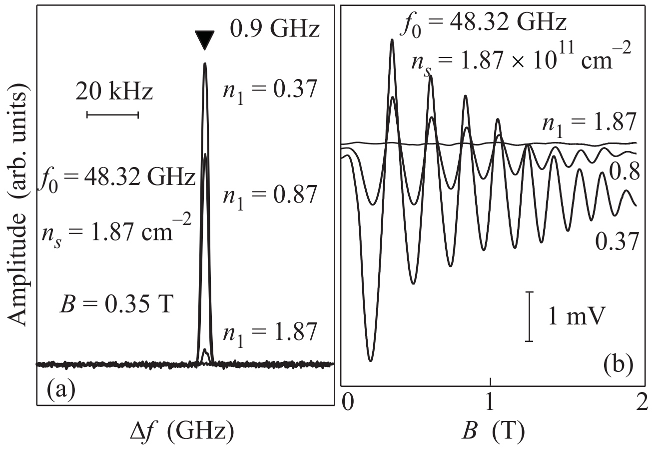

Рис.3. (a) Отклик системы на промежуточной частоте $\Delta f = 0.9$ ГГц в зависимости от электронной плотности n_1 в области дефекта. Электронная концентрация вдали от дефекта составляет $n_s = 1.87 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Отклик системы многократно возрастает при обеднении подзатворной области структуры. (b) Кривые магнитополевых осцилляций фотонапряжения при различных электронных концентрациях n_1 в области дефекта. Частота облучающего образец микроволнового излучения равняется $f_0 = 48.32$ ГГц. Все зависимости сняты при температуре на образце 1.5 К

ренные для двух частот микроволнового излучения 25 и 63 ГГц. Видно, что период осцилляций обратно пропорционален частоте излучения. Действительно, при конструктивной интерференции краевых магнитоплазменных волн на длине L выполняется соотношение $qL = 2\pi N$, где q – волновой вектор магнитоплазмона, а $N = 1, 2, 3$ – порядок интерференции. Дисперсия краевых магнитоплазменных волн описывается выражением $\omega \propto n_s q/B$ [19]. Отсюда следует, что последовательные максимумы магнитоплазмонной интерференции находятся на равном расстоянии $\Delta B \propto n_s/\omega$ по магнитному полю, что хорошо согласуется с полученными экспериментальными результатами. Максимумы и минимумы по магнитному полю в фотонапряжении и в сигнале на промежуточной частоте совпадают. Это однозначно подтверждает тот факт, что отклик системы на промежуточной частоте определяется поведением плазменных волн в изучаемой системе. На рис.3а приведена зависимость амплитуды сигнала с нелинейного элемента на промежуточной частоте от электронной плотности в области дефекта n_1. Сигнал измерялся на промежуточной частоте $\Delta f = 0.9$ ГГц в максимуме плазмонной интерференции по магнитному полю $B = 0.35$ Тл. Электронная концентрация n_1 в области дефекта регулировалась путем подачи напряжения на затвор (рис.1). Видно, что чем больше неоднородность в электронной плотности, тем более нелинейными свойствами обладает система, обусловливая рост сигнала. Отдельные эксперименты показали, что нелинейный отклик двумерной электронной полоски без дефекта пренебрежимо мал. Аналогичные результаты были получены для магнитополевых осцилляций фотонапряжения (рис.3b). При увеличении скачка в электронной плотности $(n - n_1)$ с 0 до $1.5 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ амплитуда осцилляций возрастает в сто раз. Кроме того, было установлено, что к возникновению наблюдаемой плазмонной нелинейности может приводить любая неоднородность в физических свойствах и топологии электронной системы, а также ее диэлектрического окружения [20]. Физический механизм, отвечающий за возникновение плазмонной нелинейности на такого рода дефектах в настоящий момент находится на стадии исследования и будет опубликован позже.

На рис.4 представлена зависимость исследуемого эффекта от температуры. Сигнал измерялся на

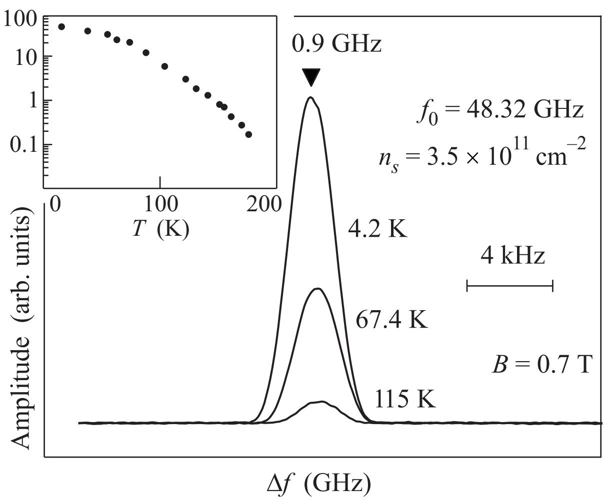

Рис.4. Спектры сигнала с нелинейного элемента при трех различных температурах $T = 4.2$, 67.4 и 115 К. Частота гетеродинного источника излучения составляла $f_0 = 60.35$ ГГц. Измерения проводились при промежуточной частоте $\Delta f = 0.9$ ГГц в максимуме плазмонной интерференции по магнитному полю $B = 0.7$ Тл. На вставке к рисунку представлена более детальная зависимость амплитуды сигнала от температуры

промежуточной частоте $\Delta f = 0.9$ ГГц в максимуме плазмонной интерференции по магнитному полю $B = 0.7$ Тл. Концентрация двумерных электронов в исследуемой структуре равнялась $3.5 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. На рисунке приведены три спектра с нелинейного элемента при температурах 4.2, 67.4 и 115 К. Видно, что сигнал падает всего на порядок величины при повышении температуры с 4.2 до 100 К. На вставке к рисунку приведена более детальная зависимость амплитуды сигнала от температуры. Температурное поведение эффекта обусловлено наложением двух факторов. Первый фактор – это температурная зависимость амплитуды переменного потенциала проинтерферировавших внутри структуры плазменных волн [17]. Второй фактор – это температурное поведение нелинейности электронной системы. Эксперименты показали, что первый фактор доминирует при температурах меньше 120 К, тогда как второй при температурах выше 150 К.

Рис.5 иллюстрирует изменение полосы преобразования нелинейного элемента с повышением температуры. Результаты являются обобщением данных, представленных на рис.1 на случай разных температур. Частота гетеродинного источника составляла $f_0 = 60.35$ ГГц, его мощность равнялась 10 мВт, вы-

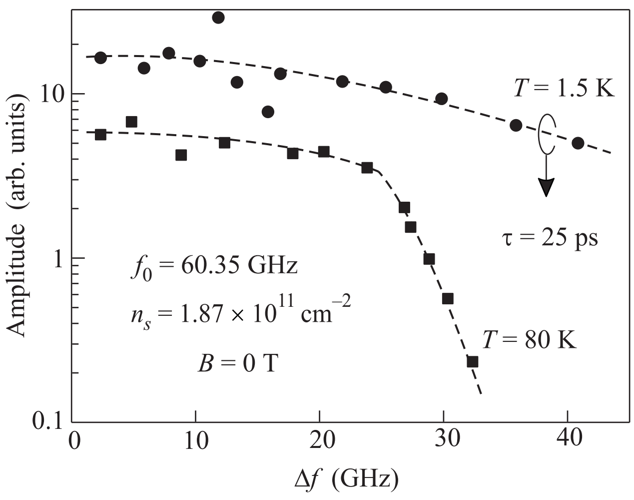

Рис.5. Иллюстрация изменения полосы преобразования нелинейного плазмонного элемента с повышением температуры. При температуре $T = 1.5$ К полоса преобразования исследуемой системы составляет не менее 40 ГГц, что соответствует времени отклика системы не более $\tau = 25$ пс. При увеличении температуры до 80 К наблюдается резкая отсечка эффективности смешивания и полоса уменьшается до величины 27 ГГц

ходная мощность сигнального генератора равнялась 1 мВт. Магнитное поле подбиралось таким образом, чтобы получить максимум сигнала, и составляло в данном эксперименте $B = 0$ Тл. При температуре $T = 1.5$ К полоса преобразования составляет не менее 40 ГГц, что соответствует времени отклика системы не более $\tau = 25$ пс. При увеличении температуры до $T = 80$ К наблюдается резкая отсечка эффективности смешивания, и полоса уменьшается до величины 27 ГГц. Этот результат по-видимому связан с тем, что при увеличении температуры на поведение системы начинают влиять высокочастотные свойства дефекта.

Таким образом, в настоящей работе проведено исследование нелинейного плазмонного отклика двумерной электронной системы со встроенным дефектом на монохроматическое и бихроматическое микроволновое излучение. Продемонстрирована и исследована работа электронного устройства (смесителя) на плазмонном отклике с рекордным быстродействием. Установлено, что время отклика системы составляет не более $\tau = 25$ пс. Показано, что нелинейный отклик системы обусловлен новым физическим механизмом нелинейности, вызванным наличием неоднородности в электронной системе.

Авторы признательны В.А. Волкову за полезные обсуждения и замечания. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Федерального агентства по науке и инновациям РФ. В. М. М. также благодарен Landau Scholarship (Forschungzentrum, Jülich) и фонду содействия развития малых форм предприятий за финансовую поддержку.

---

1. M. Tonouchi, Nature Photon. **1**, 97 (2007).
2. T. W. Crowe, R. J. Mattauch, H. P. Roser et al., Proc. of the IEEE **80**, 1827 (1992).
3. M. J. Wengler, Proc. of the IEEE **80**, 1810 (1992).
4. E. M. Gershenzon, G. N. Gol'tsman, I. G. Gogidze et al., Sov. Phys. Supercond. **3**, 1582 (1990).
5. J. X. Yang, F. Agahi, D. Dai et al., IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **41**, 581 (1993).
6. J. X. Yang, J. Li, C. F. Musante et al., Appl. Phys. Lett. **66**, 1983 (1995).
7. Д. В. Морозов, К. В. Смирнов, А. В. Смирнов и др., Физика и Техника Полупроводников **39**, 1117 (2005).
8. M. Lee, L. N. Pfeiffer, K. W. West et al., Appl. Phys. Lett. **78**, 2888 (2001).
9. M. Lee, L. N. Pfeiffer, K. W. West et al., Appl. Phys. Lett. **81**, 1243 (2002).
10. K. S. Yngvesson, Appl. Phys. Lett. **87**, 043503 (2005).
11. S. Rosenblatt, H. Lin, V. Sazonova et al., Appl. Phys. Lett. **87**, 153111 (2005).
12. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. A. Kovalskii et al., Phys. Rev. B **72**, 161317 (2005).
13. V. M. Muravev, C. Jiang, I. V. Kukushkin et al., Phys. Rev. B **75**, 193307 (2007).
14. M. Lee, M. C. Wanke, and J. L. Reno, Appl. Phys. Lett. **86**, 033501 (2005).
15. M. I. Dyakonov and M. S. Shur, IEEE Trans. Electron Devices **43**, 380 (1996).
16. I. V. Kukushkin, M. Yu. Akimov, J. H. Smet et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 236803 (2004).
17. V. M. Muravev, I. V. Kukushkin, A. L. Parahonskii et al., JETP Lett. **83**, 290 (2006).
18. V. M. Muravev, I. V. Andreev, I. V. Kukushkin et al., JETP Lett. **87**, 664 (2007).
19. V. A. Volkov and S. A. Mikhailov, JETP **94**, 217 (1988).
20. I. V. Kukushkin and V. M. Muravev, U.S. Patent Application "Apparatus and Method of Detecting Electromagnetic Radiation".