

Излучательная эффективность терагерцовых антенн с традиционной топологией и металлической метаповерхностью: сравнительный анализ

© Д.В. Лаврухин^{1,2}, А.Э. Ячменев¹, И.А. Глинский¹, Н.В. Зенченко^{1,2}, Р.А. Хабибуллин¹, Ю.Г. Гончаров³, И.Е. Спектор³, К.И. Зайцев^{2,3}, Д.С. Пономарев¹

¹ Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники имени В.Г. Мокерова РАН, 117105 Москва, Россия

² Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, 105005 Москва, Россия

³ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

e-mail: denis_lavruhin@mail.ru

Поступила в редакцию 17.12.2019 г.

В окончательной редакции 10.01.2020 г.

Принята к публикации 28.02.2020 г.

Экспериментально исследованы характеристики фотопроводящих антенн (ФПА) — источников излучения с традиционной топологией и с металлической метаповерхностью в виде плазмонных решеток, изготовленных на основе сверхрешеточных гетероструктур InGaAs/InAlAs. Измерены фототоки и спектры генерации образцов ФПА, определены энергетические характеристики терагерцового (THz) излучения и эффективность оптико-THz преобразования энергии лазерного излучения в электромагнитные колебания THz диапазона при различном напряжении смещения и средней мощности лазерного возбуждения. Для ФПА с метаповерхностью экспериментально продемонстрированы интегральная мощность THz излучения $10 \mu\text{W}$ и эффективность преобразования до 0.2%, недостижимые для антенн с традиционной топологией из-за их теплового пробоя. Таким образом, можно утверждать, что ФПА с метаповерхностью являются эффективными источниками THz излучения и могут стать элементной базой для построения систем THz спектроскопии, связанных с решением задач медицинской диагностики.

Ключевые слова: терагерцовая импульсная спектроскопия, элементная база терагерцовой оптоэлектроники, фотопроводящая антенна, плазмонная решетка, метаповерхность, плазмонная локализация оптического поля, полупроводники, неинвазивная медицина.

DOI: 10.21883/OS.2020.07.49575.19-20

Введение

Применение методов терагерцовой (THz) импульсной спектроскопии и визуализации для решения прикладных задач медицинской диагностики злокачественных новообразований различной нозологии и локализации в последнее время приобретает все большую актуальность [1–4]. В качестве достижений можно выделить возможности применения THz технологий в задачах ранней неинвазивной и интраоперационной диагностики злокачественных новообразований кожи и слизистой [5–9], минимально-инвазивной и интраоперационной диагностики новообразований кишечника [10,11] и желудка [12], а также интраоперационной диагностики новообразований молочной железы [13–15] и головного мозга [16–19]. Благодаря возможности получать одновременно амплитудную и фазовую информацию об отраженных или прошедших через объект исследований электромагнитных волнах когерентные (импульсные) методы генерации и детектирования THz излучения являются наиболее перспективным подходом к решению задач медицинской диагностики [3,20]. Такие системы

эффективно работают при комнатной температуре, обеспечивая динамический диапазон вплоть до 110 dB [21] в полосе частот от 0.1 до 4.5 THz.

Наиболее распространенными источниками и детекторами излучения в импульсных THz системах являются фотопроводящие антенны (ФПА) на основе GaAs и его тройных соединений. Следует отметить, что довольно большое значение ширины запрещенной зоны в GaAs ($E_g = 1.42 \text{ eV}$) подразумевает использование сложной и громоздкой оптической системы с накачкой видимым излучением Ti:Sapphire-лазера с центральной длиной волны 800 nm. При этом твердые растворы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ позволяют работать (в зависимости от мольной доли индия x) с ИК лазерной накачкой в диапазоне длин волн 1.03–1.56 μm , излучаемой компактными и недорогими волоконными лазерными системами. К сожалению, слои InGaAs имеют довольно низкое электрическое сопротивление и большие времена жизни фотовозбужденных носителей заряда, что сильно затрудняет их широкое использование в системах THz спектроскопии и, в частности, в ФПА на их основе. Авторами многих зарубежных

работ предпринимались различные попытки по улучшению указанных характеристик InGaAs, например, путем ионной имплантации [22,23] или низкотемпературного роста с компенсирующим легированием [24–26]. Однако среди прочих подходов наиболее успешным оказался эпитаксиальный рост фотопроводящих сверхрешеточных гетероструктур (ФСГ) InGaAs/InAlAs, которые в зависимости от применения можно разделить на три группы.

1. ФСГ InGaAs/InAlAs, легированные атомами эрбия. Такие структуры имеют сверхмалые времена жизни фотовозбужденных носителей заряда при относительно высокой их подвижности, и поэтому могут использоваться как в ФПА-источниках излучения, так и ФПА-детекторах [27].

2. ФСГ InGaAs/InAlAs, выращенные при пониженной температуре с дополнительным легированием фотопроводящих слоев InGaAs атомами бериллия. Такие структуры имеют сверхмалые времена жизни фотовозбужденных носителей и отлично подходят для использования в ФПА-детекторах [26].

3. Решеточно-согласованные и решеточно-напряженные нелегированные ФСГ InGaAs/InAlAs с барьерными слоями InAlAs, выращенными при пониженной температуре. Фотовозбужденные носители в таких структурах имеют довольно высокую подвижность и относительно малое время жизни. Такие структуры используются в ФПА-источниках излучения [28,29].

Важно отметить, что динамический диапазон импульсных систем THz спектроскопии в значительной степени определяется параметрами ФПА-источника излучения. Поскольку компактные волоконные лазеры для возбуждения ФПА обладают средней мощностью ИК излучения ~ 10 mW, это накладывает принципиальное ограничение на минимальную эффективность оптико-THz преобразования энергии в ФПА [30,31]. На сегодняшний день наиболее успешным методом повышения эффективности преобразования является формирование диэлектрической или металлической метаповерхности в зазоре ФПА [32]. В частности, метаповерхности в виде металлических плазмонных электродов заметно усиливают локализацию лазерного излучения накачки в области контакта металла решетки с фотопроводящим слоем и соответственно увеличивают эффективное поглощение лазерного излучения в фотопроводящем слое [33]. Показано, что эффективность решетки растет пропорционально ее аспектному соотношению — другими словами, отношению высоты единичного плазмонного электрода к периоду решетки [34–36]. Технологические ограничения на максимальную толщину слоя электронного резиста, а также необходимость при экспонировании электронного резиста компенсировать эффекты, связанные с близостью соседних электродов, приводят к тому, что чем больше аспектное соотношение, тем дороже и сложнее в изготовлении становится решетка.

Еще один путь повышения эффективности связан с подбором энергии фотонов накачки ФПА. Известно, что при накачке узкозонных ФСГ лазерным излучением видимого диапазона (780–800 nm) фотовозбужденные носители заряда („горячие“ носители) испытывают сильное междолинное рассеяние, и их времена жизни несколько увеличиваются [37,38]. Однако показано, что в этом случае больший коэффициент поглощения усиливает локализацию энергии оптического импульса вблизи поверхности фотопроводящего слоя/электродов. Другими словами, в ряде случаев [38,39] большая энергия фотонов может обеспечить большую интегральную мощность ТГц излучения по сравнению с возбуждением вблизи дна зоны проводимости фотопроводящего слоя.

В настоящей работе объединены сразу несколько подходов для повышения эффективности антенны: изготовление узкозонных ФСГ InGaAs/InAlAs со сверхмалыми временами жизни возбужденных носителей заряда в фотопроводящих слоях InGaAs, изготовление на основе ФСГ ФПА-источников излучения с плазмонными электродами высокого аспектного соотношения и возбуждение узкозонного материала видимым излучением. По результатам сравнительных измерений средних фототоков, интегральных мощностей THz излучения и эффективностей оптико-THz преобразования (при разных значениях средней мощности лазерной накачки и приложенного напряжения смещения) нами были определены режимы, в которых ФПА с традиционной топологией могут составлять конкуренцию ФПА с метаповерхностью (плазмонной решеткой).

Образцы и методы исследования

Используемые в сравнительных экспериментах образцы ФПА с традиционной топологией типа „галстук-бабочка“ (bow-tie) и „галстук-бабочка“ с металлической метаповерхностью (плазмонной решеткой) на основе ФСГ InGaAs/InAlAs со сверхмалыми временами жизни фотовозбужденных носителей заряда были спроектированы и изготовлены в ИСВЧПЭ РАН. Зазор электродов для ФПА обоих типов составлял $10 \mu\text{m}$. Узкозонные ФСГ, содержащие тридцатипериодную сверхрешетку $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, формировались на подложках GaAs методом молекулярно-пучковой эпитаксии со ступенчатым метаморфным буфером [40]. Перед нанесением электродов поверхность ФСГ была покрыта слоем Si_3N_4 толщиной 230 nm, в котором методами оптической фотолитографии вскрывались окна для электрического контакта электродов антенны с поверхностью ФСГ. Топология электродов была сформирована методами фотолитографии со „взрывом“ (lift-off) напыленной системы металлов Ti/Au (50 nm/450 nm). Для создания метаповерхности методом электронно-лучевой литографии со „взрывом“ системы металлов Ti/Au (18 nm/82 nm) формировалась металлическая решетка: высота одного

электрода, ширина и зазор между двумя соседними электродами составили 100 nm (аспектное соотношение между высотой электрода и периодом составляет 1:2). В конце, на поверхность готовой ФПА наносился просветляющий слой Al_2O_3 толщиной 180 nm. Технология изготовления образцов антенн подробно описана в работах [41–44].

Регистрация спектров излучения образцов ФПА при разных значениях средней мощности лазерной накачки и приложенного напряжения смещения проводилась с помощью оригинального THz импульсного спектрометра во временной области [44,45]. В качестве источника излучения был использован исследуемый образец ФПА, а в качестве приемника — коммерческий ФПА-приемник TERRA-8 (Menlosystems) типа „обвернутый диполь“ (wrapped dipole). На ФПА-источник излучения подавалось переменное смещение U_b с возможностью регулировки амплитуды в диапазоне 5–33 V и постоянной частотой следования прямоугольных импульсов 10 kHz. Токовый сигнал с ФПА-приемника TERRA-8 после предварительного усиления синхронно выпрямлялся на данной частоте, что позволило обеспечить высокое отношение сигнал/шум ~ 80 dB. Для накачки обоих ФПА использовались ультракороткие импульсы волоконного лазера EFOA-SH (Авеста-Проект) со следующими параметрами: центральная длина волны 780 nm, частота повторения импульсов $f_L = 65$ MHz, длительность импульсов ~ 85 fs. Средняя мощность лазерного излучения в пучке зондирования фиксировалась на уровне ~ 10 mW. В пучке накачки с помощью регулируемого ослабителя средняя мощность варьировалась в пределах $P_{\text{opt}} = 0.1\text{--}10.0$ mW. При накачке антенн с метаповерхностью вектор поляризации световой волны ориентировался перпендикулярно электродам решетки. Для согласования ФПА-источника и ФПА-приемника излучения со свободным пространством были использованы гиперполусферические линзы из высокорезистивного кремния (high-resistivity float-zonesilicon — HRFZ-Si) диаметром 10 mm и высотой 6.7 mm; сбор и транспортировка THz излучения осуществлялась внеосевыми параболическими зеркалами диаметром 2 inches и фокусным расстоянием 4 inches. Время регистрации спектра THz излучения одного образца ФПА с частотным разрешением ~ 0.02 THz для спектрометра составляет ~ 30 s, что достигается, в том числе, и за счет использования в линии оптической задержки быстродействующей 150 mm подвижки с линейным приводом, снабженной обратной связью по положению каретки (по сигналам оптического энкодера).

Средние фототоки для исследуемых образцов ФПА i_{ph} измерялись в диапазоне напряжений $U_b = 1\text{--}70$ V микроамперметром, включенным в цепь питания антенн. Измерения интегральной мощности THz излучения P_{THz} выполнялись с помощью абсолютно-калиброванной ячейки Голея, устанавливаемой в непосредственной близости от согласующей Si линзы исследуемого образца ФПА-излучателя. В силу невысокого

быстродействия ячейки Голея, в данных измерениях лазерное излучение в пучке накачки модулировалось механическим прерывателем на частоте 23 Hz. Эффективности оптико-THz преобразования в образцах ФПА-источников излучения были вычислены по результатам измерения интегральных мощностей излучения согласно выражению $\eta = P_{\text{THz}}/P_{\text{opt}}$.

Результаты исследований и их обсуждение

Спектры генерации исследуемых образцов антенн приведены на рис. 1. Было обнаружено, что при одинаковом напряжении смещения сигналы от образцов ФПА с традиционной топологией существенно слабее, поэтому для регистрации их спектров использовались напряжения $U_b \geq 20$ В. Видно, что спектральная плотность излучения для ФПА с метаповерхностью и для ФПА с традиционной топологией распределена в широком диапазоне частот и превышает уровень шумов спектрометра вплоть до 2.5–3.0 THz. Особенностью ФПА с метаповерхностью является значительный прирост мощности в низкочастотной области спектра до 0.5 THz. Следует отметить, что ФПА с традиционной топологией демонстрируют спад высокочастотного края спектра при снижении средней мощности лазерного излучения, в то время как для ФПА с метаповерхностью форма спектров не зависит ни от приложенного напряжения смещения, ни от средней мощности лазерного излучения.

Типичные зависимости среднего фототока от приложенного к антенне напряжения смещения для образцов ФПА-источников излучения с традиционной топологией и с метаповерхностью приведены на рис. 2, а. Видно, что несмотря на малое значение ширины запрещенной зоны ~ 0.9 eV для слоев $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, при традиционной топологии электродов пробой ФПА не наступает вплоть до $U_b = 60$ V ($E_b = 60$ kV/cm), при этом фототок достигает значений ~ 1 mA. Формирование метаповерхности приводит к тому, что распределение напряженности электрического поля в зазоре становится неоднородным, поэтому пробой антенны даже без лазерной накачки может наступить уже при $U_b = 30$ V.

Выполненные методом оптической накачки-зондирования (pump-probe) измерения показали, что для использованных ФГС при выбранных режимах накачки времена жизни фотовозбужденных носителей заряда составляют $\tau_c \sim 5$ ps [40]. За эти времена в ФПА с традиционной топологией достигнуть металлических контактов успевают только небольшая доля фотовозбужденных носителей, пропорциональная средней скорости их дрейфа. В таких образцах в экспериментах наблюдался степенной рост фототока с увеличением напряжения смещения для всех мощностей лазерной накачки (рис. 3, а, сплошные линии). В случае наличия метаповерхности фотовозбужденные носители локализованы вблизи контакта металла

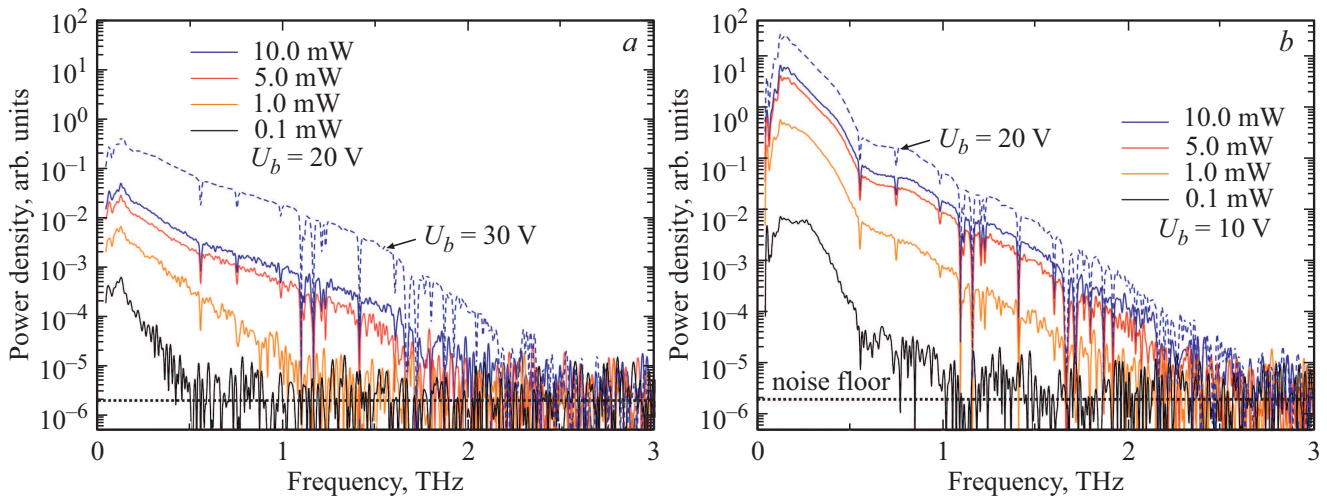


Рис. 1. Спектры излучения при разной средней мощности лазерной накачки для ФПА с традиционной топологией и ФПА с метаповерхностью (плазмонной решеткой) (a) и (b).

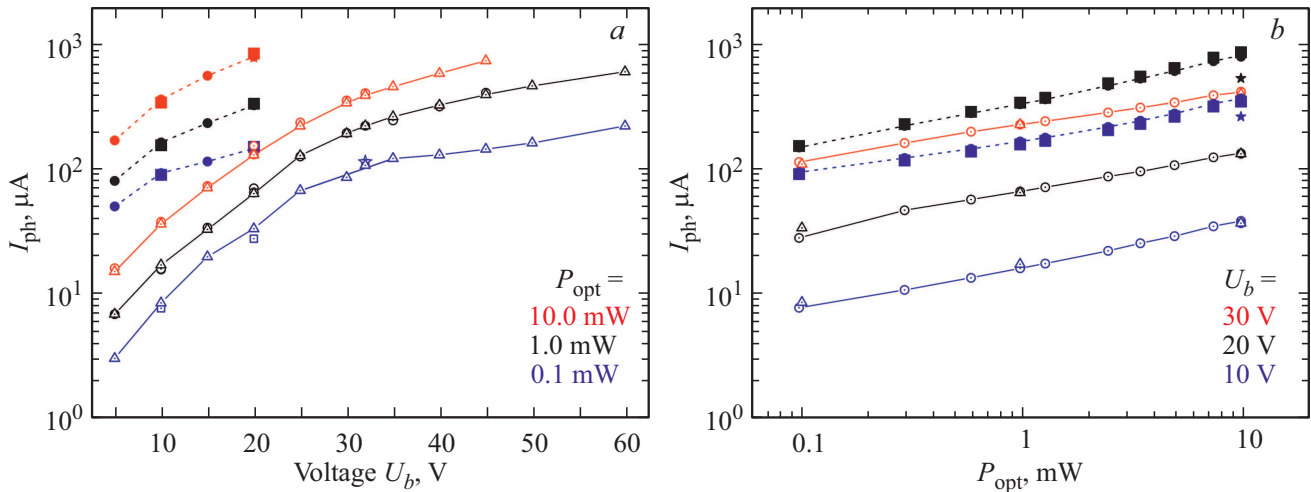


Рис. 2. Фототоки при разных режимах лазерной накачки образцов ФПА: (a) при фиксированной средней мощности лазерной накачки P_{opt} и (b) при фиксированном напряжении смещения U_b . Сплошные линии соответствуют ФПА с традиционной топологией, а штриховые линии — ФПА с метаповерхностью (плазмонной решеткой).

решетки с полупроводником, поэтому в экспериментах фототоки мало изменяются с напряжением и быстро достигают значений, характерных для насыщения в традиционной топологии (рис. 2, a, штриховые линии). Следует отметить, что для тонких слоев $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ зависимость скорости дрейфа носителей от приложенного напряжения будет отличаться от объемного случая, в том числе по причине уменьшения времени релаксации их импульса из-за рассеяния на гетерограницах.

Измеренные зависимости фототоков от средней мощности лазерного излучения показаны на рис. 2, b. Для традиционной топологии кривая при $U_b = 30 V$ соответствует случаю, когда при данной накачке максимально возможное число носителей заряда достигает электродов антенны. В случае метаповерхности фотовозбуж-

денные носители гораздо легче достигают электродов антенны, и напряжение смещения влияет на величину фототока в меньшей степени, а экспериментальные кривые в целом повторяют зависимость для случая максимального приложенного напряжения в традиционной топологии. Нетрудно показать, что при средней мощности лазерного излучения $P_{opt} \sim 1 mW$ концентрация фотовозбужденных носителей заряда в ФСГ недостаточна для экранирования разделяющимися в пространстве зарядами приложенного к зазору антенны электрического поля смещения [44]. Экспериментальные кривые для образцов ФПА обоих типов при $P_{opt} > 1 mW$ не изменяют своего характера, поэтому эффектами насыщения сигналов из-за высокого уровня оптической накачки можно пренебречь во всем рассмотренном диапазоне мощности накачки.

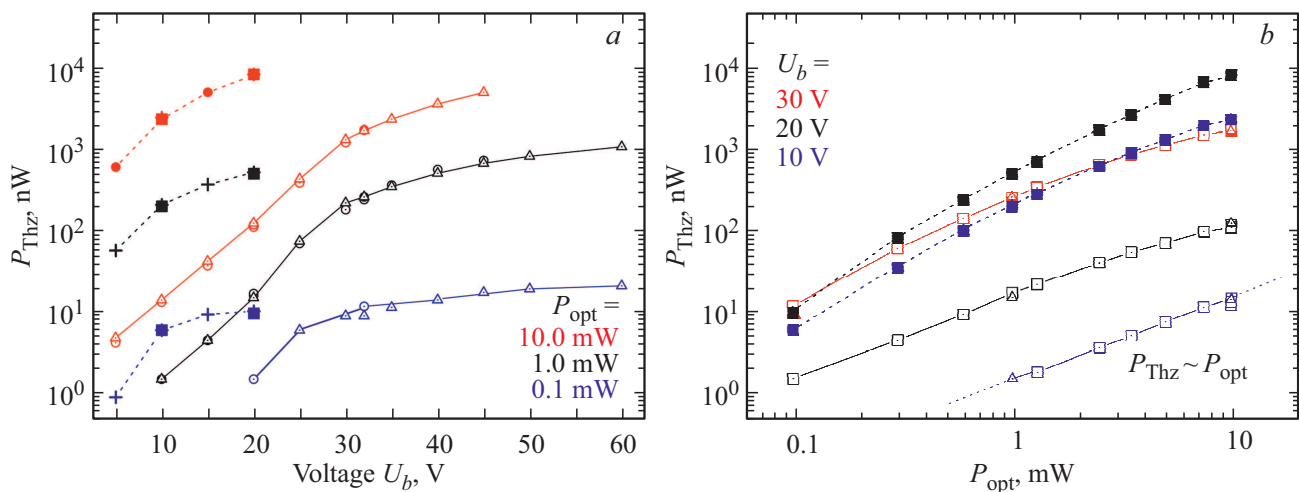


Рис. 3. Интегральная мощность THz излучения при разных режимах лазерной накачки образцов ФПА: (а) при постоянной средней мощности лазерной накачки P_{opt} и (б) при фиксированном напряжении U_b смещения. Сплошные линии соответствуют ФПА с традиционной топологией, а штриховые линии — ФПА с метаповерхностью (плазмонной решеткой).

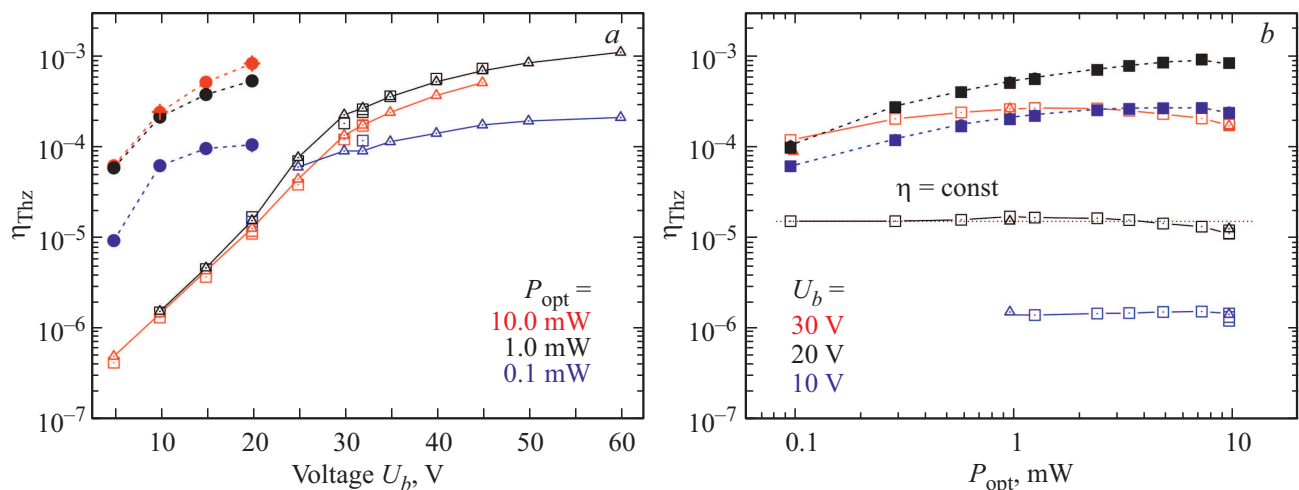


Рис. 4. Эффективности преобразования энергии лазерной накачки в электромагнитные колебания THz диапазона при разных режимах лазерной накачки образцов ФПА: (а) при постоянной средней мощности лазерной накачки P_{opt} и (б) при фиксированном напряжении U_b смещения. Сплошные линии соответствуют ФПА с традиционной топологией, а штриховые линии — ФПА с метаповерхностью (плазмонной решеткой).

Зависимости интегральных мощностей P_{THz} THz излучения ФПА и эффективностей оптико-THz преобразования в антеннах η от приложенного напряжения смещения и мощности накачки приведены на рис. 3 и 4 соответственно. В работах [46,47] показано, что максимальная интегральная мощность THz излучения ФПА ограничена запасенной в зазоре антенны энергией. Для оценок, пренебрегая влиянием согласования импедансов фотопроводника и антенны на передачу мощности в антенну [44], можно считать $P_{\text{max}} \sim (U_b^2/R_a)f_L\tau_{\text{THz}}$, где полная длительность THz сигнала $\tau_{\text{THz}} \sim 3R_aC_a \sim 1$ ps, а R_a — действительная часть импеданса антенны для частот до $\sim 1.5\text{--}2.0$ THz, C_a — емкость зазора антенны. Соответственно, для типичных значений

$U_b = 10$ V и $R_a = 70$ Ω (для антенны типа „галстук-бабочка“ [48]) величина $P_{\text{max}} \sim 400$ μ W. Зарегистрированные во всех экспериментах величины интегральной мощности не превосходят 10 μ W ($P_{\text{THz}} \ll P_{\text{max}}$), т.е. несмотря на значительность величины среднего фототока ~ 1 mA, измерения проводятся в режиме слабой лазерной накачки. В этом случае сложный характер зависимости $P_{\text{THz}}(U_b)$ не связан с преодолением экранирующего действия фотовозбужденных носителей тока, а вероятно определяется зависимостью дрейфовой скорости данных носителей от приложенного напряжения смещения в узкозонном материале ФСГ ($\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$).

Сравнивая результаты THz измерений для ФПА с традиционной топологией и с метаповерхностью, приведенных на рис. 4, *a*, можно отметить, что при одинаковом приложенном напряжении эффективность и интегральная мощность излучения антенны с метаповерхностью оказывается всегда больше, хотя меньшую эффективность преобразования в традиционной антенне можно в некоторой степени скомпенсировать увеличением напряжения. Электрической пробой объемного $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ наступает при напряженностях поля $\sim 200 \text{ kV/cm}$ [49] ($U_b = 200 \text{ V}$), однако на практике достичь даже половины этого значения не удается. Вклад тока утечки (темнового тока) в общий ток антенны быстро нарастает и при $U_b = 60 \text{ V}$ для исследуемых образцов достигает значений $\sim 230 \mu\text{A}$ (при фототоке $\sim 1 \text{ mA}$), что резко укорачивает срок службы ФПА и в дальнейшем приводит к тепловому пробое антенны.

Из рис. 4, *b* видно, что для ФПА с традиционной топологией $P_{\text{THz}} \sim P_{\text{opt}}^n \sim P_{\text{opt}}$. В работах [46,47] снижение показателя n степенной зависимости интегральной мощности THz от мощности накачки (в нашем случае до $n = 1$) по сравнению с ожидаемым из общих соображений значением $n = 2$ авторы связывают с эффектами насыщения. В случае ФСГ, вероятно, играет роль насыщение ловушечных состояний (центров захвата), обеспечивающих ультракороткие времена жизни фотовозбужденных носителей в $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, что связано с меньшей плотностью центров захвата по сравнению со случаями формирования таких же центров за счет ионной имплантации или компенсирующего легирования [22–26]. Отметим, что данное замечание также справедливо и в отношении слабой зависимости среднего фототока от мощности накачки.

Вследствие низкого показателя степени n компенсировать невысокую интегральную мощность THz излучения за счет увеличения мощности лазерной накачки нецелесообразно в том числе из-за перехода в режим сильной накачки, другими словами, снижения эффективности оптико-THz преобразования за счет экранирования электрического поля. Скорее всего, именно экранированием внешнего электрического поля объясняется характер зависимости излучаемой THz мощности от лазерной накачки для $U_b = 30 \text{ V}$ уже при $P_{\text{opt}} > 5 \text{ mW}$ в антенне с традиционной топологией (рис. 3, *b*). Таким образом, если для решения прикладных задач медицинской диагностики требуются значения интегральной мощности THz излучения на уровне $\sim 5\text{--}10 \mu\text{W}$, то в качестве источников излучения следует использовать ФПА с метаповерхностью. При уровнях мощности $\sim 1\text{--}5 \mu\text{W}$ и менее преимущества ФПА с метаповерхностью по сравнению ФПА с традиционной топологией становятся несущественными.

В результате было обнаружено, что эффективность оптико-THz преобразования для ФПА с традиционной топологией не превосходит $\eta = 0.1\%$ (для $U_b = 50 \text{ V}$). Из сравнения значений η на рис. 4, *a* можно сделать вывод, что ФПА с традиционной топологией могут конку-

рировать с ФПА с метаповерхностью, но только работая в режиме, близком к тепловому пробое антенны. С другой стороны, эффективность преобразования в ФПА с метаповерхностью имеет тенденцию к последующему увеличению и с напряжением, и с мощностью накачки. В частности, при $U_b = 30 \text{ V}$ и $P_{\text{opt}} = 3.4 \text{ mW}$ нам удалось достичь $\eta = 0.2\%$ при относительно безопасном для антенны фототоке $I_{\text{ph}} = 0.9 \text{ mA}$.

Заключение

В настоящей работе рассматривалось несколько подходов к повышению эффективности фотопроводящих антенн (ФПА) — источников излучения: изготовление фотопроводящих сверхрешеточных гетероструктур InGaAs/InAlAs со сверхмалыми временами жизни фотовозбужденных носителей заряда, изготовление на основе этих гетероструктур ФПА с традиционной топологией и с метаповерхностью (плазмонными решетками с высоким аспектным соотношением) и возбуждение узкозонного материала видимым излучением.

Для образцов ФПА были измерены средние фототоки, интегральные мощности THz излучения и эффективность преобразования энергии лазерного излучения в электромагнитные колебания THz диапазона при разных средней мощности лазерной накачки и приложенном напряжении смещения. Использование метаповерхности позволило достичь значений интегральной мощности THz излучения $\sim 10 \mu\text{W}$ при напряжении 20 V и средней мощности лазерной накачки 10 mW . Максимальная эффективность преобразования составила $\eta = 0.2\%$, что недостижимо для ФПА с традиционной топологией вследствие их теплового пробоя. Главным образом это связано с различием в спектрах излучения антенн для частот менее 0.5 THz . Сравнительный анализ показал, что для решения прикладных задач, где требуется работать с интегральной мощностью THz излучения на уровне $\sim 5\text{--}10 \text{ W}$, в качестве источников излучения следует использовать ФПА с метаповерхностью, а для уровня мощности $\sim 1\text{--}5 \mu\text{W}$ и менее преимущества ФПА с метаповерхностью по сравнению с ФПА с традиционной топологией становятся несущественными.

Финансирование работы

Работа была выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ 19-79-10240. Изготовление ФСГ проводилось при финансовой поддержке гранта Президента МК-5450.2018.2.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Zaytsev K.I., Dolganova I.N., Chernomyrdin N.V., Katyba G.M., Gavdush A.A., Cherkasova O.P., Komandin G., Shchedrina M.A., Khodan A.N., Ponomarev D.S., Reshetov I.V., Karasik V., Skorobogatiy M., Kurlov V.N., Tuchin V.V. // *J. Optics*. 2019. V. 22. N 1. P. 013001.
- [2] Sun Q., He Y., Liu K., Fan S., Parrott E.P.J., Pickwell-MacPherson E. // *Quantitative Imaging in Medicine and Surgery*. 2017. V. 7. P. 345.
- [3] Yang X., Zhao X., Yang K., Liu Y., Liu Y., Fu W., Luo Y. // *Trends in Biotechnology*. 2016. V. 34. N 10. P. 810.
- [4] Smolyanskaya O.A., Chernomyrdin N.V., Konovko A.A., Zaytsev K.I., Ozheredov I.A., Cherkasova O.P., Nazarov M.M., Guilletti J.P., Kozlova S.A., Kistenev Yu.V., Coutaz J.-L., Mounaix P., Vaks V.L., Son J.-H., Cheon H., Wallace V.P., Feldman Yu., Popov N.I., Tuchin V.V. // *Progress in Quantum Electronics*. 2018. V. 62. P. 1.
- [5] Woodward R.M., Wallace V.P., Pye R.J., Cole B.E., Arnone D.D., Linfield E.H., Pepper M. // *J. Investigative Dermatology*. 2003. V. 120. N 1. P. 72.
- [6] Wallace V.P., Fitzgerald A.J., Shankar S., Flanagan N., Pye R., Cluff J., Arnone D.D. // *British J. Dermatology*. 2004. V. 151. N 2. P. 424.
- [7] Joseph C.S., Patel R., Neel V.A., Giles R.H., Yaroslavsky A.N. // *J. Biophotonics*. 2014. V. 7. N 5. P. 295.
- [8] Zaytsev K.I., Kudrin K.G., Karasik V.E., Reshetov I.V., Yurchenko S.O. // *Appl. Phys. Lett.* 2015. V. 106. N 5. P. 053702.
- [9] Sim Y., Park J.Y., Ahn K.M., Park C., Son J.H. // *Biomedical Optics Express*. 2013. V. 4. N 8. P. 1413.
- [10] Reid C.B., Fitzgerald A., Reese G., Goldin R., Tekkis P., O'Kelly P.S., Pickwell-MacPherson E., Gibson A.P., Wallace V.P. // *Physics in Medicine & Biology*. 2011. V. 56. N 14. P. 4333.
- [11] Doradla P., Alavi K., Joseph C.S., Giles R.H. // *J. Biomedical Optics*. 2013. V. 18. N 9. P. 090504.
- [12] Hou D., Li X., Cai J., Ma Y., Kang X., Huang P., Zhang G. // *Physics Medicine & Biology*. 2014. V. 59. N 18. P. 5423.
- [13] Fitzgerald A.J., Wallace V.P., Jimenez-Linan M., Bobrow L., Pye R.J., Purushotham A.D., Arnone D.D. // *Radiology*. 2006. V. 239. N 2. P. 533.
- [14] Ashworth P.C., Pickwell-MacPherson E., Provenzano E., Pinder S.E., Purushotham A.D., Pepper M., Wallace V.P. // *Optics Express*. 2009. V. 17. N 15. P. 12444.
- [15] Truong B.C.Q., Tuan H.D., Fitzgerald A.J., Wallace V.P., Nguyen H.T. // *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*. 2015. V. 62. N 2. P. 699.
- [16] Oh S., Kim S.H., Ji Y.B., Jeong K., Park Y., Yang J., Park D.W., Noh S.K., Kang S.G., Huh Y.M., Son J.H., Suh J.S. // *Biomedical Optics Express*. 2014. V. 5. N 8. P. 2837.
- [17] Ji Y., Oh S.J., Kang S.G., Heo J., Kim S.H., Choi Y., Song S., Son H.Y., Kim S.H., Lee J.H., Haam S.J., Huh Y.M., Chang J.H., Joo C., Suh J.S. // *Scientific Reports*. 2016. V. 6. P. 36040.
- [18] Yamaguchi S., Fukushi Y., Kubota O., Itsuji T., Ouchi T., Yamamoto S. // *Scientific Reports*. 2016. V. 6. P. 30124.
- [19] Gavdush A.A., Chernomyrdin N.V., Malakhov K.M., Beshplav S.-I.T., Dolganova I.N., Kosyrkova A.V., Nikitin P.V., Musina G.R., Katyba G.M., Reshetov I.V., Cherkasova O.P., Komandin G.A., Karasik V.E., Potapov A.A., Tuchin V.V., Zaytsev K.I. // *J. Biomedical Optics*. 2019. V. 24. N 2. P. 027001. doi 10.1364/OE.24.2.027001
- [20] Lee Y.S. *Principles of Terahertz Science and Technology*. Springer, 2009.
- [21] Yahyapour M., Jahn A., Dutzi K., Puppe T., Leisching P., Schmauss B., Vieweg N., Deninger A. // *Appl. Sci.* 2019. V. 9. P. 1283. doi 10.3390/app9071283
- [22] Huber R., Brodschelm A., Tauser F., Leitenstorfer A. // *Appl. Phys. Lett.* 2000. V. 76. N 22. P. 3191.
- [23] Chimot N., Mangeney J., Mounaix P., Tondusson M., Blary K., Lampin J.F. // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 89. P. 083519.
- [24] Suzuki M., Tonouchi M. // *Appl. Phys. Lett.* 2005. V. 86. P. 163504. doi 10.1063/1.1901817
- [25] Globisch B., Dietz R.J.B., Kohlhaas R.B., Göbel T., Schell M., Alcer D., Semtsiv M., Masselink W.T. // *J. Applied Physics*. 2017. V. 121. P. 053102. doi 10.1063/1.4975039
- [26] Dietz R.J., Globisch B., Roehle H., Stanze D., Göbel T., Schell M. // *Opt. Express*. 2014. V. 22. P. 19411.
- [27] Ospald F., Maryenko D., Klitzing K., Driscoll D.C., Hanson M.P., Lu H., Gossard A.C., Smet J.H. // *Appl. Phys. Lett.* 2008. V. 92. P. 131117.
- [28] Roehle H., Dietz R.J.B., Hensel H.J., Böttcher J., Künzel H., Stanze D., Schell M., Sartorius B. // *Opt. Express*. 2010. V. 18. P. 2296.
- [29] Ponomarev D.S., Gorodetsky A., Yachmenev A.E., Pushkarev S.S., Khabibullin R.A., Grekhov M.M., Zaytsev K.I., Khusyainov D.I., Buryakov A.M., Mishina E.D. // *J. Appl. Phys.* 2019. V. 125. N 15. P. 151605.
- [30] Glinskiy I.A., Khabibullin R.A., Ponomarev D.S. // *Russian Microelectronics*. 2017. V. 46. P. 408. doi 10.1134/S1063739717060051
- [31] Khiabani N., Huang Y., Shen Y., Boyes S. // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2013. V. 61. N 4. P. 1538.
- [32] Yachmenev A.E., Lavrukhin D.V., Glinskiy I.A., Zhenchenko N.V., Goncharov Y.G., Spector I.E., Khabibullin R.A., Otsuji T., Ponomarev D.S. // *Opt. Eng.* 2019. V. 59. N 6. P. 061608. doi 10.1117/1.OE.59.6.061608
- [33] Lavrukhin D.V., Yachmenev A.E., Glinskiy I.A., Khabibullin R.A., Goncharov Y.G., Ryzhi M., Otsuji T., Spector I.E., Shur M., Skorobogatiy M., Zaytsev K.I., Ponomarev D.S. // *AIP Advances*. 2019. V. 9. P. 015112. doi 10.1063/1.5081119
- [34] Catrysse P.B., Veronis G., Shin H., Shen J.-T., Fan S. // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 88. N P. 031101.
- [35] Park S.G., Choi Y., Oh Y.-J., Jeong K.-H. // *Optics Express*. 2012. V. 20. N 23. P. 25530.
- [36] Hsieh B.Y., Jarrahi M. // *J. Appl. Phys.* 2011. V. 109. P. 084326.
- [37] Dietz R., Brahm A., Velauthapillai A., Wilms A., Lammers C., Globisch B., Koch M., Notni G., Schell M. // *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*. 2015. V. 36. N 1. P. 60.
- [38] Dietz R.J.B., Wilk R., Globisch B. // *J. Infrared Milli. Terahz Waves*. 2013. V. 34. P. 231.
- [39] Hatem O., Freeman J.R., Cunningham J.E. // *J. Infrared Milli. Terahz Waves*. 2016. V. 37. P. 415.
- [40] Ponomarev D.S., Khabibullin R.A., Klochkov A.N., Yachmenev A.E., Bugaev A.S., Khusyainov D.I., Buriakov A.M., Bilyk V.P., Mishina E.D. // *Semiconductors*. 2018. V. 52. N 7. P. 864.
- [41] Ponomarev D.S., Khabibullin R.A., Yachmenev A.E., Pavlov A.Yu., Slapovskiy D.N., Glinskiy I.A., Lavrukhin D.V., Ruban O.A., Maltsev P.P. // *Semiconductors*. 2017. V. 51. N 9. P. 1218.

- [42] *Lavrukhin D.V., Katyba G.M., Yachmenev A.E., Galiev R.R., Glinskiy I.A., Khabibullin R.A., Goncharov Y.G., Spektor I.E., Khusyainov D.I., Buryakov A.M., Mishina E.D., Chernomyrdin N.V., Zaytsev K.I., Ponomarev D.S.* // Proceedings of SPIE. 2018. V. 10680. P. 106801M.
- [43] *Лаврухин Д.В., Галиев Р.Р., Павлов А.Ю., Ячменев А.Э., Майтама М.В., Глинский И.А., Хабибуллин Р.А., Гончаров Ю.Г., Зайцев К.И., Пономарев Д.С.* // Опт. и спектр. 2019. Т. 126. В. 5. С. 663.
- [44] *Lavrukhin D.V., Yachmenev A.E., Pavlov A.Yu., Khabibullin R.A., Goncharov Yu.G., Spektor I.E., Komandin G.A., Yurchenko S.O., Chernomyrdin N.V., Zaytsev K.I., Ponomarev D.S.* // Semicond. Sci. Technol. 2019. V. 34. P. 034005.
- [45] *Mishina E.D., Grishunin K.A.* // Russian Technological J. 2017. V. 5. N 3. P. 41.
- [46] *Brown E.R., McIntosh K.A., Nichols K.B., Dennis C.L.* // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 66. P. 285. doi 10.1063/1.113519
- [47] *Suen J.Y., Li W., Taylor Z.D., Brown E.R.* // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. P. 141103. doi 10.1063/1.337440
- [48] *Balanis C.A.* Antenna Theory: Analysis and Design. 3rd edn. Wiley-Blackwell, 2005. 1073 p.
- [49] *Hava S., Auslender M.* // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. N 11. P. 7431.