

ПЛАНАРНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР МАЙКЕЛЬСОНА  
НА ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНАХ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА© 2023 г. В. В. Герасимов<sup>a,\*</sup>, А. К. Никитин<sup>b</sup>, А. Г. Лемзяков<sup>a</sup><sup>a</sup>Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН  
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11<sup>b</sup>Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН  
Россия, 117342, Москва, ул. Бутлерова, 15<sup>c</sup>Новосибирский государственный университет  
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

\*e-mail: v.v.gerasimov3@gmail.com

Поступила в редакцию 29.09.2022 г.

После доработки 17.12.2022 г.

Принята к публикации 26.12.2022 г.

Представлены оптическая схема и технические характеристики терагерцового планарного интерферометра Майкельсона на поверхностных плазмонах. Описана методика определения комплексного показателя преломления поверхностных плазмонов ( $\tilde{n}_s = n_s + i\kappa_s$ ) по регистрируемым интерферограммам. Представлены результаты тестовых измерений на плоских поверхностях с золотым напылением, покрытых слоями ZnS толщиной от 0 до 3 мкм, с использованием мощного когерентного излучения Новосибирского лазера на свободных электронах на длине волны  $\lambda_0 = 141$  мкм. По результатам измерений найдено значение эффективной диэлектрической проницаемости поверхности напыленного золота, которое оказалось на порядок меньше, чем у кристаллического золота. Путем анализа энергетических потерь в плазмонном интерферометре выполнена оценка его динамического диапазона по мощности излучения ( $10^6$ – $10^8$ ), необходимого для измерений на образцах с разными  $\tilde{n}_s$ , а также предложены пути повышения отношения сигнал/шум путем оптимизации элементов оптической схемы и детектора.

DOI: 10.31857/S0032816223030059, EDN: IRMHU

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Интенсивное освоение терагерцового (ТГц) диапазона электромагнитных волн с частотой от 0.3 до 10 ТГц (что соответствует длинам волн от 1 мм до 30 мкм) началось только в 80-х годах; ранее оно было затруднено отсутствием мощных источников и чувствительных приемников ТГц-излучения. С созданием газовых и полупроводниковых ТГц-лазеров, а затем лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) и фемтосекундных лазеров, а также изобретением фотопроводящих дипольных антенн и криогенных болометров развитие ТГц-оптики ускорилось [1].

Важная область применения ТГц-излучения – спектроскопия, поскольку именно в ТГц-диапазоне находятся частоты колебательных и вращательных степеней свободы большого числа органических, полимерных и биологических молекул, а также межмолекулярных связей [2]. Один из разделов спектроскопии – изучение поверхности и ее переходного слоя. Поскольку на ТГц-частотах толщина переходного слоя для большин-

ства задач много меньше длины волны ( $\lambda_0$ ) излучения, отраженное поверхностью зондирующее излучение несет в основном информацию об оптических свойствах подложки, а не ее переходного слоя. По этой причине такие известные методы, как отражательно-абсорбционная спектроскопия [3] и эллипсометрия [4, 5], имеют недостаточную чувствительность в ТГц-диапазоне. Эта проблема особенно актуальна при локализации исследуемых объектов на металлической или полупроводниковой подложке, поскольку из-за высокой отражающей способности этих материалов в ТГц-диапазоне интенсивность поля зондирующего излучения в пределах изучаемого слоя при использовании рефлектометрических измерений стремится к нулю [6].

Использование поверхностных плазмонов (ПП) – разновидности поверхностных электромагнитных волн, генерируемых зондирующим излучением на поверхности металлов, – позволяет повысить чувствительность измерений вследствие увеличения как длины взаимодействия из-

лучения со слоем, так и концентрации его поля в приповерхностной области [7]. Поверхностные плазмоны представляют собой комплекс волны плотности электронов проводимости в приповерхностном слое металла и  $p$ -поляризованной электромагнитной волны, поле которой экспоненциально затухает с увеличением расстояния от границы раздела “металл–диэлектрик (окружающая среда)”. Поскольку в ИК и ТГц-диапазонах наиболее простой и надежно измеряемой характеристикой ПП является их длина распространения  $L$  (расстояние, на котором интенсивность волны уменьшается в  $e \approx 2.718$  раза), большее признание получила абсорбционная поверхностная плазмонная спектроскопия [8]. Реже применяют фазовую плазмонную спектроскопию, когда измеряют скачок фазы при зондировании поверхности в условиях поверхностного плазмонного резонанса в видимом диапазоне [9, 10] или набег фазы ПП среднего ИК- [11] и ТГц-диапазона [12] после пробега ими макроскопического расстояния.

Интерферометрия в пучках ПП или объемных волн, порожденных ПП, позволяет объединить возможности амплитудных и фазовых измерений с целью определения комплексного показателя преломления ПП:  $\tilde{n}_s = n_s + i\kappa_s$ , однозначно связанного (посредством дисперсионного уравнения ПП для данной волноведущей структуры) с диэлектрической проницаемостью металла и оптическими постоянными переходного слоя [7, 8]. Кроме того, плазмонная интерферометрия позволяет исследовать быстропротекающие процессы на проводящей поверхности и может быть эффективно использована для сенсорных применений и в плазмонной микроскопии [9, 10].

Плазмонная интерферометрия нашла широкое применение в оптических сенсорных устройствах видимого диапазона благодаря таким особенностям ПП на этих частотах, как малая длина распространения (что отвечает требованию миниатюризации датчиков) и высокая концентрация поля плазмонов (что обеспечивает высокую чувствительность устройств к изменениям оптических характеристик сенсорного слоя на поверхности металла) [13]. В таких устройствах интерферируют, как правило, широкополосные ПП, генерируемые белым светом на двух параллельных щелях (канавках) в непрозрачном проводящем слое [14]. Распространяющиеся перпендикулярно щелям ПП интерферируют между собой, а результат их взаимодействия анализируют спектрометром, размещенным либо у одной из щелей, либо у поверхности между щелями [15, 16].

Тестовые эксперименты по плазмонной интерферометрии были выполнены и в среднем ИК-диапазоне с применением  $\text{CO}_2$ -лазера [17–19]. Пучок лазерного излучения направлялся через прозрачную подложку на край непрозрачного

клиновидного металлического слоя, нанесенного на подложку и покрытого (для большей устойчивости ПП) слоем диэлектрика субволновой толщины. В результате дифракции излучения на крае металлического клина с некоторой эффективностью генерировались ПП на границе “металл–диэлектрик”, а также объемная волна, распространяющаяся в окружающей среде под скользящим углом к поверхности. Поверхностные плазмоны, достигнув противоположного края металлического слоя, дифрагировали на нем и преобразовывались в другую объемную волну, излучаемую с края под некоторым углом к плоскости подложки. В области пересечения обеих объемных волн формировалась интерференционная картина, содержащая информацию о показателе преломления ПП и их коэффициенте затухания.

Возможность создания плазмон-поляритонного интерферометра Маха–Цендера для сенсорных применений в ТГц-диапазоне была рассмотрена в работе [20]. Основное отличие предложенной схемы от известных для видимого диапазона состоит в том, что для обеспечения миниатюрности датчика в качестве материала слоя, направляющего поверхностные плазмон-поляритоны (ППП), был выбран антимонид индия (InSb). Плазменная частота  $\omega_p$  InSb находится не в ближнем ультрафиолете (как для благородных металлов), а в ТГц-диапазоне [21], что обеспечивает близость частоты  $\omega$  генерирующего ППП-излучения к  $\omega_p$  (точнее,  $\omega \lesssim \omega_p/\sqrt{2}$ ), т.е. выполнение условия сравнимости  $L$  с  $\lambda$ .

Однако плазмонные интерферометры ТГц-диапазона, содержащие металлическую (а не полупроводниковую) поверхность и поэтому использующие ПП с большой длиной распространения, могут быть эффективно применены: для контроля качества поверхности металлических и металлизированных зеркал макроскопических размеров; для определения эффективной диэлектрической проницаемости металлических покрытий, применяемых в плазмонных ТГц-волноводах, метаповерхностях и дифракционных решетках; для спектроскопии тонких диэлектрических пленок на проводящей поверхности; а также для различных сенсорных применений [22].

Первая схема ТГц-интерферометра Маха–Цендера на поверхностных плазмонах была предложена в работе [23]. В этом устройстве монохроматическое излучение источника до взаимодействия с поверхностью металла разделяется на два пучка: реперный и измерительный. Последний преобразуется в ПП и, после пробега по поверхности некоторого расстояния, попадает на перемещаемое вдоль трека ПП клиновидное зеркало, трансформирующее поверхностную волну в объемную. Объемные волны обоих пучков совмещаются, интерферируют, а интенсивность их ре-

зультатирующего поля регистрируется фотоприемником. Последовательность сигналов приемника, фиксируемых по мере изменения расстояния, проходимого ПП, представляет собой интерферограмму, содержащую информацию об обеих частях комплексного показателя преломления ПП.

Позднее были предложены схемы статических ИК- и ТГц-интерферометров на ПП [24, 25], на основе которых была разработана теория дисперсионной ИК-фурье-спектроскопии [26]. Из-за сложности разделения полезного сигнала ПП и паразитных объемных волн, порождаемых на элементе преобразования и элементах оптической схемы, эксперименты с применением данных схем осуществлены не были.

В некоторых схемах паразитные объемные волны используют в качестве реперного пучка для интерференции с плазмонами. Так, например, в работе [27] реализована динамическая плазменная рефрактометрия проводящей поверхности, в которой интерферировали объемные волны, порождаемые на волноводном элементе преобразования излучения источника в ПП, и поверхностные волны. Благодаря однододовому ( $TM_0$ ) режиму настройки плоскопараллельного волновода, возникающие из-за дифракции на выходе из него паразитные объемные волны имели узкую диаграмму направленности и распространялись параллельно проводящей поверхности, как и генерируемые волноводом ПП. Как было отмечено авторами, несмотря на оригинальность и простоту, данный метод может быть реализован только для высокоимпедансных поверхностей, для которых фазовая скорость ПП заметно меньше скорости объемной волны в среде над исследуемой поверхностью.

С разработкой и освоением методики отражения и расщепления ПП плоскими зеркалами в ТГц-диапазоне и светоделительными пластинками [28, 29] была предложена схема ТГц-интерферометра Майкельсона на ПП [30], апробированная вскоре с использованием излучения ЛСЭ [31].

Настоящая работа посвящена описанию конструкции макета ТГц-интерферометра Майкельсона на ПП и особенностей выполнения измерений на нем, приведены методика определения комплексного показателя преломления ПП по регистрируемым интерферограммам, а также результаты определения эффективной диэлектрической проницаемости напыленного золота в пределах его скин-слоя по измеренным характеристикам ПП на длине волны 141 мкм.

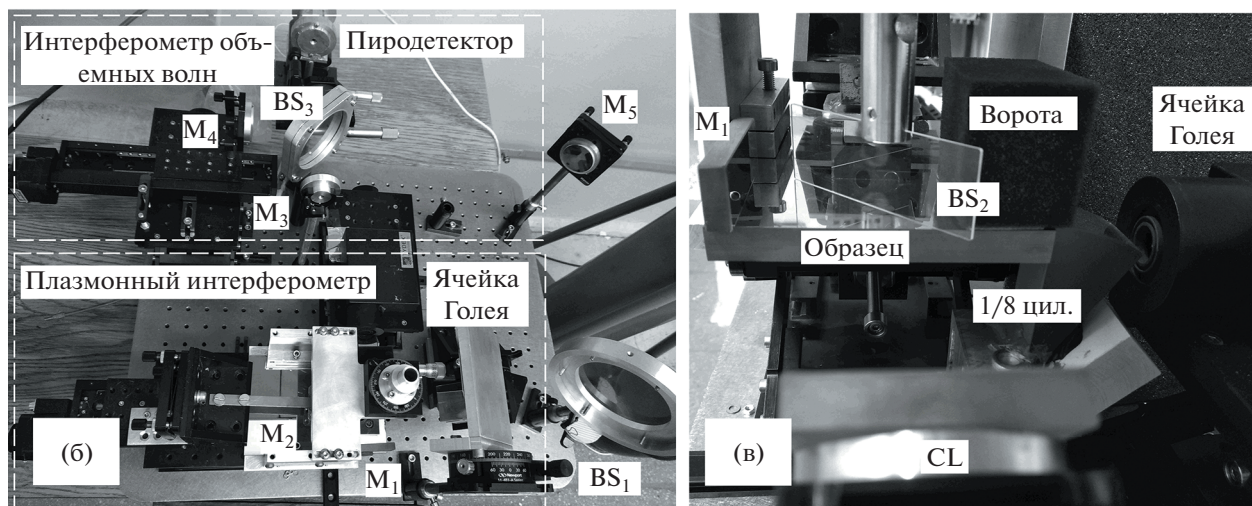
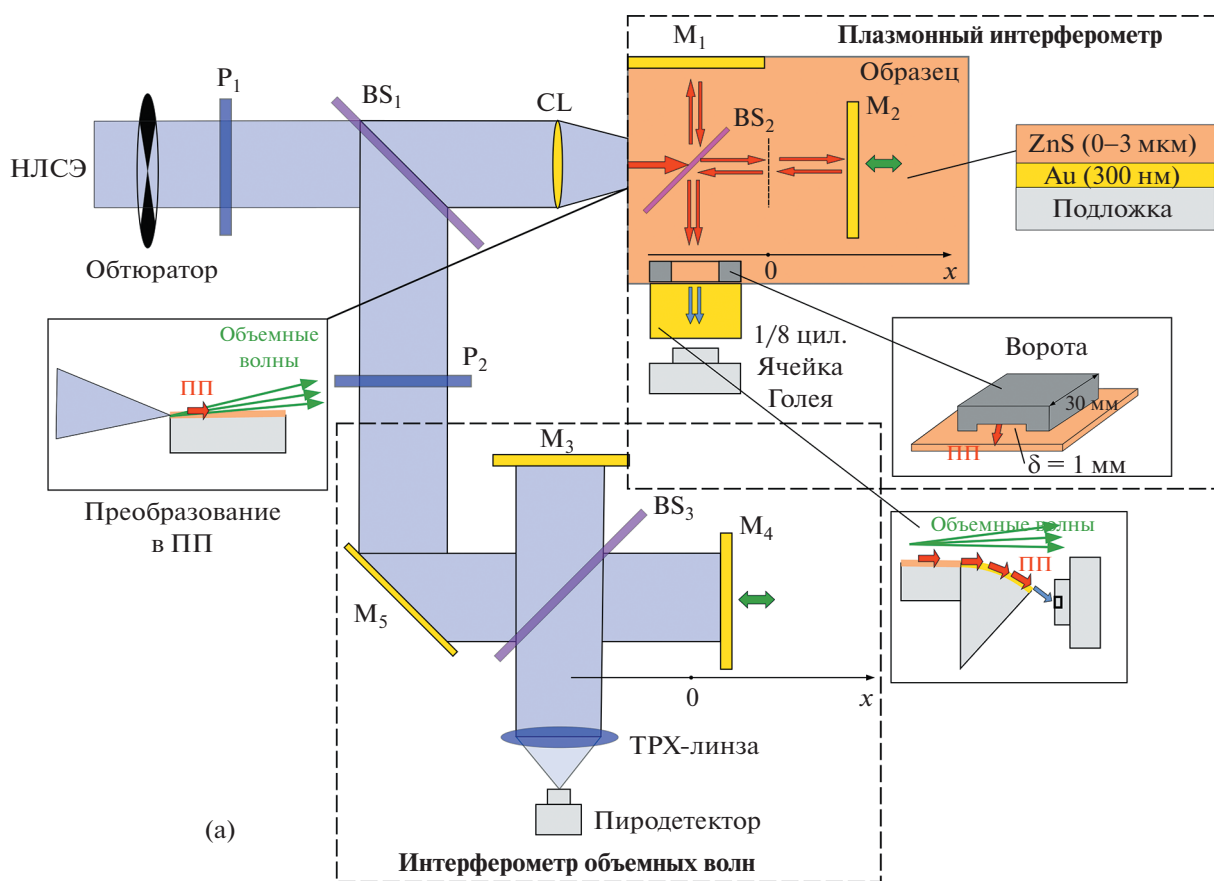
## 2. КОНСТРУКЦИЯ ТГЦ-ИНТЕРФЕРОМЕТРА МАЙКЕЛЬСОНА НА ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНАХ

В основе функционирования ТГц-интерферометра на ПП, как и классического интерферометра Майкельсона, лежит анализ интерферограммы, но формируемой не объемными волнами, а коллинеарными пучками ПП, направляемых исследуемой поверхностью [30]. Определение действительной части показателя преломления ПП ( $n_s$ ) осуществляется путем сравнения спектра излучения ЛСЭ со спектром ПП, получаемых в результате фурье-анализа интерферограмм. Мнимая часть ( $\kappa_s$ ) определяется величиной затухания интенсивности ПП по мере их распространения по исследуемой поверхности.

Основными проблемами, с которыми мы столкнулись при создании планарного плазмонного интерферометра ТГц-диапазона, являлись необходимость повышения отношения сигнал/шум, увеличение скорости записи интерферограмм, а также уменьшение паразитных засветок приемника. Способы решения этих задач очевидны: 1) использование мощного источника монохроматического ТГц-излучения; 2) повышение эффективности преобразования излучения источника в ПП; 3) уменьшение энергетических потерь ПП в оптической схеме интерферометра; 4) использование чувствительных и достаточно быстрых приемников ТГц-излучения; 5) пространственное разделение паразитных объемных волн от ПП и экранирование приемника от паразитных объемных волн. Способы решения данных задач будут, в той или иной степени, представлены при описании конструкции плазмонного интерферометра в данном разделе.

В качестве источника ТГц-излучения использовался Новосибирский лазер на свободных электронах (НЛСЭ) [32], являющийся на сегодняшний день (наряду с гиротронами) одним из самых мощных. Излучение НЛСЭ представляет собой периодическую последовательность 100-пикосекундных импульсов, следующих с частотой 5.6 МГц; оно линейно поляризовано, полностью когерентно в поперечном сечении пучка, временная когерентность составляет 30–100 пс (в зависимости от режима работы лазера). Характерная средняя мощность излучения, поступающего на вход интерферометра, равна 30–40 Вт (при необходимости ее можно было увеличить до 400 Вт); диаметр гауссова пучка 12 мм. Рабочая длина волны излучения  $\lambda_0$  была выбрана равной 141 мкм с шириной линии менее 1%.

Поскольку в штатном режиме работы НЛСЭ спектр его излучения нестабилен (длина волны в процессе измерений может смещаться до 0.2 мкм), с целью учета его вариаций одновременно с плазмонной интерферограммой регистрировали и



**Рис. 1.** а – оптическая схема (вид сверху) плазмонного ТПц-интерферометра:  $P_1, P_2$  – поляризаторы;  $BS_1$ – $BS_3$  – делители пучка;  $M_1$ – $M_5$  – плоские зеркала;  $CL$  – цилиндрическая отражающая линза; ТРХ-линза – линза из материала ТРХ; б, в – фотографии интерферометра: вид сверху (б) и вид на плазмонный интерферометр (в).

интерферограмму, формируемую пучками излучения НЛСЭ. Для этого к схеме плазмонного интерферометра [31] был добавлен интерферометр Майкельсона объемных волн (рис. 1а).

Из пучка излучения НЛСЭ, поступающего на вход установки, с помощью литографического

поляризатора  $P_1$  выделялась  $p$ -компонента, соответствующая поляризации ПП. Линейно поляризованное излучение разделялось пленочным 30-микронным полипропиленовым делителем  $BS_1$  на два пучка. Отраженный пучок, интенсивность которого регулировалась поляризатором  $P_2$ , на

правлялся зеркалом  $M_5$  на интерферометр объемных волн, а прошедший пучок фокусировался цилиндрической зеркальной линзой  $CL$  с фокусным расстоянием 75 мм на верхнее ребро торца плоской подложки образца, где вследствие дифракции излучение преобразовывалось в ПП. Метод генерации ПП на ребре плоской подложки (“the end-fire coupling technique” [33]) по сравнению с другими известными методами (генерация на дифракционной решетке, волноводе, крае плоского экрана) отличается высокой эффективностью (десятки процентов при условии достаточного перекрытия полей падающей волны и ПП [34]), простотой и малой дисперсией коэффициента преобразования.

В плазмонном интерферометре использовались неподвижное  $M_1$  и подвижное  $M_2$  зеркала (стеклянные пластины размером  $40 \times 20 \times 5$  мм с золотым покрытием отражающих граней и защитным слоем  $ZnS$ ), а в качестве делителя – плоскопараллельная пластинка  $BS_2$  из полиимидного материала Zeonex (TYDEX, Россия) размером  $40 \times 25 \times 1$  мм [35], ориентированная под углом  $45^\circ$  к падающему пучку ПП. Нижние грани зеркал и делителя были оптически полированы и плотно прилегали к подложке, обеспечивая оптический контакт с ее поверхностью. В отличие от других известных элементов, используемых для отражения или расщепления ПП (брегговские решетки [36] или геодезические призмы [37], сформированные на поверхности образца), плоские зеркала и делители создают значительно меньше паразитных объемных волн, возникающих при их взаимодействии с ПП [29]. К тому же такие элементы можно свободно переставлять при перестройке интерферометра.

В качестве подложек для тестовых образцов использовались плоские стеклянные пластины  $100 \times 150 \times 11$  мм, верхняя грань ( $100 \times 150$  мм) которых была оптически полирована. На нее методом магнетронного распыления осаждался непрозрачный слой золота толщиной 300 нм, поверх которого с помощью электронно-лучевого испарения наносился однородный по толщине слой сульфида цинка ( $ZnS$ ). Было изготовлено три образца: без покрытия и со слоем  $ZnS$  толщиной  $d$ , равной 1.0 и 3.0 мкм. Такой выбор образцов был обусловлен существенным различием (согласно расчетам) показателей преломления ( $n_s$ ) и поглощения ( $\kappa_s$ ) ПП на данных образцах, что позволило оценить динамический диапазон интерферометра.

От места генерации до выхода с образца ПП проходили расстояние около 160 мм. На выходе из плазмонного интерферометра совмещенные пучки ПП из обоих плеч переходили на выпуклую поверхность примыкавшего к боковой грани подложки цилиндрического элемента преобразова-

ния ПП в объемные волны. Элемент представлял собой  $1/8$  часть цилиндра с радиусом кривизны 60 мм, выпуклая поверхность которого содержала слой золота толщиной 300 нм, покрытый слоем  $ZnS$  толщиной 1.0 мкм. Потери ПП (в основном излучательного характера) на цилиндрической поверхности достигали 99%; несмотря на то что при выбранной толщине покрытия они были минимальны [38]. Достигнув противоположного ребра выпуклой грани элемента, ПП дифрагировали на ней и преобразовывались в объемные волны, регистрируемые приемником излучения. Выбор цилиндрического элемента преобразования был обусловлен необходимостью пространственного разделения объемных волн, порожденных ПП на выходном ребре этого элемента, и паразитных объемных волн, возникающих при: 1) преобразовании излучения НЛСЭ в ПП (сопровождаясь образованием дифрагированных объемных волн большой интенсивности) [39]; 2) дифракции ПП на делителе и зеркалах интерферометра [29]; 3) переходе ПП с подложки на выходной элемент преобразования. Кроме того, дополнительным источником паразитных объемных волн являлось рассеяние [40] ПП на шероховатостях и оптических неоднородностях поверхности слоя золота, приводящее к появлению радиационных потерь ПП [41]. Дополнительным и эффективным экраном от паразитных объемных волн служили поролоновые “ворота” (протяженностью 35 мм и с высотой проема 1 мм), размещенные на образце в месте его контакта с выходным элементом преобразования.

Детектирование интерферирующих объемных волн, порождаемых пучками ПП на свободном ребре выходного элемента преобразования, осуществлялось оптоакустическим приемником (ячейка Голя  $GC-1T$ , TYDEX, Россия), обладающим высокой чувствительностью ( $NEP \approx 1.4 \cdot 10^{-10}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup> [42, 43]) и достаточным быстродействием (время отклика приемника 30 мс). Необходимость применения высокочувствительного приемника была обусловлена малой интенсивностью сигнала из-за больших потерь ПП при их дифракции на элементах схемы и затухания ПП при распространении по образцу.

В интерферометре объемных волн пучки теряли энергию незначительно (только при отражении от делителя  $BS_3$ ), поэтому для регистрации интерферограмм объемных волн использовался менее чувствительный ( $NEP \approx 1.9 \cdot 10^{-9}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup>) однопиксельный пироэлектрический приемник МГ-33 (НЗПП “Восток”, Россия) [44, 45], но обладающий большим быстродействием (типичное время нагрева приемника порядка 10 мкс [46], время отклика около 5 мс). Излучение, направляемое на его чувствительный элемент размером

$1 \times 1$  мм, собиралось ТРХ-линзой (TYDEX, Россия) с фокусным расстоянием 50 мм.

Поскольку использованные приемники могут регистрировать только изменяющийся во времени поток излучения, на входе установки размещали механический обтюратор, модулировавший интенсивность излучения с частотой 100 Гц. Сигналы с каждого приемника регистрировались двумя синхронными детекторами SR-830 (Stanford Research, США) при постоянной времени интегрирования 10 мс (соответствует частоте модуляции). С выходов детекторов сигналы поступали на двухканальный цифровой осциллограф (Handyscope 3, TiePie engineering, Нидерланды), функционировавший в режиме самописца. Измеряемые временные зависимости оцифровывались и записывались в файл.

Подвижные зеркала  $M_2$  и  $M_4$  крепились к платформам моторизированных подвижек (8MT175-50, Standa, Литва), обеспечивающим перемещение зеркал в процессе сканирования вдоль оси  $x$  с шагом 2.5 мкм. Скорость сканирования была выбрана максимально возможной (250 мкм/с), при которой детекторы успевали корректно прописывать регистрируемые сигналы. Время записи одной пары интерферограмм, соответствующих смещению подвижных зеркал на 30 мм, составляло около 2 мин.

### 3. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Перед выполнением измерений в ТГц-диапазоне длин волн оптические схемы обоих интерферометров юстировались по коллимированному лучу диодного лазера ( $\lambda = 635$  нм). Юстировка должна проводиться с высокой точностью, необходимой для определения показателя преломления ПП  $n_s$ , который на непокрытом металле превышает единицу на величину порядка  $10^{-4}$ . К тому же после смены образца необходимо юстировать плазмонный интерферометр заново, что при соблюдении высокой точности занимает много времени. Чтобы уменьшить время, затрачиваемое на юстировку, и учесть небольшую разъюстированность между интерферометрами, мы проводили измерения в два этапа. Сначала одновременно записывались две интерферограммы (на плазмонном интерферометре и интерферометре объемных волн) по схеме, описанной в разд. 2, когда по образцу распространяются ПП. На втором этапе измерений также одновременно записывались две интерферограммы (на плазмонном интерферометре и интерферометре объемных волн), но на этот раз излучение НЛСЭ в плазмонном интерферометре не преобразовывалось в ПП, а направлялось непосредственно на делитель  $BS_2$  для получения интерферограммы, образованной излучением источника в окружающей среде (воздухе).

Контрольная интерферограмма, записываемая на интерферометре объемных волн, содержала информацию о возможных изменениях спектра генерации НЛСЭ. Таким образом, с учетом двух этапов измерений для каждого образца (различавшихся толщиной слоя ZnS) получали две пары интерферограмм. При этом, для набора статистики, для каждого из образцов измерения повторяли по четыре раза.

Отдельно стоит описать процедуру юстировки плазмонного интерферометра с запуском ПП. Поскольку в оптической схеме интерферометра рождается веер паразитных объемных волн большой интенсивности (при преобразовании излучения источника в ПП и на элементах оптической схемы), некоторая их часть может попадать в детектор, причем по регистрируемым интерферограммам далеко не всегда возможно определить наличие в них паразитного сигнала. При требовании высокой точности измерений это приведет к большим ошибкам. Чтобы проверить, действительно ли регистрируемый приемником сигнал вызван попаданием в него ПП, а не паразитных волн, на разных участках трека ПП в одном из плеч интерферометра размещался поглотитель в виде полосок офисной бумаги размером  $10 \times 40$  мм и толщиной 0.1 мм, при этом другое плечо полностью перекрывалось поролоновым экраном (сигнал из этого плеча не доходил до приемника). Если после наложения бумаги сигнал уменьшался на одну и ту же величину, независимо от плеча и положения поглотителя на треке ПП, это подтверждало плазмонную природу регистрируемого сигнала. Если же ослабление сигнала зависело от места размещения поглотителя, то это свидетельствовало о попадании на приемник “дифракционных спутников” [39], порождаемых при дифракции ПП на поглотителе.

В качестве иллюстрации в табл. 1 представлено ослабление сигналов ПП как отношение исходного сигнала  $I_0$  в плече к сигналу  $I$  после наложения поглотителя. Видно, что в обоих плечах ослабление одинаковое в пределах погрешности измерений. С увеличением толщины покрытия  $d$  поглощение ПП возрастает вследствие повышения концентрации поля ПП в приповерхностной области образца (см. второй столбец “Глубина проникновения ПП в воздух”). Для образца с  $d = 3.0$  мкм наблюдалось полное гашение полезного сигнала до уровня шума, так как почти все поле поверхностной волны взаимодействовало с поглотителем.

Пример зарегистрированных на образце с  $d = 1.0$  мкм плазмонных интерферограмм и интерферограмм объемных волн приведен на рис. 2а. По мере смещения подвижных зеркал интерферометров вдоль оси  $x$  амплитуды синусоид вначале возрастают, затем достигают максимума и спа-

**Таблица 1.** Ослабление сигнала ПП ( $I_0/I$ ) в плечах интерферометра после наложения бумажного поглотителя

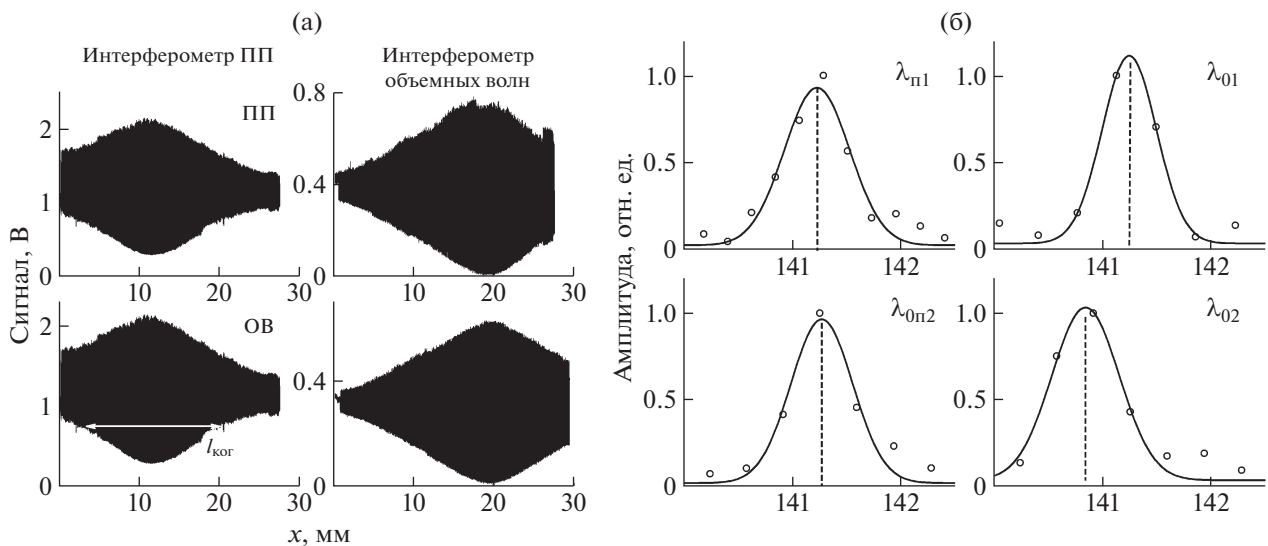
Образец	Глубина проникновения, мм, поля ПП в воздух (экспериментальные данные [41])	Ослабление в плече	
		с подвижным зеркалом $M_2$	с неподвижным зеркалом $M_1$
Au ( $d = 0$ )	0.75	$2.5 \pm 0.4$	$2.9 \pm 0.4$
Au + ZnS ( $d = 1.0$ мкм)	0.12	$50 \pm 8$	$50 \pm 8$
Au + ZnS ( $d = 3.0$ мкм)	0.08	Гашение сигнала до уровня шума	

дают на завершающем участке сканирования. Это типичный симметричный вид автокорреляционной функции для когерентного источника излучения [47]. Огибающая амплитуды имеет гауссов профиль, ширина которого определяет длину (время) когерентности, составившую в данном эксперименте 30 мм (100 пс), что совпадает с максимальной длительностью импульса излучения НЛСЭ при работе в стабильном режиме.

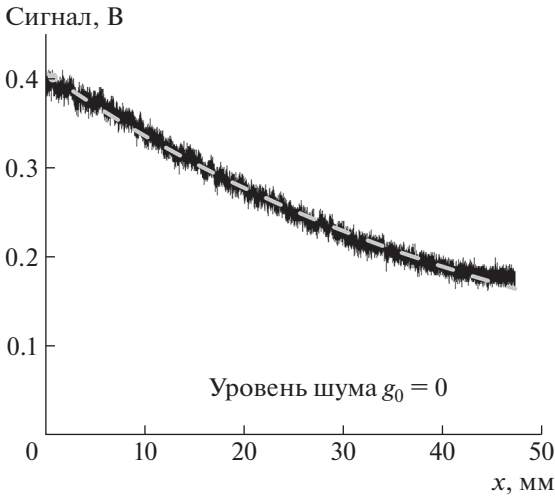
Далее по полученным интерферограммам с помощью фурье-преобразования вычислялись спектры ПП и излучения НЛСЭ (рис. 2б). Светлыми точками на этом рисунке обозначены результаты расчетов компонент фурье-спектра. Заметим, что количество расчетных точек определяется протяженностью интерферограмм, зависящей от длины когерентности излучения НЛСЭ ( $l_{\text{ког}} \approx 30$  мм). Далее спектры аппроксимировались функцией Гаусса вида  $f(x) = A \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x - x_c}{w}\right)^2\right] + f_0$  и нор-

мировались на величину  $(A + f_0)$ . Величина  $w$  определяет ширину спектра. Значение параметра  $x_c$ , определяющего положение центральной линии спектра, соответствует искомой длине волны. Значение  $x_c$  полностью совпадает с результатами прямого (но значительно более трудоемкого) метода расчета длины волны по среднему периоду интерферограммы. На графиках рис. 2б обозначены следующие длины волн (центральные линии спектров):  $\lambda_{\text{п1}}$  и  $\lambda_{\text{оп2}}$ , найденные из интерферограмм на рис. 2а, полученных на плазмонном интерферометре с возбуждением ПП и без такового соответственно;  $\lambda_{01}$  и  $\lambda_{02}$  – соответствующие данным интерферограммам длины волн излучения НЛСЭ в воздухе, определенные с помощью интерферометра объемных волн.

Поскольку комплексный показатель преломления  $\tilde{n}_s$  ПП определяется как отношение волнового числа ПП ( $k_s$ ) к волновому числу излучения источника в вакууме ( $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ):



**Рис. 2.** а – пример интерферограмм, полученных на плазмонном интерферометре (слева) и интерферометре объемных волн (справа) для образца “Au + слой ZnS толщиной 1.0 мкм”: в верхней строке представлены графики с возбуждением ПП, в нижней – без возбуждения ПП; б – фурье-спектры ПП (слева) и генерирующего их излучения НЛСЭ (справа), восстановленные из интерферограмм на рис. 2а, (светлые точки) и аппроксимация спектров функцией Гаусса (сплошная кривая).



**Рис. 3.** Затухание интенсивности ПП на образце “Au + слой ZnS толщиной 1.0 мкм” при смещении  $x$  зеркала  $M_2$  (см. рис. 1а) в плазмонном интерферометре и закрытом поглотителе неподвижном зеркале  $M_1$ . Серой штриховой линией показан результат экспоненциальной аппроксимации.

$$\tilde{n}_s = \frac{k_s}{k_0} = n_s + i\kappa_s, \quad (1)$$

действительную часть ( $n_s$ ) можно найти из спектров, представленных на рис. 2б, по следующей формуле:

$$n_s = \left( \frac{\lambda_{n1}/\lambda_{0n2}}{\lambda_{01}/\lambda_{02}} \right) \text{Re}(\tilde{n}_a), \quad (2)$$

где отношение  $\lambda_{n1}/\lambda_{0n2}$  определяется выражением (1), а нормировка на  $\lambda_{01}/\lambda_{02}$  учитывает смещение спектра излучения НЛСЭ, которое может произойти за время между записями интерферограмм с возбуждением ПП и без него (см. разд. 2). Множитель  $\text{Re}(\tilde{n}_a)$  в выражении (2) позволяет учесть тот факт, что лазерное излучение распространяется не в вакууме, а в воздухе с комплексным показателем преломления  $\tilde{n}_a = 1.0002726 + i \cdot 0.0000039$  [48, 49]. Для каждого образца по четырем наборам интерферограмм находилось среднее значение  $n_s$ .

Чтобы найти значение  $\kappa_s$ , мы измеряли уменьшение интенсивности ПП при смещении подвижного зеркала  $M_2$  (см. рис. 1) в плазмонном интерферометре; при этом неподвижное зеркало  $M_1$  было закрыто поглощающей пластинкой. Характерный вид зависимости, измеренной на образце со слоем ZnS толщиной 1 мкм, показан на рис. 3. Там же изображен результат аппроксимации результатов измерений функцией вида  $g(x) = V \exp(-2x/L) + g_0$ . В показателе экспоненты учтено, что при смещении зеркала  $M_2$  на  $x$  путь ПП увеличивался на  $2x$ . Уровень шума  $g_0$  изме-

рялся в эксперименте и задавался в качестве параметра аппроксимации (для графика, представленного на рис. 3, уровень шума был практически равен нулю). Для каждого образца находилась средняя длина распространения  $L_{cp}$  ПП по результатам нескольких последовательных измерений (в нашем случае было 4 измерения), а величина  $\kappa_s$  вычислялась по формуле [7]

$$\kappa_s = \frac{\lambda_0}{4\pi L_{cp}}. \quad (3)$$

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

В табл. 2 представлены значения действительной (без единицы) и мнимой частей показателя преломления ПП, найденные по формулам (2) и (3) для трех образцов. Для сравнения в этой же таблице приведены расчетные значения данных величин, вычисленные решением дисперсионного уравнения ПП для трехслойной структуры “золото–слой ZnS–воздух” [50] при  $\lambda_0 = 141$  мкм. Данное дисперсионное уравнение имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} & \text{th}(k_0 d \sqrt{\tilde{n}_s^2 - \epsilon_d}) = \\ & \frac{\sqrt{\tilde{n}_s^2 - \epsilon_d} \left( \frac{\sqrt{\tilde{n}_s^2 - \epsilon_a}}{\epsilon_a} + \frac{\sqrt{\tilde{n}_s^2 - \epsilon_m}}{\epsilon_m} \right)}{\epsilon_d \left( \frac{\sqrt{\tilde{n}_s^2 - \epsilon_a} \sqrt{\tilde{n}_s^2 - \epsilon_m} + \tilde{n}_s^2 - \epsilon_d}{\epsilon_a \epsilon_m} \right)}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $d$  — толщина диэлектрического покрытия;  $\epsilon_m$  и  $\epsilon_a = \tilde{n}_a^2$  — диэлектрические проницаемости металла и окружающей среды, соответственно. В этих расчетах показатель преломления ZnS принимался равным  $n_d = 2.943 + i \cdot 0.01$  [21], а диэлектрическая проницаемость золота  $\epsilon_m$  вычислялась по модели Друде при использовании справочных значений плазменной частоты ( $\omega_p = 1.37 \cdot 10^{16} \text{ c}^{-1}$ ) и частоты столкновений электронов проводимости ( $\omega_\tau = 4.05 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$ ) [51]:

$$\epsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \omega_\tau^2} + i \frac{\omega_\tau \omega_p^2}{\omega(\omega^2 + \omega_\tau^2)}, \quad (5)$$

где  $\omega = 2\pi c/\lambda_0 = 1.34 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$  ( $c$  — скорость света в вакууме).

Согласно табл. 2, величина  $\kappa_s$ , характеризующая потери ПП при распространении по образцу, в эксперименте заметно больше (особенно при  $d = 0$ ), чем ее расчетное значение. Это можно объяснить тем, что, помимо джоулевых потерь в металле, ПП испытывают радиационные потери на шероховатостях и оптических неоднородностях поверхности [41]. Согласно работе [41], нанесение слоя диэлектрика на поверхность проводника



**Таблица 2.** Показатели преломления ПП (действительная часть без единицы ( $n_s - 1$ ) и мнимая часть  $\kappa_s$ ), рассчитанные при подстановке результатов эксперимента в формулы (2) и (3), а также их расчетные значения

Образец	$n_s - 1, 10^{-4}$		$\kappa_s, 10^{-4}$	
	Эксперимент	Расчет по модели Друде	Эксперимент	Расчет по модели Друде
Au ( $d = 0$ )	$4.9 \pm 4$	2.7	$1.5 \pm 0.1$	0.014
Au + ZnS ( $d = 1.0$ мкм)	$14 \pm 2$	10.5	$1.1 \pm 0.1$	0.4
Au + ZnS ( $d = 3.0$ мкм)	$98 \pm 10$ ( $112 \pm 16$ [27])	81	$3.7 \pm 0.1$ ( $6.6 \pm 0.7$ [27])	1.3

**Таблица 3.** Значения действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости  $\epsilon_m$  напыленного золота, найденные по экспериментальным значениям ( $n_s - 1$ ) и  $\kappa_s$  из табл. 2. Здесь также представлены расчетные значения  $\epsilon_m$ , вычисленные по модели Друде (см. формулу (5)) при  $\lambda_0 = 141$  мкм

Образец	Re( $\epsilon_m$ )		Im( $\epsilon_m$ )	
	Эксперимент	Расчет по модели Друде	Эксперимент	Расчет по модели Друде
Au ( $d = 0$ )	$-800 \pm 800$	-105000	$1700 \pm 1500$	317000
Au + ZnS ( $d = 1.0$ мкм)	$-5600 \pm 3600$		$2600 \pm 1400$	
Au + ZnS ( $d = 3.0$ мкм)	$-7000 \pm 5000$		$1000 \pm 800$	

должно приводить к уменьшению радиационных потерь ПП вследствие увеличения отличия показателя преломления  $n_s$  ПП от показателя преломления излучения источника в воздухе; причем при достаточно больших толщинах слоя ZnS ( $d = 1.0$  мкм и  $d = 3.0$  мкм) радиационные потери становятся значительно меньше джоулевых, что должно приводить к совпадению расчетных и экспериментальных значений  $\kappa_s$ . Однако, согласно табл. 2, при  $d = 1.0$  мкм и  $d = 3.0$  мкм измеренные потери ПП превышают расчетные примерно в три раза. Также можно заметить, что в эксперименте величина ( $n_s - 1$ ) систематически больше ее расчетных значений для соответствующих толщин ZnS. По нашему мнению, такие расхождения эксперимента и теории свидетельствуют о том, что эффективная диэлектрическая проницаемость поверхности металла отличается от рассчитанных по модели Друде ее значений в кристаллическом металле, что, скорее всего, связано с зернистой структурой поверхности слоя напыленного металла и наличием у нее шероховатости.

Для образца с  $d = 3.0$  мкм результат для ( $n_s - 1$ ) в пределах погрешности совпадает с данными работы [27], что говорит о достоверности измерений; расчетное же значение  $\kappa_s$  в два раза меньше измеренного, вследствие того что в работе [27] не учитывались радиационные потери ПП.

По экспериментальным значениям ( $n_s - 1$ ) и  $\kappa_s$  для образца с данной толщиной слоя ZnS можно определить эффективную диэлектрическую проницаемость поверхности металла, решив дисперсионное уравнение (4) численным методом. В табл. 3 приведены решения для действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости  $\epsilon_m$  золотого напыления, найденные по данным табл. 2. Погрешности для  $\epsilon_m$  соответствуют разбросу решений уравнения (4) с учетом точности определения ( $n_s - 1$ ) и  $\kappa_s$ . В табл. 3 приведены также значения проницаемости золота, вычисленные по модели Друде (см. формулу (5)) с использованием справочных данных кристаллического золота при  $\lambda_0 = 141$  мкм. Как видно из таблицы, экспериментальные значения  $\epsilon_m$  более чем на порядок меньше расчетных. Самое большое отличие (более двух порядков) наблюдается для непокрытого золота ( $d = 0$ ), что связано с тем, что в аналитической модели (уравнение (4)) не учитываются радиационные потери ПП, которые весьма значительны для ПП на проводящей поверхности без покровного слоя диэлектрика. Более или менее близкие друг к другу значения  $\epsilon_m$  наблюдаются при наличии на металле слоя ZnS с толщиной 1.0 и 3.0 мкм, когда радиационные потери ПП малы. Анализ экспериментальных данных для образцов с разной толщиной покрытия ZnS показал, что для корректного измерения оптических констант поверхности металла необходимо

использовать диэлектрические покрытия достаточной толщины.

### 5. АНАЛИЗ ПОГРЕШНОСТЕЙ И СПОСОБЫ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Стоит обратить внимание на очень большие погрешности экспериментальных значений  $\epsilon_m$  в табл. 3 (от 54% до 100%). Это обусловлено недостаточной точностью измерения ( $n_s - 1$ ) и  $\kappa_s$  (см. табл. 2), которая в среднем не превышала 10%. Как показал анализ уравнения (4), наибольшие требования к точности относятся к  $n_s$ . Чтобы достичь точности определения  $\epsilon_m$  20%, необходимо определять  $n_s$  с точностью не хуже  $10^{-4}$  (при имеющейся погрешности в 10% для  $\kappa_s$ , которая зависит от отношения сигнал/шум, юстировки и стабильности интенсивности излучения НЛСЭ). Такая точность для  $n_s$  может быть достигнута при стабильности источника излучения по длине волны во время записи интерферограммы не хуже 0.01 мкм (для  $\lambda_0 = 141$  мкм), при этом ширина линии генерации должна быть на порядок меньше, чем 1.0–1.5 мкм, при работе в обычном режиме. Этого можно достигнуть уменьшением времени измерений и использованием более быстрых и чувствительных детекторов. Например, вместо ячейки Голея можно использовать пирозлектрический детектор (см. рис. 1), что позволит на порядок уменьшить время измерения интерферограммы (до 10 с на одно сканирование). Чтобы повысить чувствительность пиродетектора, можно вместо входного окна из германия (на котором вследствие френелевских потерь теряется более половины падающей мощности) использовать линзу из прозрачного диэлектрика, которая уменьшит потери на отражение и соберет весь пучок объемных волн, порожденных срывающимися с выходного элемента преобразования ПП, на чувствительном элементе приемника. Другой, дополнительный, способ, представляющий интерес и для приложений, – использование более стабильных и компактных, чем ЛСЭ, источников когерентного ТГц-излучения, таких как газовые лазеры [52], лампы обратной волны [53], гиротроны [54] или квантово-каскадные лазеры [55].

Заметим, что существует возможность повышения устойчивости НЛСЭ к временным вариациям длины волны излучения – работа в режиме отрицательной отстройки частоты повторения сгустков свободных электронов от частоты обращения световых импульсов внутри оптического резонатора ЛСЭ, сопровождающаяся понижением средней мощности излучения [56]. При работе ЛСЭ в таком режиме устанавливается стабильный одномодовый режим генерации, ширина линии ко-

торого достигает предельно возможного узкого значения (0.25%) [47], при этом смещение длины волны за 15 мин составляет не более 0.1 от ширины спектра генерируемого излучения (0.04 мкм при  $\lambda_0 = 141$  мкм), что близко к желаемой точности. Однако для достижения такого режима генерации необходима длительная и трудоемкая настройка параметров НЛСЭ.

Очень важным параметром, влияющим на точность измерения как  $n_s$ , так и  $\kappa_s$ , является соотношение “полезный сигнал/шум”, величина которого пропорциональна полезному сигналу от ПП, доходящих до детектора. В табл. 4 представлены оценки потерь ПП в интерферометре для образцов, использованных в описанных выше экспериментах. Эти потери складываются из потерь при генерации ПП на входе в интерферометр, при распространении по поверхности образца и поверхности цилиндрического элемента преобразования (см. рис. 1а). Здесь не учтены потери при дифракции на делителе, зеркалах и при переходе ПП с образца на элемент преобразования. По величине полных потерь ПП можно судить о динамическом диапазоне комплекса “источник–детектор”, который позволит проводить измерения на плазмонном интерферометре. Он должен составлять не менее  $10^4$  для образца с минимальными потерями ( $d = 1.0$  мкм) и не менее  $10^8$  для образца с максимальными потерями ПП ( $d = 3.0$  мкм). Если на вход интерферометра падает ТГц-излучение со средней мощностью 10 Вт, то порог чувствительности детектора должен быть не хуже 200 нВт, что ненамного превышает порог чувствительности ячейки Голея, используемой совместно с синхронным усилителем (порядка 10 нВт). Поэтому при работе на менее мощных (чем НЛСЭ) источниках ТГц-излучения для регистрации полезного сигнала в интерферометре необходимо использовать более чувствительные детекторы.

Понизить требования к динамическому диапазону (и чувствительности детектора) можно, уменьшая потери ПП в интерферометре. Этого можно достичь двумя способами: 1) уменьшая размер интерферометра до минимальных значений, определяемых размером поперечного сечения пучка плазмонов (в нашем случае он составлял 12 мм); 2) путем использования цилиндрического элемента преобразования с минимальными потерями ПП на его поверхности, которые достигаются при определенном радиусе ее кривизны: увеличение этого радиуса ведет, с одной стороны, к уменьшению радиационных потерь, а с другой – к возрастанию джоулевых потерь вследствие увеличения длины трека ПП на выпуклой поверхности.

**Таблица 4.** Оценки энергетических потерь в плазмонном интерферометре

Образец	Эффективность генерации ПП	$\kappa_s$			Полные потери	Мощность сигнала при $I_0 = 10$ Вт
		на плоской поверхности образца	на делителе ПП	на цилиндрическом элементе преобразования [38]		
Au ( $d = 0$ )	<0.001	0.14	0.5	0.01	< $10^{-6}$	< 10 мкВт
Au+ZnS ( $d = 1.0$ мкм)	0.3	0.2			< $2 \cdot 10^{-4}$	< 2 мВт
Au+ZnS ( $d = 3.0$ мкм)	<0.001	0.005			< $2 \cdot 10^{-8}$	< 200 нВт

### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены оптическая схема и технические характеристики макета терагерцевого планарного интерферометра Майкельсона на ПП. Детально описана методика определения комплексного показателя преломления ПП ( $\tilde{n}_s = n_s + ik_s$ ) по регистрируемым интерферограммам. Интерферометр протестирован на плоских поверхностях с золотым напылением, покрытых слоями ZnS толщиной от 0 до 3.0 мкм, с использованием мощного когерентного излучения НЛСЭ на длине волны  $\lambda_0 = 141$  мкм. По найденным значениям  $\tilde{n}_s$  была вычислена эффективная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_m$  поверхности напыленного золота, которая оказалась на порядок меньше, чем у кристаллического золота. Большая погрешность найденных значений  $\epsilon_m$  связана, в основном, с недостаточной временной стабильностью спектра излучения НЛСЭ. Для практических применений плазмонного интерферометра необходимо использовать более стабильные и компактные источники ТГц-излучения.

Путем анализа энергетических потерь ПП в плазмоне интерферометре дана оценка его динамического диапазона по мощности излучения ( $10^6 - 10^8$ ), требуемого для измерений на образцах с разными  $\tilde{n}_s$ , а также предложены способы повышения отношения сигнал/шум путем оптимизации оптических элементов интерферометра и используемого в нем детектора ТГц-излучения.

### БЛАГОДАРНОСТЬ

В работе использовалось оборудование ЦКП СЦСТИ на базе УНУ “Новосибирский ЛСЭ” в ИЯФ СО РАН.

### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

У авторов нет конфликта интересов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Братман В.Л., Литвак А.Г., Суворов Е.В. // УФН. 2011. Т. 181. № 8. С. 867. <https://doi.org/10.3367/UFNe.0181.201108f.0867>
2. Ghann W., Uddin J. Terahertz Spectroscopy: A Cutting-Edge Technology / Ed. by J. Uddin. London: IntechOpen, 2017.
3. O'Hara J.F., Withayachumnankul W., Al-Naib I. // J. Infrared Millim. and Terahertz Waves. 2012. V. 33. № 3. P. 245. <https://doi.org/10.1007/s10762-012-9878-x>
4. Hofmann T., Herzinger C.M., Boosalis A., Tiwald T.E., Woollam J.A., Schube M. // Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81. 023101. <https://doi.org/10.1063/1.3297902>
5. Азаров И.А., Швец В.А., Прокопьев В.Ю., Дулин С.А., Рыхлицкий С.В., Чопорова Ю.Ю., Князев Б.А., Кручинин В.Н., Кручинина М.В. // ПТЭ. 2015. № 3. С. 71. <https://doi.org/10.7868/S0032816215030039>
6. Naftaly M., Dudley R. // Appl. Opt. 2011. V. 50. № 9. P. 3201. <https://doi.org/10.1364/AO.50.003201>
7. Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / Под ред. В.М. Аграновича и Д.Л. Миллса. М.: Наука, 1985.
8. Майер С.А. Плазмоника: теория и приложения. М., Ижевск: R&C Dynamics, 2011.
9. Никитин А.К., Тищенко А.А. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17(11). С. 76.
10. Huang Y.H., Ho H.P., Wu S.Y., Kong S.K. // Advances in Optical Technologies. 2012. V. 2012. P. 471957. <https://doi.org/10.1155/2012/908976>
11. Silin V.I., Voronov S.A., Yakovlev V.A., Zhizhin G.N. // Intern. J. Infrared and Millim. Waves. 1989. V. 10. № 1. P. 101. <https://doi.org/10.1007/BF01009121>
12. Wang K., Mittleman D.M. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 157401. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.157401>
13. Gao Y., Xin Z., Gan Q., Cheng X., Bartoli F.J. // Opt. Express. 2013. V. 21. № 5. P. 5859. <https://doi.org/10.1364/OE.21.005859>

14. *Melentiev P.N., Kuzin A.A., Grichenko A.S., Kalmykov A.S., Balykin V.I.* // Optics Comm. 2017. V. 382. P. 509. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2016.07.061>
15. *Gan Q.Q., Gao Y., Bartoli F.J.* // Optics Express. 2009. V. 17. № 23. P. 20747. <https://doi.org/10.1364/OE.17.020747>
16. *Ming Y., Wu Z., Wu H., Xu F., Lu Y.* // IEEE Photonics Journal. 2012. V. 4 (1). P. 491. <https://doi.org/10.1109/JPHOT.2012.2186562>
17. *Schlesinger Z., Sievers A.J.* // Applied Phys. Letters. 1980. V. 36. № 6. P. 409. <https://doi.org/10.1063/1.91519>
18. *Hanssen L.M., Riffe D.M., Sievers A.J.* // Optics Letters. 1986. V. 11. № 12. P. 782. <https://doi.org/10.1364/OL.11.000782>
19. *Петров Ю.Е., Алиева Е.В., Жижин Г.Н., Яковлев В.А.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 3. С. 64.
20. *Ma Y., Nguyen-Huu N., Zhou J., Maeda H., Wu Q., Eldlio M., Pistora J., Cada M.* // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2017. V. 23. № 4. P. 4601607 <https://doi.org/10.1109/JSTQE.2017.2660882>
21. Handbook of optical constants of solids. V. 1 / Ed by *E.D. Palik*. Academic Press, 2016.
22. *Pandey S., Gupta B., Chanana A., Nahata A.* // Advances in Physics. 2016. V. 1. № 2. P. 176. <https://doi.org/10.1080/23746149.2016.1165079>
23. *Жижин Г.Н., Никитин А.К., Балашов А.А., Рыжова Т.А.* Патент РФ на изобретение № 2318192 // Оpubл. 27.02.2008. Бюл. № 6.
24. *Богомолов Г.Д., Жижин Г.Н., Кирьянов А.П., Никитин А.К.* // Известия РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 4. С. 562.
25. *Никитин А.К., Князев Б.А., Герасимов В.В., Хасанов И.Ш.* Патент РФ на изобретение № 2653590 // Оpubл. 11.05.2018. Бюл. № 14.
26. *Жижин Г.Н., Кирьянов А.П., Никитин А.К.* // Оптика и спектроскопия. 2012. Т. 112. № 4. С. 597.
27. *Gerasimov V.V., Knyazev B.A., Nikitin A.K., Nikitin V.V., Rijova T.A.* // Discrete and Continuous Models and Applied Computational Science. 2013. № 2. P. 191. <https://journals.rudn.ru/miph/article/view/8543>
28. *Герасимов В.В., Князев Б.А., Никитин А.К.* // Квантовая электроника. 2017. Т. 47. № 1. С. 65. <https://doi.org/10.1070/QEL16178>
29. *Gerasimov V.V., Nikitin A.K., Lemzyakov A.G., Azarov I.A., Milekhin I.A., Knyazev B.A., Bezus E.A., Kadomina E.A., Doskolovich L.L.* // JOSA (B). 2020. V. 37. Is. 5. P. 1461. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.386331>
30. *Никитин А.К., Хитров О.В.* Патент РФ на изобретение № 2709600 // Оpubл. 18.12.2019. Бюл. № 35.
31. *Gerasimov V.V., Nikitin A.K., Khitrov O.V., Lemzyakov A.G.* // 46-th Intern. Conf. on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz). Chengdu, China (August 29–September 3) 2021. P. 1. <https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz50926.2021.9567134>
32. *Shevchenko O.A., Vinokurov N.A., Arbuзов V.S., Chernov K.N., Davidiyuk I.V., Deichuly O.I., Dementyev E.N., Dovzhenko B.A., Getmanov Ya.V., Gorbachev Ya.I., Knyazev B.A., Kolobanov E.I., Kondakov A.A., Kozak V.R., Kozurev E.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. P. 228. <https://doi.org/10.3103/S1062873819020278>
33. *Stegeman G.I., Wallis R.F., Maradudin A.A.* // Optics Letters. 1983. V. 8. № 7. P. 386. <https://doi.org/10.1364/OL.8.000386>
34. *Kotelnikov I.A., Gerasimov V.V., Knyazev B.A.* // Phys. Rev. (A). 2013. V. 87. Art. ID 023828. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.87.023828>
35. *Islam M.S., Nine J., Sultana J., Cruz A.L.S., Dinovitser A., Ng B.W., Ebendorff-Heidepriem H., Losic D., Abbott D.* // IEEE Access. 2020. V. 8. P. 97204. <https://doi.org/10.1109/ACCESS.2020.2996278>
36. *Nazarov M., Garet F., Armand D., Shkurinov A., Coutaz J.-L.* // C. R. Physique. 2008. V. 9. P. 232. <https://doi.org/10.1016/j.crhy.2008.01.004>
37. *Князев Б.А., Никитин А.К.* Патент РФ № 2547164 // Оpubл. 10.04.2015. Бюл. № 10.
38. *Knyazev B.A., Gerasimov V.V., Nikitin A.K., Azarov I.A., Choporova Yu.Yu.* // J. Opt. Soc. Am. (B). 2019. V. 36. P. 1684. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.36.001684>
39. *Герасимов В.В., Князев Б.А., Никитин А.К.* // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 21. С. 93.
40. *Zayats A.V., Smolyaninov I.I., Maradudin A.A.* // Physics Reports. 2005. V. 408. P. 131. <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2004.11.001>
41. *Gerasimov V.V., Knyazev B.A., Lemzyakov A.G., Nikitin A.K., Zhizhin G.N.* // J. Opt. Soc. Am. (B). 2016. V. 33. P. 2196. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.33.002196>
42. *Минин И.В., Минин О.В.* // Вестник СГУГИТ. 2022. Т. 26. № 4. С. 160. <https://doi.org/10.33764/2411-1759-2021-26-4-160-175>
43. [http://www.tydexoptics.com/ru/products/thz\\_devices/golay\\_cell/](http://www.tydexoptics.com/ru/products/thz_devices/golay_cell/)
44. <http://www.nzpp.ru/product/gotovye-izdeli/foto-priemnye-ustroystva/>
45. *Паулиш А.Г., Дорожкин К.В., Суляев, Гусаченко А.В., Морозов А.О., Пыргаева С.М.* // Сб. трудов конференции “Актуальные проблемы радиофизики АПР 2019”. Томск, 2019. С. 482. <http://vital.lib.tsu.ru/vital/access/manager/Repository/vtls:000709334>
46. *Зубов В.А.* Методы измерения характеристик лазерного излучения. М.: Наука, 1973.
47. *Kubarev V.V., Kulipanov G.N., Kolobanov E.I., Matveenko A.N., Medvedev L.E., Ovchar V.K., Salikova T.V., Scheglov M.A., Serebnyakov S.S., Vinokurov N.A.* // Nucl. Instrum. and Methods. 2009. V. A603. P. 25. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.12.122>
48. Handbook: Physical Data / Ed. by I.S. Grigoryev and E.Z. Meilikhov. М.: Energoatomizdat, 1991.
49. *Mathar R.J.* // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2007. V. 9. P. 470. <https://doi.org/10.1088/1464-4258/9/5/008>
50. *Burke J.J., Stegeman G.I., Tamir T.* // Phys. Rev. (B). 1986. V. 33. № 8. P. 5186. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.33.5186>

51. *Ordal M.A., Long L.L., Bell R.J., Bell S.E., Bell R.R., Alexander R.W., Ward C.A.* // *Appl. Opt.* 1983. V. 22. P. 1099.  
<https://doi.org/10.1364/AO.22.001099>
52. *Jiu Zhi-Xian, Zuo Du-Luo, Miao Liang, Qi Chun-Chao, Cheng Zu-Hai* // *Chinese Phys. Lett.* 2010. V. 27. P. 024211.  
<https://doi.org/10.1088/0256-307X/27/2/024211>
53. *Kozlov G., Volkov A.* // In: *Grüner G. Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids. Topics in Applied Physics*, V. 74. Berlin, Heidelberg: Springer, 2007.  
<https://doi.org/10.1007/BFb0103420>
54. *Idehara T., Sabchevski S.P., Glyavin M., Mitsudo S.* // *Appl. Sci.* 2020. V. 10. P. 980.  
<https://doi.org/10.3390/app10030980>
55. *Wen B., Ban D.* // *Progress in Quantum Electronics*. 2021. V. 80. Art. ID 100363.  
<https://doi.org/10.1016/j.pquantelec.2021.100363>
56. *Кубарев В.В.* Дисс. ... докт. физ.-мат. наук. Новосибирск: ИЯФ им. Г.И. Будкера. 2016.