Письма в ЖЭТФ, том 119, вып. 9, с. 651 – 657 © 2024 г. 10 мая

# Времяразрешающее детектирование терагерцового отклика фотодинамически сформированных плазмонных метаповерхностей

*И. А. Новиков, М. А. Кирьянов, В. И. Стадничук, Т. В. Долгова, А. А. Федянин*[1)]

*Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 27 марта 2024 г.
После переработки 5 апреля 2024 г.
Принята к публикации 7 апреля 2024 г.

Предложена модификация метода терагерцовой спектроскопии с временным разрешением, состоящая в прямом измерении временной зависимости поля прошедшего терагерцового импульса, выделении из нее части, соответствующей множественным отражениям от поверхностей объекта, и последующему ее анализе без применения Фурье-преобразования. Апробация метода проводится на примере решеток, фотодинамически сформированных на поверхности арсенида галлия и поддерживающих возбуждение коллективных плазмонных мод в терагерцовом диапазоне. Предлагаемый подход позволяет обойти ограничения, характерные для терагерцовой спектроскопии с временным разрешением, дополняя и расширяя возможности уже существующего аппарата терагерцовой фотоники.

DOI: 10.31857/S1234567824090040, EDN: KVOKQK

Одним из основных методов исследования в терагерцовой (ТГц) фотонике является методика ТГц спектроскопии во временной области (Terahertz time-domain spectroscopy, THz-TDS) [1]. Эта методика подходит для решения широкого класса задач [2], к которым относятся, например, исследование колебательных переходов в молекулах [3], спектроскопия фазовых переходов [4, 5] и элементарных возбуждений [6–8] в твердых телах, характеризация материалов [9, 10]. Последняя задача состоит в определении дисперсии материальных констант (показателей преломления и поглощения, проводимости и др.) в ТГц диапазоне на основе спектров пропускания или отражения. Методика THz-TDS позволила охарактеризовать большое количество различных материалов, включая полупроводники [11], сверхпроводники [12], ферроэлектрики [13], топологические изоляторы [14], полимеры [15], жидкости [10] и растворы [16], биологические ткани [17]. Столь широкий набор объектов исследования и научных задач способствовал развитию и расширению методики: был разработан метод исследования сильно поглощающих материалов [18], предложены техники и подходы, позволяющие существенно повысить чувствительность детектирования [19, 20], сформирован аппарат нелинейной ТГц спектроскопии [21]. Несмотря на это, методика THz-TDS обладает рядом особенностей, влияющих на точность получаемых результатов и ограничивающих ее применение в некоторых задачах.

В силу того, что эта методика использует преобразование Фурье, получаемый на выходе спектр измеренного сигнала зависит от параметров измерения (длительность, шаг и др.) [22]. Кроме того, множественные отражения от поверхностей и границ раздела образца или подложки могут приводить к появлению дополнительных особенностей в его временном отклике и осцилляциям в спектре [23]. Осцилляции становятся существенными при небольшой амплитуде даже одного переотражения. В методике THz-TDS множественные отражения являются паразитным фактором, с которым необходимо бороться [24] или учитывать при постобработке [25, 26]. Поиск геометрий, позволяющих этого избежать, может быть технически сложной задачей [27].

Одним из актуальных направлений ТГц фотоники является поиск методов управления ТГц излучением. Перестройка его длины волны, частоты, фазы, изменение поляризации и направления распространения – лишь часть задач, которые требуют решения. Гибкость в реализации подобных преобразований могут предоставить метаматериалы и метаповерхности – искусственно созданные трехмерные и двумерные структуры, состоящие из упорядоченных субволновых элементов [28]. Упорядочивание приводит к появлению свойств, не характерных как для данного материала в целом, так и для отдельного составляющего элемента [29, 30]. Более того, такая структура поддерживает возбуждение резонансных электромагнитных мод различных типов

[1)]e-mail: fedyanin@nanolab.phys.msu.ru

[31–35], позволяющих "захватить" падающее излучение и локализовать его на поверхности, тем самым значительно повысив эффективность реализуемого преобразования. К таким резонансным электромагнитным возбуждениям относятся, в частности, различные плазмонные моды [36–39]. Концепция плазмонных метаматериалов и метаповерхностей получила широкое распространение в оптическом диапазоне [40] и сейчас развивается в терагерцевом [41, 42].

ТГц метаматериалы и метаповерхности, как правило, являются пассивными: их свойства фиксируются в момент изготовления и меняются внешними воздействиями лишь в небольших пределах, что существенно ограничивает их возможности. В связи с этим ведутся исследования, направленные на создание активных ТГц метаматериалов [43]. В работе [27] был предложен метод, позволяющий формировать на поверхности полупроводника пространственное распределение заряда произвольной геометрии на субмиллиметровых масштабах фемтосекундным лазерным импульсом за счет фотоэффекта. Распределение заряда полностью повторяет пространственный профиль оптической засветки, полученный с помощью масок [44], пространственного модулятора света (ПМС) [27, 45] или проекторов [46, 47]. Этот метод, получивший название фотодинамического формирования или фотоиндуцирования, позволил создать различные динамические фотонные элементы для ТГц диапазона: перестраиваемые фильтры [48], дефлекторы [46], поляризаторы [47], волноводы [49], интегрированные в системы визуализации модуляторы ТГц излучения [45, 50, 51], дифракционные решетки [52] и ТГц метаповерхности более сложной геометрии [53]. Возбуждение плазмонных мод в фотодинамически сформированных ТГц структурах было показано для хаотически расположенных частиц (субмиллиметровых антенн) [54], но не для метаповерхностей.

В данной работе предлагается модификация методики ТГц спектроскопии с временным разрешением. Идея состоит в прямом измерении временной зависимости электрического поля прошедшего через образец ТГц излучения, выделению из нее двух частей, соответствующих напрямую прошедшему через образец и двукратно отраженному от его поверхностей импульсам – и последующем их анализе без применения преобразования Фурье. Предложенный метод используется для исследования одномерных решеток, сформированных посредством структурированной засветки лазерным импульсом поверхности арсенида галлия и поддерживающих возбуждение поверхностных плазмонов в ТГц диапазоне.

В работе исследовалась пластинка высокоомного арсенида галлия (GaAs) толщиной 400 мкм, на поверхности которой фемтосекундным импульсом с длиной волны 800 нм формировались изображения одномерных решеток. Их период (сотни мкм) попадал в спектральный диапазон генерирующегося в системе ТГц излучения. На ЖК-дисплей отражающего фазового ПМС Holoeye Pluto-2.1 подавалась программно сгенерированная голограмма, изображение которой впоследствии восстанавливалась оптическим пучком на поверхности образца. Голограмма генерировалась с помощью двумерного обратного преобразования Фурье исходного изображения. Всего использовалось два типа изображений: сплошной прямоугольник, занимающий всю рабочую область ПМС, и одномерные решетки с различным периодом и ориентацией полос. Первый тип использовался для серии калибровочных измерений, второй – для основного эксперимента.

В качестве источника для генерации ТГц излучения и фотоиндуцирования решеток использовался титан-сапфировый фемтосекундный лазер с регенеративным усилителем с центральной длиной волны 800 нм, длительностью импульсов 50 фс, частота следования которых составляла 1 кГц, а энергия – 3 мДж. Путем двух последовательных разделений на оптических светоделителях исходный пучок был преобразован в три импульса – генерирующий, детектирующий и фотоиндуцирующий – в соотношении 63:3:33 по интенсивности, соответственно. Первый использовался для генерации ТГц излучения в спектральном диапазоне от 0.25 до 2 ТГц методом нелинейно-оптического выпрямления в кристалле теллурида цинка (ZnTe) толщиной 0.5 мм. Сгенерированное ТГц излучение впоследствии фокусировалось на поверхность образца при помощи двух параболических зеркал. Прошедший ТГц импульс регистрировался электрооптическим методом при помощи детектирующего пучка в стандартной схеме THz-TDS [2]. Фотоиндуцирующий пучок использовался для восстановления на поверхности образца сформированной на дисплее модулятора голограммы. В засвеченных областях происходила генерация свободных носителей. Образец был выставлен по нормали к фотоиндуцирующему пучку. ТГц импульс падал на образец под углом 30° и был поляризован в плоскости падения (вставка на рис. 1a).

На рисунке 1a показан временной профиль электрического поля ТГц импульса, прошедшего через образец в отсутствии засветки. Сигнал имеет сложную форму, в нем наблюдается большое количество осцилляций и четыре выраженных пика на задерж-

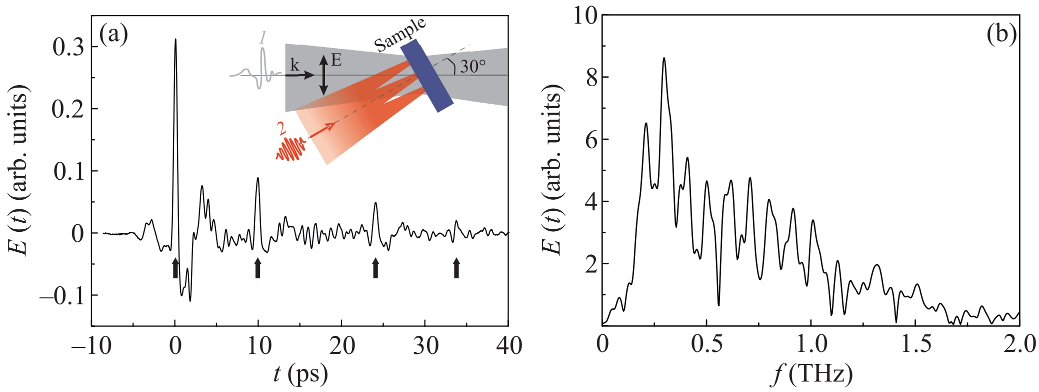


Рис. 1. (Цветной онлайн) Поле (a) и спектр (b) ТГц импульса, прошедшего через незасвеченную пластинку GaAs. На этом и последующих рисунках начало временной шкалы совмещено с положением максимума основного (первого) импульса. Вставка: ход лучей на образец. Цифрами обозначены ТГц (*1*) и фотоиндуцирующий (*2*) импульсы. **k** и **E** – направление распространения и поляризация ТГц пучка, соответственно

ках 0, 9.8, 24 и 33.7 пс. Форма сигнала в окрестности каждого из пиков совпадает с точностью до постоянного множителя. Это позволяет сделать предположение о том, что в регистрируемом сигнале наблюдаются, как минимум, четыре отдельных ТГц импульса, три из которых являются копиями первого. Копии появляются вследствие множественных отражений от поверхностей (граней) образца и кристалла-генератора, являющихся плоскопараллельными пластинками. Так, пик на задержке 9.8 пс соответствует импульсу, прошедшему кристалл ZnTe напрямую и испытавшему двукратное отражение от передней и задней граней образца. Пики на задержках 24 и 33.7 пс соответствуют импульсам, испытавшим отражение от поверхностей кристалла-генератора. Первый из них проходит образец без отражений, второй – дважды отражается от его поверхностей. Импульсы, испытывающие большее число отражений, обладают меньшей амплитудой и неразличимы на фоне шумов и осцилляций.

На рисунке 1b показан спектр ТГц импульса, прошедшего через незасвеченный образец. В нем наблюдаются осцилляции сложной формы, появившиеся из-за наличия в исходном временном сигнале смещенных друг относительно друга копий основного импульса. Согласно свойству запаздывания преобразования Фурье, Фурье-образ от смещенного сигнала равен Фурье-образу такого же, но несмещенного сигнала с точностью до осциллирующего множителя $e^{-i\omega\Delta\tau}$, где $\Delta\tau$ – временная задержка между ними. Использование спектра, представленного на рис. 1b, для определения показателей преломления $n$ и поглощения $\alpha$ материала в ТГц диапазоне приведет к трудно интерпретируемым результатам, требующим объемной постобработки.

Показатели $n$ и $\alpha$ образца могут быть найдены напрямую из анализа положения и амплитуды второго импульса. Будем в дальнейшем называть этот импульс сателлитом. Соответствующий ему пик отстоит от пика основного импульса на $\Delta t = 9.8$ пс. С учетом толщины исследуемого образца (400 мкм), угла падения ТГц импульса (30°) и геометрии системы, нетрудно найти значение $n$ незасвеченного GaAs, составляющее 3.64, что близко к данным из литературы [11]. Показатель $\alpha$ может быть найден из сравнения амплитуд основного импульса и сателлита. Уменьшение амплитуды последнего вызвано, во-первых, потерей энергии при отражении от поверхностей образца, а, во-вторых, поглощением в его объеме. Тогда, отношение амплитуд обоих импульсов (пиков) может быть найдено по следующей формуле:

$$\frac{E_m}{E_{\text{sat}}} = \frac{1}{r^2 e^{-2\alpha d}}, \tag{1}$$

где $r$ – коэффициент отражения от границы воздух-образец, $\alpha$ – показатель поглощения образца, $d$ – его толщина. Определив из временной зависимости (рис. 1a) значение $E_m/E_{\text{sat}}$, с учетом найденного ранее $n$ и толщины $d$ можно найти $\alpha$. В нашем случае отношение $E_m/E_{\text{sat}}$ равно $0.31/0.085 \approx 3.64$. Рассчитанное по формулам Френеля значение коэффициента $r$ для найденного ранее $n$ составляет 0.525. Отношение $1/r^2$ будет равно 3.63, что близко к значению $E_m/E_{\text{sat}}$. Следовательно, $e^{-2\alpha d} \to 1$, т.е. поглощение незасвеченного низколегированного GaAs мало, что также согласуется с литературными данными. Отметим, что значения $n$ и $\alpha$ были определены без использования Фурье-преобразования и результатов референсного измерения без образца.

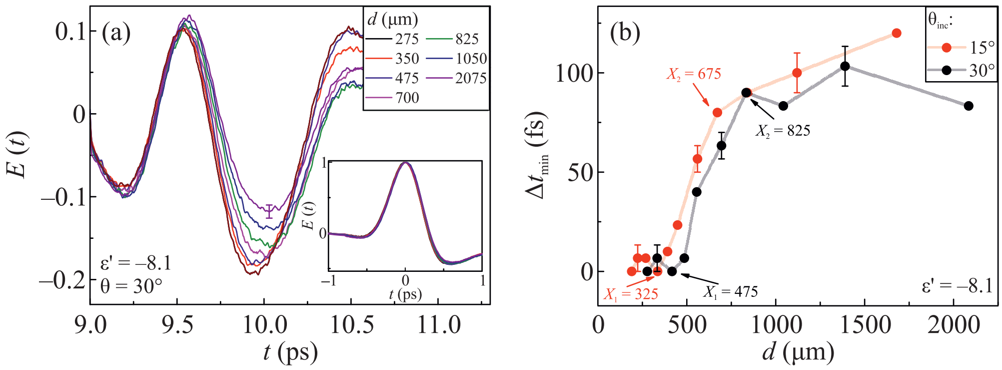


Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость электрического поля импульса-сателлита от времени $E(t)$ для разных значений периода $d$ формируемых на поверхности GaAs решеток. Кривые нормированы на максимум основного импульса. Вставка: нормированное поле основного импульса. (b) – Смещение минимума поля сателлита $\Delta t_{\min}$ при изменении периода $d$ решеток для двух углов падения ТГц излучения. Плотность энергии фотоиндуцирующего пучка – 30 мкДж/см$^2$. Полосы решеток ориентированы перпендикулярно поляризации ТГц излучения

Применим предложенный метод для исследования отклика фотодинамически сформированных на поверхности арсенида галлия решеток, поддерживающих в ТГц диапазоне возбуждение поверхностных плазмонов. Эксперимент проводится следующим образом: на поверхности пластинки из арсенида галлия формируется изображение одномерных решеток с различным периодом. Ориентация их полос и мощность формирующего оптического импульса выбираются такими, чтобы выполнялось условие на возбуждение поверхностных плазмонов. Так, используется ортогональная к плоскости падения и поляризации ТГц излучения ориентация полос. Плотность энергии импульса накачки берется равной 30 мкДж/см$^2$. Калибровочные измерения с однородной засветкой показывают, что при такой плотности энергии концентрация возбужденных носителей $N_{pc}$ составляет $5 \times 10^{17}$ см$^{-3}$ согласно оценке на основе метода, предложенного в работе [55]. В одномерной прямоугольной решетке со скважностью $1/2$ значение $N_{pc}$ будет в 2 раза больше, т. е. $1 \times 10^{18}$ см$^{-3}$. Расчет в рамках модели Друде показывает, что в области локализации поверхностных плазмонов значение действительной части диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\text{eff}}^{'}$ при такой концентрации составит $-8.1$. Этого достаточно для выполнения условия на возбуждение плазмонов на границе с воздухом ($\epsilon_{\text{eff}}^{'} < -\epsilon_d$, где $\epsilon_d = 1$). Период формируемых на поверхности арсенида галлия прямоугольных решеток варьируется в диапазоне от 280 мкм до 2100 мкм. Выбор указанного диапазона обусловлен тем, что частота дифракционных аномалий (0.25–2.1 ТГц) при используемом угле падения (30°) будет попадать в спектральный диапазон генерируемого в схеме ТГц излучения (0.25–2 ТГц).

Как и в случае с незасвеченным арсенидом галлия, измеряется временная зависимость поля ТГц импульса, прошедшего через образец, из которой выделяется и анализируется часть, соответствующая полю импульса-сателлита. На рисунке 2a представлены временные зависимости поля $E(t)$ импульса-сателлита для разных значений периода $d$ формируемых на поверхности арсенида галлия одномерных решеток. Временной профиль полученных сигналов имеет сложную форму, обусловленную интерференцией нескольких волн. К ним относятся волны, отражающиеся от границы раздела арсенида галлия с воздухом, а также взаимодействующие с градиентной средой, сформированной оптической накачкой в толще полупроводника. В результате такой интерференции пик импульса-сателлита во временном сигнале в окрестности задержки 10 пс переходит в провал. Дальнейшая интерпретация профиля данного импульса выходит за рамки целей данной статьи. Можно видеть (см. рис. 2a), что увеличение периода формируемых решеток приводит к уменьшению амплитуды провала и его смещению в сторону больших временных задержек. Зависимость смещения минимума поля импульса-сателлита $\Delta t_{\min}$ от периода $d$ формируемых решеток для данного угла падения ТГц импульса (30°) показана черной кривой на рис. 2b. За весь диапазон изменения периода решеток (275–2075 мкм) минимум смещается примерно на 100 фс. Смещение происходит немонотонно: вплоть до периода 475 мкм положение минимума поля сателлита $t_{min}$ практически не меняется, после чего начинает быстро возрастать. Быстрый рост завершается по достижению периода 825 мкм. При дальнейшем увеличении $d$ $t_{\min}$ практически не меняется.

Период формируемых на поверхности образца решеток, прежде всего, влияет на частоты дифракционных (например, аномалии Рэлея) и плазмонных (условие фазового синхронизма) аномалий. Амплитуды интерферирующих волн, формирующих временной профиль импульса-сателлита, от периодов решеток зависят слабо, а определяются их скважностью и мощностью фотоиндуцирующего пучка, которые зафиксированы в данном эксперименте. Это позволяет выдвинуть гипотезу о дифракционной природе наблюдаемого эффекта. Провести ее проверку можно, повторив то же измерение зависимости смещения положения минимума $\Delta t_{\min}$ от периода $d$ формируемых решеток для другого угла падения $\theta_{\text{inc}}$ ТГц импульса на образец при условии постоянства остальных параметров ($\epsilon'$, скважности, ориентации полос). Такая зависимость для углов падения в $15°$ и $30°$ представлена на рис. 2b. Можно видеть, что изменение угла падения привело к смещению зависимости. Период, начиная с которого наблюдалась модификация провала во временной зависимости поля импульса-сателлита (рис. 2a) и появление перегиба в зависимости $\Delta t_{\min}$ от $d$ (рис. 2b), уменьшился с 475 до 325 мкм.

Интерпретировать полученные кривые можно следующим образом. Профиль импульса-сателлита меняется при перекрытии его спектра с зависящей от $d$ аномалией Рэлея. Точки перегиба в зависимости $\Delta t_{\min}$ от $d$ (рис. 2b) соответствуют периодам решетки, при которых частота аномалия Рэлея попадает на границы спектра сателлита. Так, первая точка перегиба (высокочастотная граница) для угла падения $15°$ наблюдается на периоде 325 мкм, для $30°$ – на 475 мкм. Значение частоты аномалии Рэлея $f_R$ для $+1$ порядка дифракции можно найти по формуле:

$$f_R = \frac{c}{d\,(1-\sin\theta_{\text{inc}})}. \tag{2}$$

Так как спектр импульса-сателлита определяется источником ТГц излучения и не меняется от эксперимента к эксперименту, расчет $f_R$ для этих значений периодов должен приводить к одинаковым результатам. Для случая $d = 325$ мкм и $\theta_{\text{inc}} = 15°$ найденное по формуле (2) значение $f_R$ составляет 1.25 ТГц, для случая $d = 475$ мкм и $\theta_{\text{inc}} = 30°$ – 1.26 ТГц. Совпадение полученных значений подтверждает дифракционную природу наблюдаемой модификации провала в профиле импульса-сателлита. Вторая точка перегиба в зависимости на рис. 2b, соответствующая низкочастотной границе его спектра, наблюдается на периодах 675 и 825 мкм для углов падения в 15 и $30°$, соответственно. Можно заметить (отчетливо видно для случая $15°$), что на периодах, лежащих за этой границей, где отсутствует перекрытие спектра сателлита и аномалии Рэлея, провал продолжает смещаться. Это может быть вызвано влиянием поверхностных плазмонов, спектральная ширина резонанса которых существенно больше, чем у аномалия Рэлея.

Для того, чтобы разграничить дифракционный и плазмонный механизмы, следует использовать геометрии, не поддерживающие возбуждение поверхностных плазмонов. Так, например, плазмоны не будут возбуждаться в решетках, ориентация полос которых параллельна плоскости падения и поляризации падающего излучения. На рисунке 3 показаны зависимости смещения минимума импульса-сателлита $\Delta t_{\min}$ от периода $d$ формируемых решеток с поперечной (плазмонной) и продольной (не плазмонной) ориентацией полос, соответственно. В обоих

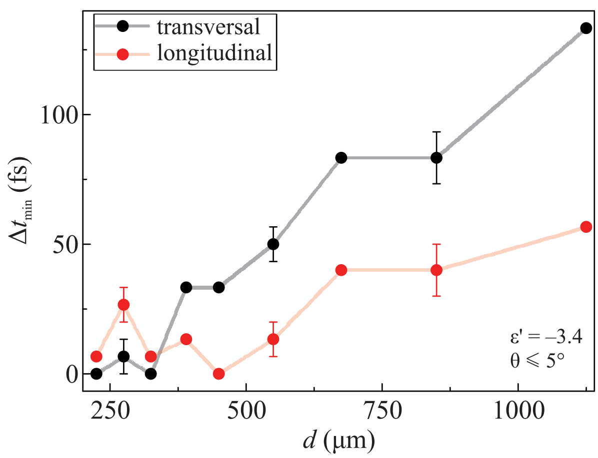


Рис. 3. (Цветной онлайн) Смещение с периодом $d$ решетки положения минимума поля сателлита $\Delta t_{\min}$ для двух ориентаций полос решетки – поперечной (плазмонной) и продольной (не плазмонной). Образец выставлен практически по нормали к падающему ТГц импульсу

экспериментах используется одинаковая плотность энергии фотоиндуцирующего пучка 23 мкДж/см$^2$, ТГц импульс направляется на образец практически по нормали ($\theta_{\text{inc}} \leq 5°$). Видно, что размах кривой для решетки с поперечной ориентацией полос составляет 133 фс, что практически в 2.7 раза больше, чем для решетки с продольными полосами (50 фс). Напомним, профиль импульса-сателлита меняется тогда, когда смещающиеся с периодом формируемых решеток дифракционные и плазмонные аномалии перекрываются с его спектром. В рассматриваемом эксперименте решетка с поперечными полосами может поддерживать и дифракционные аномалии, и возбуждение плазмонов, решетка с продольными –

только дифракцию. Так как спектр плазмонного резонанса существенно шире аномалии Рэлея, то перекрытие будет наблюдаться для большого диапазона периодов и вызывать больший разброс $\Delta t_{\min}$, что и видно из рис. 3. На рассматриваемом диапазоне периодов (225–1125 мкм) дифракционные эффекты позволяют сместить положение провала импульса-сателлита на 50 фс (красная кривая на рис. 3), дополнительный сдвиг на 80 фс (разница между черной и красной кривыми на рис. 3) достигается за счет возбуждения плазмонов.

Отметим, что изменение периода решеток практически не затрагивает основной импульс (см. вставку к рис. 2a), но значительно влияет на импульс-сателлит. Это может быть связано с тем, что во втором случае вклад от плазмонов проявляется сильнее. Эффективность их возбуждения и спектр зависят от формы профиля поверхности решетки [56]. В нашем случае профиль решетки качественно отличается в зависимости от направления распространения возбуждающего импульса (воздух → GaAs или GaAs → воздух). Следовательно, спектры напрямую прошедшего импульса и сателлита будут отличаться. Задача нахождения двух неизвестных спектров из одного временного сигнала с помощью преобразования Фурье является неоднозначной. Это означает, что при наличии асимметрии по направлению распространения методы постобработки, основанные на учете вторичных пиков во временном сигнале [25, 26], могут приводить к некорректным результатам.

В заключение, предложена модификация лазерной методики ТГц спектроскопии с временным разрешением, состоящая в прямом измерении временной зависимости поля прошедшего ТГц импульса, выделении из нее частей, соответствующих напрямую прошедшему и двукратно отраженному от поверхностей исследуемого объекта импульсам, и их анализе напрямую, без использования преобразования Фурье. Предложенным методом исследовались субмиллиметровые одномерные решетки, сформированные в результате структурированной лазерной засветки поверхности арсенида галлия. Продемонстрирована возможность возбуждения в таких объектах коллективных плазмонных мод – поверхностных плазмонов. Разработанный подход позволяет обойти недостатки методики THz-TDS, дополняя и расширяя ее возможности. Более того, классические методы, использующие преобразование Фурье, не применимы для динамически сформированных ТГц метаповерхностей из-за асимметрии формы их поверхности относительно направления распространения пучка. Спектры импульсов, проходящих образец напрямую и испытывающие множественные отражения от его поверхностей, отличаются. В связи с этим использование стандартных методов постобработки, основанных на исключении вторичных пиков во временном сигнале или их учете по аналогии с множественными отражениями в резонаторе Фабри–Перо, может привести к некорректным результатам.

М. А. Кирьянов является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики "БАЗИС". Эксперимент проводился с использованием оборудования, предоставленного по Программе развития МГУ.

**Финансирование работы.** Работа поддержана грантом Российского научного фонда # 20-12-00371.

**Конфликт интересов.** Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. M. C. Nuss and J. Orenstein, in *Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids*, ed. by G. Grüner), Springer, Berlin (1998).
2. P. Y. Han and X.-C. Zhang, Meas. Sci. Technol. **12**, 1747 (2001).
3. M. Walther, P. Plochocka, B. Fischer, H. Helm, and P. Uhd Jepsen, Biopolymers **67**, 310 (2002).
4. P. U. Jepsen, B. M. Fischer, A. Thoman, H. Helm, J. Y. Suh, R. Lopez, and R. F. Haglund, Phys. Rev. B **74**, 205103 (2006).
5. K. Makino, K. Kato, Y. Saito, P. Fons, A. V. Kolobov, J. Tominaga, T. Nakano, and M. Nakajima J. Mater. Chem. C **7**, 8209 (2019).
6. T. Suzuki and R. Shimano Phys. Rev. Lett. **103**, 057401 (2009).
7. G. Li, Z. Jin, X. Xue, X. Lin, G. Ma, S. Hu, and N. Dai, Appl. Phys. Lett. **100**, 191115 (2012).
8. K. Grishunin, T. Huisman, G. Li, E. Mishina, T. Rasing, A. V. Kimel, K. Zhang, Z. Jin, S. Cao, W. Ren, G.-H. Ma, and R. V. Mikhaylovskiy, ACS Photonics **5**, 1375 (2018).
9. M. Hangyo, M. Tani, and T. Nagashima, Int. J. Infrared Millimeter Waves, **26**, 1661 (2005).
10. J. T. Kindt and C. A. Schmuttenmaer, J. Phys. Chem. **100**, 10373 (1996).
11. D. Grischkowsky, S. Keiding, M. van Exter, and C. Fattinger, J. Opt. Soc. Am. **7**, 2006 (1990).
12. R. Matsunaga, Y. I. Hamada, K. Makise, Y. Uzawa, H. Terai, Z. Wang, and R. Shimano Phys. Rev. Lett. **111**, 057002 (2013).
13. V. Bilyk, E. Mishina, N. Sherstyuk, A. Bush, A. Ovchinnikov, and M. Agranat, Phys. Status Solidi RRL **15**, 2000460 (2021).
14. К. А. Кузнецов, П. И. Кузнецов, А. Д. Фролов, А. М. Коновалов, П. М. Ковалева, Г. Х. Китаева, Письма в ЖЭТФ **118**, 397 (2023).

15. F. D'Angelo, Z. Mics, M. Bonn, and D. Turchinovich, Opt. Express **22**, 12475 (2014).
16. J. Qin, L. Xie, and Y. Ying, Food Chem. **224**, 262 (2017).
17. O. A. Smolyanskaya, N. V. Chernomyrdin, A. A. Konovko et al. (Collaboration), Prog. Quant. Electron. **62**, 1 (2018).
18. M. M. Nazarov, A. P. Shkurinov, E. A. Kuleshov, and V. V. Tuchin, Quantum Electron. **38**, 647 (2008).
19. I. E. Ilyakov, G. K. Kitaeva, B. V. Shishkin, and R. A. Akhmedzhanov, Opt. Lett. **42**, 1704 (2017).
20. I. E. Ilyakov, B. V. Shishkin, S. B. Bodrov, G.K̇. Kitaeva, M. I. Bakunov, and R. A. Akhmedzhanov, Laser Phys. Lett. **17**, 085403 (2020).
21. H. A. Hafez, X. Chai, A. Ibrahim, S. Mondal, D. Férachou, X. Ropagnol, and T. Ozaki, J. Opt. **18**, 093004 (2016).
22. J. Neu and C. A. Schmuttenmaer, J. Appl. Phys. **124**, 231101 (2018).
23. R. Burger, J. Frisch, M. Hübner, M. Goldammer, O. Peters, E. Rönneberg, and D. Wu, Sensors **21**, 3473 (2021).
24. P. U. Jepsen, J. Infrared Millim. Terahertz Waves **40**, 395 (2019).
25. O. S. Ahmed, M. A. Swillam, M. H. Bakr, and X. Li, J. Lightwave Technol. **28**, 1685 (2010).
26. R. Peretti, S. Mitryukovskiy, K. Froberger, M. A. Mebarki, S. Eliet, M. Vanwolleghem, and J.-F. Lampin, IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. **9**, 136 (2019).
27. T. Okada and K. Tanaka, Sci. Rep. **1**, 1 (2011).
28. W. Cai and V. Shalaev, Optical Metamaterials, Springer, N.Y. (2010).
29. В. Г. Веселаго, УФН **92**, 517 (1967).
30. J. Pendry, A. Holden, D. Robbins, and W. Stewart, IEEE Trans. Microw. Theory Tech **47**, 2075 (1999).
31. A. I. Musorin, A. V. Chetvertukhin, T. V. Dolgova, H. Uchida, M. Inoue, B. S. Luk'yanchuk, and A. A. Fedyanin, Appl. Phys. Lett. **115**, 151102 (2019).
32. V. Zubyuk, L. Carletti, M. Shcherbakov, and S. Kruk, APL Mater. **9**, 060701 (2021).
33. А. М. Черняк, М. Г. Барсукова, А. С. Шорохов, А. И. Мусорин, А. А. Федянин, Письма в ЖЭТФ **111**, 40 (2020).
34. R. Singh, W. Cao, I. Al-Naib, L. Cong, W. Withayachumnankul, and W. Zhang, Appl. Phys. Lett. **105**, 171101 (2014).
35. S. Han, M. V. Rybin, P. Pitchappa, Y. K. Srivastava, Y. S. Kivshar, and R. Singh, Adv. Opt. Mater. **8**, 1900959 (2020).
36. И. А. Новиков, М. А. Кирьянов, А. Ю. Фролов, В. В. Попов, Т. В. Долгова, А. А. Федянин Письма в ЖЭТФ **118**, 584 (2023).
37. М. А. Кирьянов, Г. С. Останин, Т. В. Долгова, М. Иноуэ, А. А. Федянин, Письма в ЖЭТФ **117**, 201 (2023).
38. A. Yu. Frolov, M. R. Shcherbakov, and A. A. Fedyanin, Phys. Rev. B **101**, 045409 (2020).
39. B. I. Afinogenov, V. O. Bessonov, I. V. Soboleva, and A. A. Fedyanin, ACS Photonics **6**, 844 (2019).
40. N. Meinzer, W. L. Barnes, and I. R. Hooper, Nature Photon. **8**, 889 (2014).
41. S. Shen, X. Liu, Y. Shen, J. Qu, E. Pickwell-MacPherson, X. Wei, and Y. Sun, Adv. Opt. Mater. **10**, 2101008 (2022).
42. X. Zang, B. Yao, L. Chen, J. Xie, X. Guo, A. V. Balakin, A. P. Shkurinov, and S. Zhuang, Light: Advanced Manufacturing **2**, 148 (2021).
43. H.-T. Chen, W. J. Padilla, J. M. O. Zide, A. C. Gossard, A. J. Taylor, and R. D. Averitt, Nature **444**, 597 (2006).
44. I. Chatzakis, P. Tassin, L. Luo, N.-H. Shen, L. Zhang, J. Wang, T. Koschny, and C. M. Soukoulis, Appl. Phys. Lett. **103**, 043101 (2013).
45. Z. Xie, X. Wang, J. Ye, S. Feng, W. Sun, T. Akalin, and Y. Zhang, Sci. Rep. **3**, 3347 (2013).
46. S. Busch, B. Scherger, M. Scheller, and M. Koch, Opt. Lett. **37**, 1391 (2012).
47. L.-J. Cheng and L. Liu, Opt. Express, **21**, 28657 (2013).
48. S. F. Busch, S. Schumann, C. Jansen, M. Scheller, M. Koch, and B. M. Fischer, Appl. Phys. Lett. **100**, 261109 (2012).
49. H. K. Tyagi and J. Gómez Rivas, J. Opt. **16**, 094011 (2014).
50. T. Wen, J. Tong, D. Zhang, Y. Zhu, Q. Wen, Y. Li, H. Zhang, Y. Jing, and Z. Zhong, J. Phys. D: Appl. Phys. **52**, 255303 (2019).
51. Q.-Y. Wen, Y.-L. He, Q.-H. Yang, P. Yu, Z. Feng, W. Tan, T.-L. Wen, Y.-X. Zhang, Z. Chen, and H.-W. Zhang, Adv. Mater. Technol. **5**, 1901058 (2020).
52. J. W. He, X. K. Wang, Z. W. Xie, Y. Z. Xue, S. Wang, and Y. Zhang, APL Photonics **2**, 076102 (2017).
53. J. Guo, T. Wang, H. Zhao, X. Wang, S. Feng, P. Han, W. Sun, J. Ye, G. Situ, H.-T. Chen, and Y. Zhang, Adv. Opt. Mater. **7**, 1801696 (2019).
54. G. Georgiou, H. K. Tyagi, P. Mulder, G. J. Bauhuis, J. J. Schermer, and J. G. Rivas, Sci. Rep. **4**, 3584 (2014).
55. Y. Shi, Q. li Zhou, C. Zhang, and B. Jin, Appl. Phys. Lett. **93**, 121115 (2008).
56. M. A. Kiryanov, A. Yu. Frolov, I. A. Novikov, P. A. Kipp, P. K. Nurgalieva, V. V. Popov, A. A. Ezhov, T. V. Dolgova, and A. A. Fedyanin, APL Photonics **7**, 026104 (2022).