

УДК 535.01:538.95:535-1

НАБЛЮДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА В МОНОХРОМАТИЧЕСКОМ ТЕРАГЕРЦЕВОМ ИЗЛУЧЕНИИ НА АНТИМОНИДЕ ИНДИЯ

© 2023 г. И. Ш. Хасанов^{a, *}, В. В. Герасимов^{b, c, **}, О. Э. Камешков^{b, c},
А. К. Никитин^a, В. В. Кассандров^d

^aНаучно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва, 117342 Россия

^bИнститут ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, 630090 Россия

^cНовосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090 Россия

^dРоссийский университет дружбы народов, Москва, 117198 Россия

*e-mail: khasanov@ntcup.ru

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

Поступила в редакцию 29.12.2022 г.

После доработки 05.02.2023 г.

Принята к публикации 05.02.2023 г.

В настоящее время интенсивно осваивается терагерцевый диапазон частот, находящийся на границе микроволнового и оптического диапазонов. Одним из широко используемых материалов в терагерцевой оптике является антимонид индия (InSb), чья плазменная частота ω_p зависит от степени легирования, температуры и освещенности поверхности. Обсуждается возможность генерации на поверхности образца InSb поверхностных плазмон-поляритонов — разновидности поверхностных электромагнитных волн — методом нарушенного полного внешнего отражения (НПВО) (схема Отто). При помощи формализма матриц рассеяния установлены условия наибольшей эффективности возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов. В случае применения для этого терагерцевого излучения с частотой ω немного меньше ω_p длина распространения таких плазмон-поляритонов и глубина проникновения их поля в окружающую среду (воздух) сравнимы с длиной волны излучения. Возможно достижение поверхностного плазмонного резонанса в виде резкого уменьшения интенсивности отраженного от основания призмы НПВО монохроматического излучения при изменении угла падения и величины воздушного зазора. Были выполнены тестовые эксперименты по наблюдению поверхностного плазмонного резонанса на пластине InSb с использованием призмы из высокоомного кремния и монохроматического излучения ($\lambda = 141$ мкм) Новосибирского лазера на свободных электронах. Исследована зависимость резонансного провала от величины воздушного зазора, отделяющего призму от поверхности образца, и установлено его оптимальное (в случае резонанса) значение для полупроводников с плазменной частотой в терагерцевом диапазоне.

Ключевые слова: терагерцевое излучение, поверхностные плазмон-поляритоны, антимонид индия, поверхностные электромагнитные волны, поверхностный плазмонный резонанс, метод нарушенного полного внешнего отражения, лазер на свободных электронах.

DOI: 10.31857/S1028096023100072, EDN: OMSWFG

ВВЕДЕНИЕ

Явление поверхностного плазмонного резонанса (ППР) позволяет концентрировать энергию электромагнитного поля на субволновых расстояниях ($\delta \ll \lambda$) вблизи проводящей поверхности, что существенно повышает эффективность взаимодействия света с веществом. Этот эффект лежит в основе плазмоники — перспективной области исследований, направленной на миниатюризацию оптических устройств для управления, генерации и регистрации света на масштабах меньше, чем длина волны света. Методы плазмон-

ники крайне эффективны для создания высокочувствительных сенсоров [1, 2] миниатюрных лазерных источников [3], высокоскоростных модуляторов света [4] для получения изображений со сверхразрешением [5]. Плазмоника зарекомендовала себя в таких прикладных областях, как телекоммуникация [6] и медицина, включая, например, задачи обнаружения вирусов [7], патогенов в пищевых продуктах [8], определения концентрации глюкозы [9]. Однако подавляющая часть исследований по плазмонике относится к оптическому диапазону, так как традиционные плазмонные материалы (благородные металлы) не

позволяют возбуждать поверхностные плазмоны с малой длиной распространения, ввиду того что их плазменная частота принадлежит коротковолновой области спектра. Перенос (экстраполяция) методов плазмоники на терагерцевый (ТГц) диапазон может повысить качество результатов, которые ранее были получены в ТГц-диапазоне с помощью методов рефлектометрии: в частности, возможность идентификации сложных биомолекул [10], медицинских применений для обнаружения раковых клеток [11]. Одной из возможностей для этого является использование в качестве терагерцевого плазмонного материала узкощелевых полупроводников [12], плазменная частота которых лежит в ТГц-области спектра. Один из наиболее перспективных полупроводников — антимонид индия (InSb) [13]. Кроме того, возможность легирования полупроводников примесями дает возможность управлять оптическим откликом поверхности и оптимизировать плазмонные сенсоры [14, 15] с использованием гетероструктур.

МОДЕЛИРОВАНИЕ

ППР на антимониде индия

Явление ППР состоит в возбуждении поверхностной электромагнитной волны на границе раздела проводящий материал—изолятор. Напряженность электрического поля поверхностной электромагнитной волны экспоненциально возрастает при приближении к направляющей волну поверхности. Это свойство позволяет добиться высокой чувствительности ППР к изменениям оптических свойств как поверхности, так и ее покрытия. Для каждого проводящего материала существует собственная резонансная частота, выше которой резонанс не наблюдается, и при которой он наиболее сильный. Она зависит от плазменной частоты ω_p материала. В видимом диапазоне плазмонными материалами являются металлы. Однако в ТГц-диапазоне поверхностные электромагнитные волны на металлах слабо локализованы [16], поэтому более перспективными для наблюдения ППР являются полупроводники. В частности, резонансные частоты узкощелевых полупроводниковых соединений $A^{III}B^V$ лежат в ТГц-диапазоне [17]. Наиболее перспективным материалом для ТГц-плазмоники является InSb благодаря наименьшей среди полупроводников III—V групп эффективной массе $m^* \approx 0.014m_e$. Поэтому InSb обладает очень высокой подвижностью электронов. Антимонид индия — хорошо изученный полупроводник, беспримесные кристаллы которого можно вырастить с достаточно высокой степенью чистоты [18], вплоть до 99.9999%. В легированных полупроводниках (имеющих различную концентрацию носителей заряда p - и

n -типа) свой вклад в волну зарядов на поверхности образца, сопряженную с поверхностной электромагнитной волной, вносят нескомпенсированные носители заряда — такой комплекс называют “поверхностные плазмон-поляритоны” [19]. В случае генерации плазмон-поляритонов с применением призмы (схема Кречманна—Райтера [20] или схема Отто [21]) — более предпочтительна в ТГц-диапазоне [22]) колебания поверхностных электромагнитных волн и нескомпенсированных носителей заряда резонансным образом усиливаются при равенстве (близости) волнового вектора поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) $k_x^{\text{ППП}}$ и тангенциальной составляющей излучения k_x , падающего на основание призмы под углом $\theta > \arcsin(1/n_1)$, который превышает критический угол θ_{crit} материала призмы. Энергия излучения переходит в энергию поверхностных электромагнитных волн, что проявляется в виде резкого уменьшения интенсивности отраженного излучения (как резонансный провал) при угловом или частотном сканировании падающего излучения. Угловая (частотная) ширина резонансного провала пропорциональна затуханию поверхностных плазмон-поляритонов, которое чрезвычайно чувствительно к состоянию поверхности [23] и ее переходного слоя, и тем больше, чем ближе частота излучения ω к плазменной частоте ω_p материала образца. Если длина распространения поверхностных электромагнитных волн L (расстояние, на котором интенсивность волны уменьшается в $e \approx 2.718$ раз) значительно превышает длину волны излучения λ , то форма резонансного провала искажается вследствие переизлучения поверхностных электромагнитных волн в призму как в пределах пучка падающего излучения, так и за его пределами. В случае металлов значения ω_p относятся в основном к ближнему ультрафиолету, поэтому для них величина L сравнима с λ только в видимом диапазоне, где благодаря высокой локализации их применяют для наблюдения ППР. В случае полупроводников значения ω_p относятся в основном к ТГц-диапазону (частота от 1 до 10 ТГц), что открывает возможность наблюдения и использования явления ППР на поверхности таких полупроводников и их соединений. Различные уровни легирования позволяют управлять плазменной частотой ω_p . Например, повышение концентрации свободных носителей N смещает значение плазменной частоты $\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m^*}}$ в коротковолновую область.

Это позволяет определять по оптическому спектру концентрацию носителей N . Электрические методы измерения N часто дают результаты, от-

личные от результатов, полученных оптическими методами [24]. Это связано с тем, что излучательные (оптические) методы более чувствительны к областям, локализованным на поверхности, и менее чувствительны к концентрации носителей в глубине полупроводника, так как глубина проникновения электромагнитного поля для падающего излучения на порядки меньше, чем глубина скин-слоя для тока при электрических измерениях.

Известно, что оптические свойства поверхности полупроводника отличаются от объемных ввиду наличия на ней оксидов [25]. Знание комплексной диэлектрической проницаемости при различных степенях легирования позволяет подбирать оптимальные параметры при создании гетероструктур. В [26] мы предположили, что схема Отто перспективна для неразрушающего контроля поверхности полупроводников, а они могут служить в качестве подложек для микроскопии ППР в ТГц-диапазоне [27].

Ранее для возбуждения терагерцевых электромагнитных волн на поверхности полупроводников использовали установки ТГц-спектроскопии во временной области [28]. С помощью схемы Отто в ТГц-диапазоне исследовали другие узкощелевые полупроводники, например, арсенид индия (InAs) [29], либо полуметаллы, такие как кремний [30]. В настоящей работе использовали монохроматическое излучение ТГц-лазера на свободных электронах.

Для низких частот ТГц-диапазона $\omega < \omega_L/\sqrt{2}$ ($\omega_L = 179.5 \text{ см}^{-1}$ [17]), т.е. в случае частот $\omega < 127 \text{ см}^{-1}$ модели Друде и Друде–Лоренца для описания оптических свойств InSb приблизительно совпадают. Лоренцева частота ω_L соответствует максимуму поглощения на собственной частоте фононов кристаллической решетки. Поэтому комплексную диэлектрическую проницаемость антимонида индия в ТГц-области спектра можно с хорошим приближением описать моделью Друде:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \omega_\tau^2} + j \frac{\omega_p^2 \omega_\tau}{\omega(\omega^2 + \omega_\tau^2)}. \quad (1)$$

Из литературы известны оптические константы в ТГц-области для чистого InSb, измеренные рефлектометрическими методами. Выпишем параметры антимонида индия, выделив жирным используемые в настоящем численном анализе: $\varepsilon_\infty = 15.4$ [31], 15.6 [32], **15.68** [17, 33, 34], 15.7 [35], 15.75 [36]; $\omega_\tau = 3.3$ [37], 8.6 [31], 9.6 [33], **10.3** [17], 10.7 см^{-1} [34]; $\omega_p = 244.2$ [37], 292.2 [33], 296 [31], **302.4** [17], 320.7 см^{-1} [34]; $N = 6 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$

(при низких T) [34], 10^{16} см^{-3} (при комнатной температуре) [35, 38], $3.8 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ [32], $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (при внешнем освещении) [37]; $\mu_e \left(10^4 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}} \right) = 6.66$ [33, 39], 7.6 [37, 38], 7.7 [35], 9 [32]; $\frac{m^*}{m_e} = 0.014$ [32, 35], 0.0169 [40].

Измеренные концентрации N для InSb лежат в достаточно широких пределах, что, видимо, связано с различной степенью чистоты использованных образцов, различной обработкой их поверхности [41], а также различной температурой, при которой измеряли концентрацию. Так, известна эмпирическая зависимость концентрации носителей в антимониде индия от температуры [42]:

$$N = 5.76 \times 10^{14} T^{1.5} \exp\left(-\frac{0.129}{kT}\right) \text{ см}^{-3}.$$

Благодаря такой температурной зависимости антимонид индия используется в качестве основы для детекторов на горячих электронах [43]. Он обладает высокой магнитной восприимчивостью, что позволяет применять его в датчиках Холла. Восприимчивость InSb используют для магнитной модуляции плазмонов в магнитоплазмонике [44]. Высокая чувствительность антимонида индия к температуре, напряженности магнитного поля и освещенности, с одной стороны, требует строгого контроля состояния образца, а с другой — открывает возможность использовать модуляционные схемы измерений, что позволяет добиться высокого отношения сигнал/шум.

Для столкновительной частоты $\omega_\tau = \frac{m^* \mu_e}{e}$ известны зависимости подвижности электронов μ_e от концентрации носителей N [39]. Эффективная масса m^* InSb также имеет нелинейную зависимость от концентрации носителей [45]:

$$m^*(N) = m^* \left(1 + \frac{1}{2} \frac{3^{2/3}}{\pi} \frac{h^2}{E_g m^*} N^{2/3} \right), \text{ где } E_g \approx 0.17 \text{ эВ}$$

при 300 К. Исходя из вышесказанного представляется возможным оценить электронные свойства N , μ_e , m^* антимонида индия по значениям частот ω_p и ω_τ , которые, свою очередь, можно определить из оптического спектра $\varepsilon(\omega)$ (1).

Расчет оптимальных параметров для наблюдения резонанса на антимониде индия

Для нахождения оптических констант $\varepsilon(\omega)$ из измерений коэффициента отражения R используем формализм матриц переноса для расчета распространения электромагнитных волн через слоистые среды [46]. Этот метод основан на уравнениях Френеля, записанных с использованием

S -матриц рассеяния. Вид S -матрицы выберем в следующей форме:

$$S = \prod_{i=1}^N \begin{bmatrix} \frac{\exp(-jk_{zi}d_i)}{1-r_i} & \frac{r_i \exp(-jk_{zi}d_i)}{1-r_i} \\ \frac{r_i \exp(-jk_{zi}d_i)}{1-r_i} & \frac{\exp(-jk_{zi}d_i)}{1-r_i} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где i — номер слоя (для схемы Отто: 1 — призма, 2 — воздушный зазор, 3 — полупроводник), j — комплексная единица, d_i — толщина слоя, волновой вектор в i -м слое может быть определен как $k_i^2 = k_x^2 + k_{zi}^2$, где k_x — тангенциальная составляющая, $k_{zi} = k_0 \sqrt{\epsilon_i - \epsilon_1 \sin^2(\theta)}$ — нормальная компонента, а комплексные коэффициенты отражения на границах слоя $r_i = r_{i,i+1}$ равны:

$$r_{i,i+1} = \frac{\epsilon_{i+1}k_{zi} - \epsilon_i k_{zi+1}}{\epsilon_{i+1}k_{zi} + \epsilon_i k_{zi+1}}. \quad (3)$$

Отсюда коэффициент отражения можно найти

$$\text{как } R = \left| \frac{S_{21}}{S_{11}} \right|^2 = |r|^2.$$

Плазмонный резонанс наблюдается, если у комплекснозначной матрицы S возникает полюс. Аналитическое рассмотрение в таком случае затруднено, поэтому задачу нахождения полюсов обычно решают численно. В [21] приведен подробный анализ для схемы Отто. Комплексный коэффициент отражения можно записать как:

$$R_{123} = \left| \frac{r_{12} + r_{23} \exp(2jk_{z2}d)}{1 + r_{12}r_{23} \exp(2jk_{z2}d)} \right|^2. \quad (4)$$

Выражение для оптимальной величины воздушного зазора d ($\epsilon_2 = 1$), пригодного для численного анализа [14]:

$$d = -\frac{j}{2k_{z2}} \ln \left(-\frac{(k_{z1} - \epsilon_1 k_{z2})(\epsilon_3 k_{z2} + k_{z3})}{(\epsilon_3 k_{z2} - k_{z3})(k_{z1} + \epsilon_1 k_{z2})} \right). \quad (5)$$

Так как аргумент логарифма в (5) комплексный, уравнение (5) является трансцендентным, имеющим множество комплексных решений $d = d' + jd''$. Физическим решением (5) может быть только вещественное значение d , которое может быть недостижимо при всех значениях угла θ и частоты излучения ω . Однако, если мнимая часть d'' мала, то может возникнуть слабый резонанс, когда минимум коэффициента отражения $R_{\min}$ не равен нулю, т.е. поверхностная электромагнитная волна при данных величинах вещественной части воздушного зазора d' возбуждается, но неэффективно ($R_{\min} > 0$). Отметим, что метод ППР может быть значительно чувствительнее рефлектометрии, но только в случае эффективного

возбуждения поверхностных электромагнитных волн. В случае использования метода ППР при неоптимальных параметрах чувствительность метода может значительно снизиться.

Из условия существования ППР следует, что вещественная часть $\epsilon'_3 < 0$ должна быть меньше нуля. Для чистого и легированного InSb n -типа столкновительная частота обычно много меньше плазмонной $\omega_c \ll \omega_p$. Тогда, используя модель Друде (1), можно показать, что ППР существуют только при частотах $\omega < \omega_p / \sqrt{\epsilon_\infty}$. Для чистого

InSb $\frac{\omega_p}{\sqrt{\epsilon_\infty}} = 76.4 \text{ см}^{-1}$. В случае InSb p -типа поверхностная электромагнитная волна эффективно не возбуждается, так как столкновительная частота ω_c становится на порядок выше, т.е. проводимость InSb p -типа невысокая.

Вторым важным признаком для ППР является наблюдение минимума коэффициента отражения при углах больше критического $\theta > \arcsin(1/\sqrt{\epsilon_1})$, так как это необходимо для создания эванесцентной волны. Если минимумы R наблюдаются при меньших углах θ , то они вызваны интерференцией света в воздушном зазоре и не связаны с порождением электромагнитной волны на поверхности полупроводника.

Рассмотрим схему Отто с использованием призмы из высокоомного кремния Si ($n = 3.41$) на различных частотах: $\omega < \omega_p / \sqrt{\epsilon_\infty}$ (63 см^{-1}), $\omega \approx \omega_p / \sqrt{\epsilon_\infty}$ (например, $\omega = 71 \text{ см}^{-1}$) и $\omega > \omega_p / \sqrt{\epsilon_\infty}$ (80 см^{-1}). Найдем оптимальные параметры для наблюдения ППР на InSb, построив диаграмму для $d(\theta)$ и соответствующие им резонансные кривые $R_p(\theta)$ для найденных с помощью диаграммы $d(\theta)$ оптимальных параметров $d_{\text{ППР}}$ и $\theta_{\text{ППР}}$.

Из анализа диаграмм можно сделать вывод, что резонанс эффективно не возбуждается вблизи частот $\omega \approx \omega_p / \sqrt{\epsilon_\infty}$ (рис. 1), т.е. d'' не равно нулю при всех значениях углов θ . Но при некоторых значениях углов $d'' \approx 0$ и $d' \gg d''$ слабый резонанс все-таки наблюдается, так как мы находимся вблизи полюса матрицы S . В этом случае резонанс наиболее эффективно возбуждается при угле $\theta_{\text{ППР}}$, когда графики $d_{\min}$ и $\theta_{\min}$ пересекаются.

При меньших частотах $\omega < \omega_p / \sqrt{\epsilon_\infty}$ (рис. 2), пока диэлектрическая проницаемость невелика $|\epsilon(\omega)| \approx 1 - 100$, резонанс может эффективно достигаться (т.е. $R(\theta_{\text{ППР}}) = 0$), когда $d''(\theta_{\text{ППР}}) = 0$.

При высоких частотах $\omega > \omega_p / \sqrt{\epsilon_\infty}$ плазмонный резонанс не наблюдается (рис. 3), так как $d' \ll d''$.

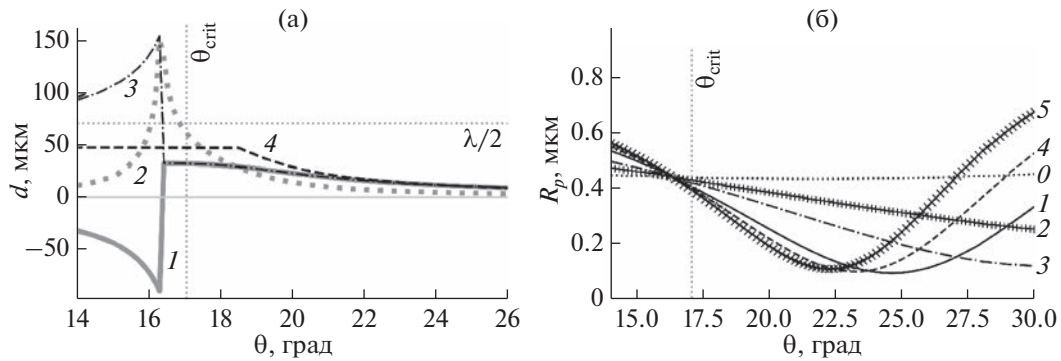


Рис. 1. Зависимости $d(\theta)$ (а) и $R_p(\theta)$ (б) для InSb при частоте $\omega = 71 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda = 141 \text{ мкм}$): а — диаграмма вещественной d' (1) и мнимой d'' (2) части оптимальной величины зазора, оптимальные параметры (при которых наблюдается минимум отражения R_p) $d_{\min}$ (3) при $\theta = \text{const}$ и $\theta_{\min}$ (4) при $d = \text{const}$; б — для различных величин воздушного зазора с отклонением от оптимального значения $d_{\text{ППР}} = 11 \text{ мкм}$ (1) ($\theta_{\text{ППР}} = 24^\circ 37'$): 0 (0), 0.25 d (2), 0.50 d (3), 1.25 d (4), 1.50 (5).

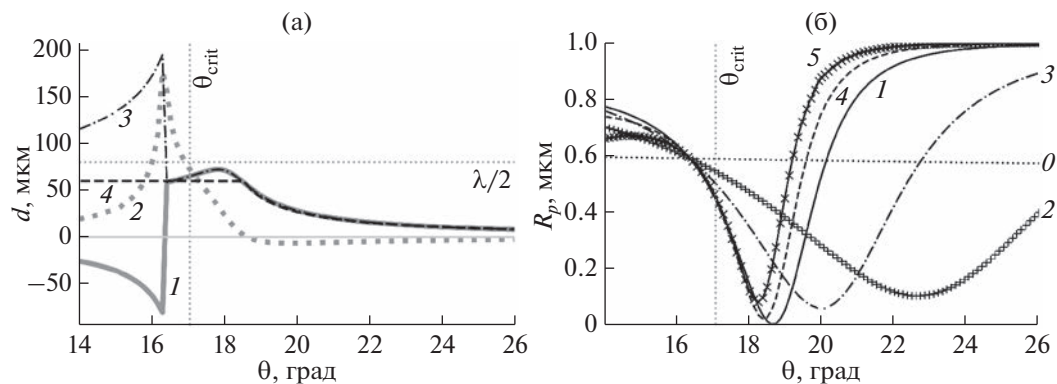


Рис. 2. Зависимости $d(\theta)$ (а) и $R_p(\theta)$ (б) для InSb при частоте $\omega = 63 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda = 159 \text{ мкм}$): а — диаграмма вещественной d' (1) и мнимой d'' (2) части оптимальной величины зазора, оптимальные параметры (при которых наблюдается минимум отражения R_p) $d_{\min}$ (3) при $\theta = \text{const}$ и $\theta_{\min}$ (4) при $d = \text{const}$; б — для различных величин воздушного зазора с отклонением от оптимального значения $d_{\text{ППР}} = 54.4 \text{ мкм}$ (1) ($\theta_{\text{ППР}} = 18^\circ 39'$): 0 (0), 0.25 d (2), 0.50 d (3), 1.25 d (4), 1.50 (5).

В таком случае минимум отражения вызван поглощением полупроводниковой подложкой эванесцентной волны за критическим углом θ_{crit} . То есть нельзя добиться меньших значений R_p при увеличении зазора d ; наоборот, эффективность поглощения с увеличением зазора падает.

На графиках резонансных кривых штрихпунктирная линия в случае $d = 0$ (т.е. в случае, когда призма касается подложки) демонстрирует поглощение эванесцентной волны в объеме полупроводника, т.е. измерения выполняются в режиме рефлектометрии. В случае наблюдения ППР (рис. 1, 2) минимум отражения, как правило, ниже, чем при рефлектометрии и этих углах наблюдения.

Для формирования представления о точности метода ППР при определении оптических констант InSb рассчитаем их с учетом погрешности

измерений. Большинство рефлектометрических установок (включая созданную авторами) работают в диапазоне угла падения от 10° до 75° . В случае рефлектометрии коэффициент отражения вычисляется как $R_{12} = |r_{12}|^2$. Примем, что погрешность измерения R составляет 1%, погрешность измерения угла θ , а величины зазора 1 мкм. С помощью метода Монте-Карло (т.е. рандомизируя истинные значения d , θ , R согласно заданным погрешностям) и алгоритма восстановления оптических констант [47] найдем погрешность определения диэлектрической проницаемости ϵ (табл. 1). Из таблицы можно сделать вывод, что точности обоих методов сравнимы.

Однако метод ППР более чувствителен к значению диэлектрической проницаемости приповерхностного слоя вещества. Рассмотрим образец чистого InSb, в который внедрен слой n -InSb тол-

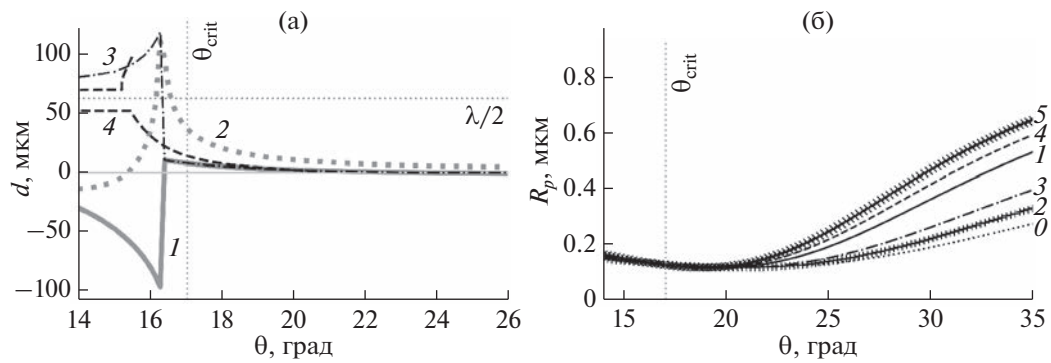


Рис. 3. Зависимости $d(\theta)$ (а) и $R_p(\theta)$ (б) для InSb при частоте $\omega = 80 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda = 125 \text{ мкм}$): а — диаграмма вещественной d' (1) и мнимой d'' (2) части оптимальной величины зазора, оптимальные параметры (при которых наблюдается минимум отражения R_p) $d_{\min}$ (3) при $\theta = \text{const}$ и $\theta_{\min}$ (4) при $d = \text{const}$; б — для различных величин воздушного зазора, $d = 3 \text{ мкм}$ (1), ППР не наблюдается: 0 (0), 0.25d (2); 0.50d (3), 1.25d (4), 1.50 (5).

щиной $d_4 = 1 \text{ нм}$ на глубине δ . Сравним максимальные изменения $\max(\Delta R)/\Delta \delta$, которые вызовут перемещение этого слоя по глубине, чтобы оценить чувствительность метода (рис. 4). Хотя глубина проникновения поля $1/2k_z''$ для оптических методов одна и та же, при ППР поле более интенсивное вблизи поверхности, благодаря чему этот метод почти на порядок чувствительнее к примесям в глубине слоя полупроводника.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Для наблюдения ППР на антимониде индия в ТГц-диапазоне была собрана экспериментальная установка на основе схемы Отто (рис. 5), позволяющая проводить сканирование по углу и по величине воздушного зазора. В качестве источника монохроматического излучения был использован Новосибирский лазер на свободных электронах, представляющий собой перестраиваемый в широком диапазоне источник излучения. На нем ранее проводили работы по ТГц-плазмонике с применением металлов в качестве подложки с различными диэлектрическими покрытиями [13, 48–50] для возбуждения электромагнитной волны на поверхности открытого волновода. В качестве рабочей длины волны была выбрана $\lambda = 141 \text{ мкм}$ как наиболее мощная и стабильная линия ТГц-излучения, не поглощаемая атмосферными парами воды. Мощность ТГц-излучения

регулировали с помощью фильтра 1. Для повышения чувствительности измерений ТГц-излучение модулировали с использованием оптомеханического модулятора 2, сопряженного с синхронным детектором Stanford Research SR830. Исходный пучок диаметром 12 мм направляли с помощью системы зеркал 3 и ограничивали диафрагмой 4 с диаметром щели $\approx 8 \text{ мм}$, после чего сужали в четыре раза, используя телескопическую систему 6. В качестве призмы НПВО была выбрана цилиндрическая призма из высокоомного кремния Si ($n = 3.41$). ТГц-излучение p -поляризовано в плоскости падения на основании призмы с помощью поляризатора 5. Отраженное излучение регистрировали с помощью оптоакустического приемника Голея 7 (Tydex GC-1P). Сканирование по углу осуществляли с помощью гониометрического столика 8, точность установки — до $36''$. Установка обеспечивала рабочий диапазон сканирования по углу от 10° до 75° . Сканирование по величине воздушного зазора проводили с помощью моторизованного микромеханического транслятора 9 (Standa), обеспечивающего точность установки до 1 мкм . В качестве образца использован легированный антимонид индия InSb, изготовленный АО “Гиредмет”. Кристалл InSb обладает электронным типом электропроводности, ориентирован в плоскости (100), имеет форму круглой пластины диаметром 65 мм и толщиной 1.8 мм, шероховатость составляет 0.5 мкм.

Таблица 1. Сравнение точности метода ППР и рефлектометрии при восстановлении диэлектрической проницаемости ϵ ($\omega = 63 \text{ см}^{-1}$)

Параметры	Истинное значение	ППР	Рефлектометрия
ϵ'	−6.83	$−6.82 \pm 0.07$	$−6.83 \pm 0.08$
ϵ''	3.69	3.68 ± 0.05	3.67 ± 0.05

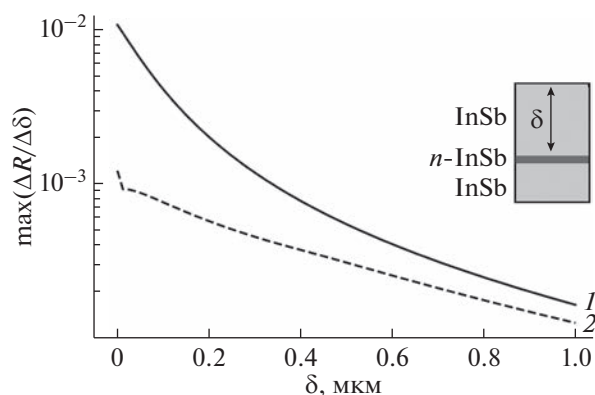


Рис. 4. Чувствительность метода ППР (1) и рефлектометрии (2) по глубине при $\omega = 63 \text{ см}^{-1}$.

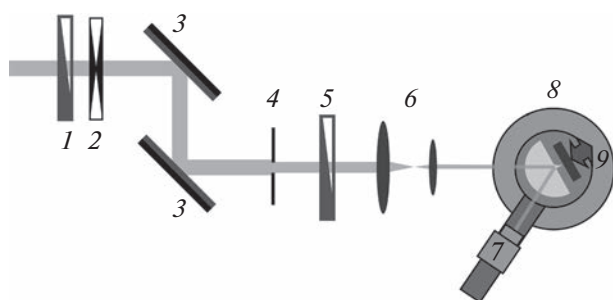


Рис. 5. Схема экспериментальной установки для наблюдения ППР в ТГц-диапазоне: 1 – фильтр; 2 – оптомеханический модулятор; 3 – зеркала; 4 – диафрагма; 5 – поляризатор; 6 – телескопическая система; 7 – приемник; 8 – гониометр; 9 – транслятор.

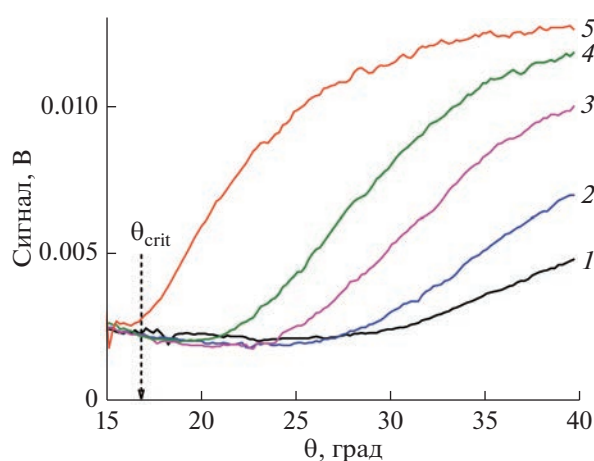


Рис. 6. Зависимость интенсивности отраженного p -поляризованного излучения с длиной волны $\lambda = 141 \text{ мкм}$ от угла падения θ , измеренная для структуры “кремниевая призма – воздушный зазор величиной d – поверхность пластины InSb” при величине d : 70 (1); 100 (2); 120 (3); 130 (4); 170 мкм (5).

Был проведен ряд угловых сканирований при различных фиксированных расстояниях от основания призмы до подложки и зафиксирован минимум отражения при углах, превышающих критический угол призмы $\theta_{\text{crit}} = 17^\circ$ (рис. 6), что свидетельствует о возбуждении плазмон-поляритонов на поверхности антимида индия.

ОБСУЖДЕНИЕ

Представленные на рис. 6 экспериментальные результаты качественно демонстрируют поведение резонансной кривой при изменении величины воздушного зазора, которое соответствует ожидаемому. Наблюдается минимум отражения за критическим углом, что интерпретируется как ППР. Однако при измерениях был использован недостаточно достоверный способ определения величины воздушного зазора: за $d = 0 \text{ мкм}$ принимали значение при визуальной фиксации контакта поверхности призмы с подложкой, что могло привести к ошибке задания абсолютного значения зазора в несколько десятков микрометров. По этой причине не представляется возможным из имеющихся экспериментальных данных восстановить оптические константы для антимида индия. К тому же, для схемы с цилиндрической призмой становится крайне важным иметь тонкий пучок излучения по отношению к размерам призмы, чтобы исключить эффекты самофокусировки. Более удачным вариантом юстировки схемы является использование призм с плоскими гранями, например, прямоугольной призмы.

Тем не менее выполненные измерения подтверждают работоспособность собранной экспериментальной схемы и после устранения отмеченных недостатков позволяют определять оптические константы антимида индия и проводить другие измерения с помощью явления ППР. Можно утверждать, что схема Отто с терагерцевым лазерным излучением перспективна для изучения полупроводников, а также их гетероструктур. Метод ППР вследствие экспоненциального распределения энергии поля поверхностной электромагнитной волны более чувствителен к поверхностным свойствам, чем рефлектометрия. Разрабатываемый метод ТГц-плазмоники должен позволить измерять тонкие эпитаксиальные слои и различать тонкие гетероструктуры вблизи поверхности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теоретически и экспериментально показано, что в ТГц-диапазоне с использованием лазерного излучения возможно наблюдать поверхностный плазмонный резонанс на антимида индия с помощью схемы Отто. Предусмотренные в экспериментальной установке возможности проведения

сканирования как по углу, так и по величине воздушного зазора, а также возможность перестройки лазерного источника позволяют подстраивать параметры схемы Отто, чтобы эффективно возбуждать ППР на подложке InSb, в том числе легированной до высоких концентраций свободных носителей.

БЛАГОДАРНОСТИ

В работе использовано оборудование ЦКП «СЦСТИ» на базе УНУ «Новосибирский ЛСЭ» в ИЯФ СО РАН. Теоретический анализ выполнен при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках госзадания FFNS-2022-0009. В.В.К. признателен за поддержку от Проекта № FSSF-2023-0003.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Soler M., Lechuga L.M. // J. Appl. Phys. 2021. V. 129. № 11. P. 111102.
<https://doi.org/10.1063/5.0042811>
2. Surface Plasmon Resonance Sensors. A Materials Guide to Design, Characterization, Optimization, and Usage, 2019.
3. Berini P., De Leon I. // Nature Photon. 2012. V. 6. № 1. P. 16.
<https://doi.org/10.1038/nphoton.2011.285>
4. Ayata M., Fedoryshyn Y., Heni W., Baeuerle B., Josten A., Zahner M., Koch U., Salamin Y., Hoessbacher C., Haffner C., Elder D.L., Dalton L.R., Leuthold J. // Science. 2017. V. 358. № 6363. P. 630.
<https://doi.org/10.1126/science.aan5953>
5. Plasmonics and Super-Resolution Imaging. Singapore: Pan Stanford Publishing, 2017. p. 482.
6. Carvalho W.O.F., Mejía-Salazar J.R. // Sensors (Basel). 2020. V. 20. № 9. P. 2488.
<https://doi.org/10.3390/s20092488>
7. Shrivastav A.M., Cvelbar U., Abdulhalim I. // Commun. Biol. 2021. V. 4. № 1. P. 70.
<https://doi.org/10.1038/s42003-020-01615-8>
8. Balbinot S., Srivastav A.M., Vidic J., Abdulhalim I., Manzano M. // Trends Food Sci. Technol. 2021. V. 111. P. 128.
<https://doi.org/10.1016/j.tifs.2021.02.057>
9. Phan Q.-H., Phan Q.-H., Lai Y.-R., Xiao W.-Z., Pham T.-T.-H., Lien C.-H., Lien C.-H. // Opt. Express. 2020. V. 28. № 17. P. 24889.
<https://doi.org/10.1364/OE.400721>
10. Chen X., Lindley-Hatcher H., Stantchev R.I., Wang J., Li K., Hernandez Serrano A., Taylor Z.D., Castro-Camus E., Pickwell-MacPherson E. // Chem. Phys. Rev. 2022. V. 3. № 1. P. 011311.
<https://doi.org/10.1063/5.0068979>
11. Banerjee A., Chakraborty B., Inokawa H., Nath Roy J. Terahertz Biomedical and Healthcare Technologies: Materials to Devices. Elsevier, 2020.
12. Krotkus A. // J. Phys. D. 2010. V. 43. № 27. P. 273001.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/27/273001>
13. Ranjana J.S. Investigations on InSb Plasmonic Devices for Sensor Applications at Terahertz Frequencies. PhD Thesis. National Institute of Technology Karnataka, Surathkal, 2017.
14. Barchiesi D. // New Perspectives in Biosensors Technology and Applications. / Ed. Serra P.A. 2011. Ch. 5. P. 105.
<https://doi.org/10.5772/16657>
15. Kameshkov O., Gerasimov V., Knyazev B. // Sensors. 2021. V. 22. № 1. P. 172.
<https://doi.org/10.3390/s22010172>
16. Gerasimov V.V., Knyazev B.A., Kotelnikov I.A., Nikitin A.K., Cherkassky V.S., Kulipanov G.N., Zhizhin G.N. // J. Opt. Soc. Am. B. 2013. V. 30. № 8. P. 2182.
<https://doi.org/10.1364/JOSAB.30.002182>
17. Chochol J., Postava K., Čada M., Vanwolleghem M., Mičica M., Halagačka L., Lampin J.-F., Pištora J. // J. Eur. Opt. Soc.-Rapid Publ. 2017. V. 13. № 1. P. 13.
<https://doi.org/10.1186/s41476-017-0044-x>
18. Levinshtein M., Rumyantsev S., Shur M. Handbook Series on Semiconductor Parameters. Si, Ge, C (Diamond), GaAs, GaP, GaSb, InAs, InP, InSb. World Scientific, 2000. 218 p.
19. Агранович В.М., Миллс Д.Л. Поверхностные поляритоны: электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред. М.: Наука, 1985. 525 с.
20. Raether H. // Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings, 1988.
<https://doi.org/10.1007/BFb0048319>
21. Barchiesi D., Otto A. // Riv. del Nuovo Cim. 2013. V. 36. № 5. P. 173.
<https://doi.org/10.1393/ncr/i2013-10088-9>
22. Shibayama J., Mitsutake K., Yamauchi J., Nakano H. // Microwave Opt. Technol. Lett. 2021. V. 63. № 1. P. 103.
<https://doi.org/10.1002/mop.32581>
23. Nazarov M.M., Bezus E.A., Shkurinov A.P. // Laser Phys. 2013. V. 23. № 5. P. 056008.
24. Hilal M., Rashid B., Khan S.H., Khan A. // Mater. Chem. Phys. 2016. V. 184. P. 41.
<https://doi.org/10.1016/j.matchemphys.2016.09.009>
25. Комков О.С., Фирсов Д.Д., Львова Т.В., Седова И.В., Семенов А.Н., Соловьев В.А., Иванов С.В. // Физика твердого тела. 2016. Т. 58. Вып. 12. С. 2307.
26. Nikitin A.K., Gerasimov V.V., Knyazev B.A., Lien N.T.H., Trang T.T. // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1636. P. 012036.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1636/1/012036>
27. Khasanov I.Sh., Zykhova L.A., Nikitin A.K., Knyazev B.A., Gerasimov V.V., Trang T.T. Terahertz Surface Plasmon Resonance Microscopy Based on Ghost Imaging with Pseudo-Thermal Speckle Light. 2020 45th Int. Conf. on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRM-MW-THz), Buffalo, NY, USA, 2020. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz46771.2020.9370795>
28. Chochol J., Mičica M., Postava K., Vanwolleghem M., Lampin J.-F., Čada M., Pištora J. Demonstration of Magnetoplasmon Polariton at InSb/Dielectric Interface. 2018 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Nagoya, Japan, 2018. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2018.8510484>
29. Hirori H., Nagai M., Tanaka K. // Opt. Express. 2005. V. 13. № 26. P. 10801.
<https://doi.org/10.1364/OPEX.13.010801>
30. Nazarov M.M., Shkurinov A.P., Garef F., Coutaz J.-L. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2015. V. 5. № 4.

- P. 680.
<https://doi.org/10.1109/TTHZ.2015.2443562>
31. Postava K., Chochol J., Mičica M., Vanwolleghem M., Kolejak P., Halagačka L., Cada M., Pištora J., Lampin J.-F. // *Proc. SPIE*. 2016. V. 10142. P. 1014207.
<https://doi.org/10.1117/12.2264550>
 32. Howells S.C., Schlie L.A. // *Appl. Phys. Lett.* 1996. V. 69. № 4. P. 550.
<https://doi.org/10.1063/1.117783>
 33. Chochol J., Postava K., Čada M., Vanwolleghem M., Halagačka L., Lampin J.-F., Pištora J. // *AIP Adv.* 2016. V. 6. № 11. P. 115021.
<https://doi.org/10.1063/1.4968178>
 34. Palik E. *Handbook of Optical Constants of Solids* [Vols. 1–4 combined]. AP, 1998.
 35. Wang Q., Tang Q., Zhang D., Wang Z., Huang Y. // *Superlattices and Microstructures*. 2014. V. 75. P. 955.
<https://doi.org/10.1016/j.spmi.2014.09.015>
 36. Tao J., Hu B., He X.Y., Wang Q.J. // *IEEE Trans. Nanotechnol.* 2013. V. 12. № 6. P. 1191.
<https://doi.org/10.1109/TNANO.2013.2285127>
 37. Isaac T.H., Gómez Rivas J., Sambles J.R., Barnes W.L., Hendry E. // *Phys. Rev. B*. 2008. V. 77. № 11. P. 113411.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.77.113411>
 38. Gu P., Tani M., Kono S., Sakai K., Zhang X.-C. // *J. Appl. Phys.* 2002. V. 91. № 9. P. 5533.
<https://doi.org/10.1063/1.1465507>
 39. Litwin-Staszewska E., Szymańska W., Piotrkowski R. // *Phys. Stat. Sol. B*. 1981. V. 106. № 2. P. 551.
<https://doi.org/10.1002/pssb.2221060217>
 40. Chochol J., Postava K., Čada M., Pištora J. // *Sci. Rep.* 2017. V. 7. № 1. P. 13117.
<https://doi.org/10.1038/s41598-017-13394-0>
 41. Львова Т.В., Дунаевский М.С., Лебедев М.В., Шахмин А.Л., Седова И.В., Иванов С.В. // *Физика и техника полупроводников*. 2013. Т. 47. Вып. 5. С. 710.
 42. Cunningham R.W., Gruber J.B. // *J. Appl. Phys.* 1970. V. 41. № 4. P. 1804.
<https://doi.org/10.1063/1.1659107>
 43. Putley E.H. // *Appl. Opt.* 1965. V. 4. № 6. P. 649.
<https://doi.org/10.1364/AO.4.000649>
 44. Fan F., Chen S., Chang S.-J. // *IEEE J. Selected Topics Quantum Electronics*. 2017. V. 23. № 4.
<https://doi.org/10.1109/JSTQE.2016.2537259>
 45. Byszewski P., Kołodziejczak J., Zukotyński S. // *Phys. Stat. Sol. B*. 1963. V. 3. № 10. P. 1880.
<https://doi.org/10.1002/pssb.19630031014>
 46. Byrnes S.J. // *arXiv:1603.02720 [physics]*. 2020
 47. Anisimov A.V., Khasanov I.Sh. // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2021. V. 2091. № 1. P. 012067.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2091/1/012067>
 48. Gerasimov V.V. // *J. Opt. Technol.* 2010. V. 77. № 8. P. 465.
<https://doi.org/10.1364/JOT.77.000465>
 49. Gerasimov V.V., Zhizhin G.N., Knyazev B.A., Kotelnikov I.A., Mitina N.A., Nikitin A.K. // *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 2013. V. 77. № 9. P. 1167.
<https://doi.org/10.3103/S1062873813090141>
 50. Knyazev B.A. // *AIP Conf. Proc.* 2020. V. 2299. № 1. P. 030001.
<https://doi.org/10.1063/5.0030349>

Observation of Surface Plasmon Resonance in Monochromatic Terahertz Radiation on Indium Antimonide

I. Sh. Khasanov^{1, *}, V. V. Gerasimov^{2, 3, **}, O. E. Kameshkov^{2, 3}, A. K. Nikitin¹, V. V. Kassandrov⁴

¹Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation RAS, Moscow, 117342 Russia

²Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk, 630090 Russia

³Novosibirsk State University, Novosibirsk, 630090 Russia

⁴Peoples' Friendship University of Russia named after Patrice Lumumba, Moscow, 117198 Russia

*e-mail: khasanov@ntcup.ru

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

Currently, the terahertz frequency range, which is on the border of the microwave and optical ranges, is being intensively mastered. One of the widely used materials in terahertz optics is indium antimonide (InSb), the plasma frequency ω_p of which depends on the degree of doping, temperature, and surface illumination. The possibility of generating surface plasmon polaritons, a type of surface electromagnetic waves, on the surface of an InSb sample using the attenuated total reflectance method (ATR) (Otto scheme) is discussed. Using the scattering matrix formalism, the conditions for the highest efficiency of excitation of surface plasmon polaritons are established. If terahertz radiation with a frequency slightly less than ω_p is used for this, the propagation length of such plasmons and the depth of their field penetration into the environment (air) are comparable to the radiation wavelength. It is possible to achieve surface plasmon resonance in the form of a sharp decrease in the intensity of monochromatic radiation reflected from the base of the ATR prism with a change in the angle of incidence and the size of the air gap. Test experiments were performed to observe surface plasmon resonance on an InSb wafer using a high-resistance silicon prism and monochromatic radiation ($\lambda = 141 \mu\text{m}$) from the Novosibirsk free electron laser. The dependence of the resonant dip on the size of the air gap separating the prism from the sample surface is studied, and its optimal (in the case of resonance) value is established for semiconductors with a plasma frequency in the terahertz range.

Keywords: terahertz radiation, surface plasmon polaritons, indium antimonide, surface electromagnetic waves, surface plasmon resonance, attenuated total reflectance method, free electron laser.