

УДК 537.876.4

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВ ПО ПЛЁНКЕ С ОТВЕРСТИЯМИ СУБВОЛНОВОГО РАЗМЕРА В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

А. А. Ангелуц¹, М. М. Назаров², А. Ю. Рябов¹, Д. В. Пибалк³, А. П. Шкуринов¹

¹ Московский госуниверситет им. М. В. Ломоносова, г. Москва;

² Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, г. Шатура, Московская область;

³ ОАО «Московский радиозавод «Темп», г. Москва, Россия

В работе экспериментально исследуется распространение поверхностных плазмонов терагерцового диапазона частот по металлической фольге с отверстиями субволнового размера. Дополнительные измерения спектров пропускания таких структур позволили определить их эффективную диэлектрическую проницаемость для двух направлений распространения волны: вдоль поверхности и по нормали к поверхности. Впервые показано, что даже для субволновых структур в виде двумерной тонкой плёнки металла с отверстиями происходит уменьшение скорости поверхностного плазмона и повышение пространственной локализации его поля у поверхности.

ВВЕДЕНИЕ

Поверхностные плазмоны могут использоваться в устройствах интегральной оптики, для усиления локального поля на границе раздела, для частотной селекции при аномальном пропускании света отверстиями субволнового размера [1]. Эти явления хорошо известны в оптическом диапазоне частот [2, 3]. С развитием техники импульсной терагерцовой спектроскопии появились работы по исследованию плазмонов в низкочастотной области спектра [3, 4], начиная с плазмонов, распространяющихся по плоской металлической поверхности (далее — бегущие плазмоны). В терагерцовом диапазоне частот у бегущих плазмонов практически отсутствует затухание, поэтому поверхность любого металла могла бы быть идеальной средой для доставки терагерцового излучения [5]. Недостатком терагерцовых бегущих плазмонов является их слабая локализация вблизи поверхности, возможность отрыва от металла и перехода в излучение в воздухе, т. е. в свободную волну. Эти два типа волн — свободные волны и бегущие плазмоны — легко переходят друг в друга при распространении вдоль металла на терагерцовых частотах, поскольку у них практически равные скорости [6–8].

Для улучшения локализации терагерцового плазмона в настоящей работе исследуется металлическая плёнка с отверстиями, размеры которых меньше длины волны [3, 9], т. е. субволновая структура. Отклик такой металлической плёнки определяется размером и формой единичного отверстия и аналогичен плазменному резонансу [10], при этом резонансную частоту называют частотой отсечки волновода или частотой локализованного плазмона. В перспективе такие структурированные плёнки могут стать составными слоями для метаматериала [11].

Целью данной работы является исследование возможности уменьшения скорости плазмона и, соответственно, повышение его пространственной локализации в широком диапазоне терагерцовых частот с помощью субволновых структур. Мы предлагаем использовать тонкие плёночные субволновые структуры [12, 13] для достижения результатов, продемонстрированных в объёмных, глубоких субволновых структурах [9, 10], поскольку изготовление двумерных поверхностных структур значительно проще, чем объёмных, и поскольку двумерные субволновые структуры компактнее и практичнее трёхмерных аналогов.

1. ОПИСАНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

Проблема слабой локализации в пространстве терагерцового бегущего плазмона связана с большим значением диэлектрической проницаемости ϵ_m металлов в этом диапазоне частот, в результате чего поле практически не проникает в металл, представляющий для него почти идеальный проводник. В частности, для алюминия [14] величина диэлектрической проницаемости на частоте 1 ТГц равна $\epsilon_m = (-3,5 + 65i) \cdot 10^4$. В этом случае отличие скорости бегущего плазмона v_{SPP} от скорости света c на границе алюминий–воздух оценивается как $c/v_{\text{SPP}} = 1 + 4 \cdot 10^{-8}$. Относительная скорость плазмона является удобной характеристикой и аналогична показателю преломления для свободной волны. В дальнейшем будем описывать изменение скорости плазмона через его «показатель преломления», основываясь на известном дисперсионном соотношении

$$\frac{c}{v_{\text{SPP}}} = n_{\text{SPP}} = \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}} \approx \sqrt{\epsilon_d} \approx 1, \quad (1)$$

где ϵ_d — диэлектрическая проницаемость внешней среды; в большинстве случаев для воздуха $\epsilon_d = 1$. Наиболее важная характеристика терагерцового бегущего плазмона — его локализация, т. е. величина, показывающая, на каком расстоянии от поверхности сконцентрировано его поле:

$$\delta_z = 1/\text{Im}(k_z) = \lambda / \left(2\pi \sqrt{n_{\text{SPP}}^2 - 1} \right). \quad (2)$$

Здесь и далее k — волновой вектор в соответствующем направлении (рис. 1), λ — длина волны терагерцового излучения, составляющая порядка 0,1–1 мм. Экспериментально измеренные глубина локализации $\delta_z \approx 2 \div 10$ мм [4, 15] и величина затухания $\alpha_x \approx 10^{-2} \div 10^{-3} \text{ см}^{-1} \propto \text{Im}(n_{\text{SPP}})$ [7, 16] для терагерцовых бегущих плазмонов свидетельствуют о том, что фактическая диэлектрическая проницаемость поверхности металла меньше теоретической и составляет $\tilde{\epsilon}_m \approx \epsilon_m/100$. Однако необходимо дополнительно уменьшить значение $\tilde{\epsilon}_m$, чтобы локализация бегущих плазмонов стала достаточной для практических приложений. Для уменьшения величины δ_z от 10 до 1 мм достаточно, как следует из (2), увеличить значение n_{SPP} на 0,01. Для увеличения n_{SPP} , как следует из выражения (1), нужно ещё уменьшить эффективную проницаемость $\tilde{\epsilon}_m$, например за счёт субволновых отверстий в металле.

Опубликованных исследований по распространению терагерцовых бегущих плазмонов в субволновых структурах всего несколько [5, 9, 10, 17, 18]. В одной из первых работ [10] на эту тему показано, что можно существенно понизить эффективную плазменную частоту ω_p^{eff} , определяющую оптические свойства субволновых структур. Эффективная плазменная частота ω_p^{eff} для бегущего плазмона определяется частотой отсечки прямоугольного волновода [10] со стороны a (см. рис. 1б). Период структур d влияет на общий уровень $\tilde{\epsilon}_m$ при высоких частотах (т. е. на $\epsilon_\infty^{\text{eff}}$), но не на её спектральную зависимость:

$$\omega_p^{\text{eff}} \approx \frac{\pi c}{a \sqrt{\epsilon_d}}, \quad \epsilon_\infty^{\text{eff}} \approx \frac{\pi^2 \epsilon_d}{8} \left(\frac{d}{a} \right)^2. \quad (3)$$

Для бегущего плазмона предельной является несколько меньшая частота $\omega_p^{\text{surface}} \approx \omega_p - \gamma/2$, где γ — коэффициент затухания, определяющий ширину резонанса: $\epsilon_m(\omega_p^{\text{surface}}) < -1$, при том, что

$$\epsilon_m(\omega) = \epsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \right) \rightarrow \epsilon_{\text{LP}}(\omega).$$

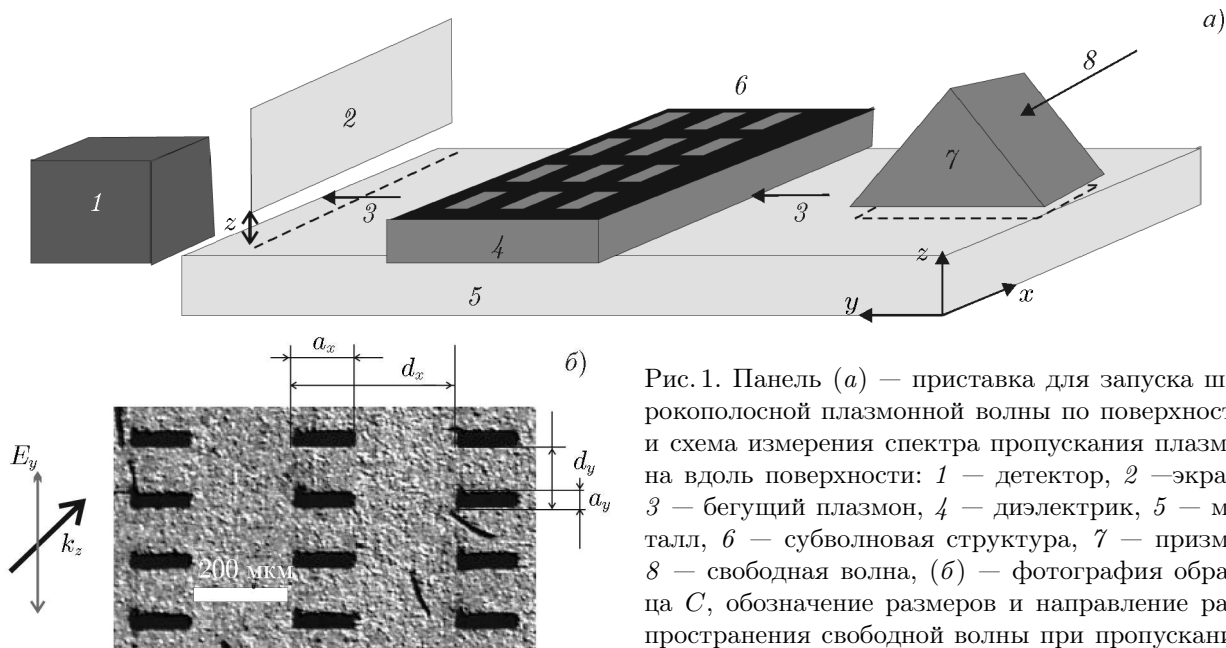


Рис. 1. Панель (а) — приставка для запуска широкополосной плазмонной волны по поверхности и схема измерения спектра пропускания плазмона вдоль поверхности: 1 — детектор, 2 — экран, 3 — бегущий плазмон, 4 — диэлектрик, 5 — металл, 6 — субволновая структура, 7 — призма, 8 — свободная волна, (б) — фотография образца *C*, обозначение размеров и направление распространения свободной волны при пропускании сквозь поверхность

Здесь $\epsilon_{LP}(\omega)$ указывает на то, что эта часть диэлектрической проницаемости определяется локализованным плазмоном (LP), а не бегущим плазмоном (SPP).

Экспериментальная проверка этого подхода [10, 18] и измерение локализации терагерцового бегущего плазмона уже проведены для трёхмерной, глубокой субволновой структуры [9]. В работе [19] был выполнен численный расчёт распространения терагерцового бегущего плазмона вдоль объёмной субволновой структуры с переменной глубиной. В работе [5] представлен эксперимент по возбуждению плазмона на толстой (с толщиной 0,6 мм) металлической пластине с малыми отверстиями. В узких диапазонах частот, соответствующих модам прямоугольного волновода внутри отверстий, наблюдалась локализация и распространение излучения. В работах [17, 20] для структуры с конечной толщиной h модель для эффективной плазменной частоты учитывает зависимость эффективной диэлектрической проницаемости от глубины отверстий, однако развитый подход не справедлив в области $h \ll \lambda$. Например, формула (6.10) из [3] для толщины $h = 40$ нм предсказывает крайне малое изменение показателя преломления бегущего плазмона $n_{SPP} - 1 \approx 10^{-8}$. Во всех известных нам работах по терагерцовым бегущим плазмонам в субволновых структурах толщина плёнки является главным управляющим параметром [9, 18–20] или считается бесконечно большой [10]. Мы же будем исследовать случай, когда толщина h пренебрежимо мала и управляющим параметром для эффективной диэлектрической проницаемости (3) является продольный размер отверстий a_x .

Пропускание свободной волны в направлении, перпендикулярном к поверхности плёнки с субволновыми структурами, известно как необыкновенное, аномально большое пропускание света [1]. В этом, более изученном, явлении также косвенно участвует бегущий плазмон. Мы будем использовать уже развитые подходы к описанию частотной зависимости необыкновенного пропускания, определим таким способом эффективную диэлектрическую проницаемость и применим найденную зависимость $\tilde{\epsilon}_m(\omega)$ для моделирования распространения бегущего плазмона вдоль субволновой структуры. Спектр необыкновенного пропускания многократно исследовался, в том числе и для терагерцового диапазона частот [12, 21, 22]. Кроме отдельных случаев [13], считается, что толщина плёнки металла мала и не влияет на форму спектра пропускания. Для описания ча-

стотной зависимости пропускания применяют либо радиофизический метод RLC -контуров [21], либо оптический подход, использующий эффективные плазменную частоту и диэлектрическую проницаемость [22], как и для случая распространения бегущего плазмона вдоль поверхности (3).

В оптическом методе описания спектра пропускания формула для эффективной диэлектрической проницаемости соответствует модели Друде для металла при замене плазменной частоты ω_p и предельной проницаемости ε_∞ на их эффективные аналоги (3). Существенное отличие от случая гладкой поверхности металла в том, что для субволновой структуры $\varepsilon_\infty^{\text{eff}} \gg 1$ и следует учитывать значительное затухание $\gamma \approx \omega$ [13, 22]. Для нахождения результирующей диэлектрической проницаемости применяется модель Фано [23], которая описывает асимметричный пик, возникающий в результате интерференции нерезонансного и резонансного процессов:

$$\varepsilon_m^{\text{eff}}(\omega, \theta, a, d) = \varepsilon_{\text{LP}}(a, \omega, d) + \varepsilon_{\text{SPP}}(\omega, \theta, d). \quad (4)$$

В нашем случае первый процесс в формуле (4) определяется размерами отверстий (3), связан с возбуждением в них локализованного плазмона (ε_{LP}) и отвечает за положение максимума в спектре пропускания [24]; второй процесс связан с дискретными резонансными вкладами (ε_{SPP}), в данном случае с дифракционным возбуждением бегущего плазмона и отвечает за положение минимумов в спектре пропускания [22]. Важно, что возбуждение локализованного плазмона и возбуждение бегущего плазмона проявляются на уровне диэлектрических проницаемостей (4), образуя эффективную диэлектрическую проницаемость $\varepsilon_m^{\text{eff}}$ поверхностного слоя. Резонансы возбуждения бегущего плазмона определяют проницаемость ε_{SPP} по эмпирической формуле [17, 22, 25, 26]:

$$\varepsilon_{\text{SPP}}(\omega, \theta, d) = \sum_j \frac{\omega_{\text{LO},j}^2 - \omega_{\text{SPP},j}^2}{\omega_{\text{SPP},j}^2(\theta, d) - \omega^2 - i\beta_j\omega}, \quad (5)$$

где эмпирические параметры $\omega_{\text{LO},j} \approx 0,4\omega_{\text{SPP},j}$ и β_j отвечают за амплитуду и ширину резонанса с номером j , резонансная частота $\omega_{\text{SPP},j}$ определена ниже в (6). Спектр пропускания субволновой структуры описывается формулой Френеля [26] для трёхслойной системы «воздух—металл с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_m^{\text{eff}}$ —подложка». При падении излучения на субволновую структуру под углом θ величина ε_{LP} остаётся неизменной, т. к. эффективная плазменная частота (3) не зависит от угла падения, а частоты возбуждаемых бегущих плазмонов $\omega_{\text{SPP},j}$ сдвигаются [22, 24] и изменяется ε_{SPP} . Частота бегущего плазмона согласно условию фазового синхронизма даётся формулой

$$\omega_{\text{SPP},j}(\theta, d) = \pm \frac{2\pi cN}{d_{x,y}(\sin\theta \pm n_{\text{SPP}})\sqrt{\varepsilon_d}}, \quad (6)$$

где $n_{\text{SPP}} \approx 1$ — показатель преломления бегущего плазмона (1), N — целое число, обозначающее порядок дифракции. Описание моделью (3)–(6) пропускания электромагнитного излучения несколькими рассматриваемыми структурами приведено в работах [25, 26] и ниже в тексте. Подобные модели сейчас успешно используются для исследования спектра необыкновенного пропускания [17, 22] даже в области частот выше ω_p^{eff} , где размер a уже не является субволновым. Из подобных экспериментов по пропусканию можно определить значения $\omega_{\text{SPP},j}$ и, пользуясь (6), получить значение n_{SPP} . Кроме того, зная эффективную проницаемость $\varepsilon_m^{\text{eff}}$, можно оценить изменение скорости бегущего плазмона из (1), заменив ε_m на $\varepsilon_m^{\text{eff}}$ и считая слой субволновых структур изотропным.

Кроме описанных выше подходов, для анализа пропускания субволновых структур в ряде работ уравнения Максвелла решаются численно методом конечных разностей [5, 11]. При этом

не используются ни приближения, ни аналогия с известными физическими явлениями. Результаты численного расчёта хорошо согласуются с данными эксперимента. Компьютерное моделирование позволяет построить распределение поля вблизи отверстия и проследить зависимость спектра пропускания от каждого из размеров субволновой структуры, но даёт лишь неявную интерпретацию спектральных особенностей.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБРАЗЦЫ

В работе исследуются два типа алюминиевых плёнок: первый тип — это плёнка с толщиной $h = 40$ нм на лавсановой подложке. Параметры подложки следующие: толщина $h_d = 95$ мкм, показатель преломления $n_d = \sqrt{\epsilon_d} = 1,5$, коэффициент поглощения $\alpha_d \approx 5 \text{ см}^{-1}$. В работе [25] описана технология создания таких образцов с помощью лазерного гравёра. Размеры отверстий a и их периоды d во всех структурах близки по значению и приведены в табл. 1.

Структуры второго типа изготавливались на фольге с толщиной 10 мкм с помощью лазерной установки прецизионной микрообработки [28]. Установка основана на Nd:YAG-лазере с рабочей длиной волны 1,064 мкм, энергией в импульсе 100 мкДж, частотой следования импульсов 700 Гц, длительностью импульсов 200 мкс. Пространственное разрешение определялось диаметром фокального пятна излучения (порядка 10 мкм) и погрешностью позиционирования заготовки (около 2,5 мкм). При указанных параметрах на поверхности тонкой алюминиевой фольги в фокальном пятне одновременно происходило несколько процессов: абляция, плавление и горение вещества, что отрицательным образом сказывалось на качестве лазерной резки. После прохождения сфокусированного пучка по поверхности край полученной щели могут затягиваться металлом, а граница не получается идеально ровной. Многократные проходы по контуру отверстий частично решали эту проблему. Фотография одной из структур представлена на рис. 1б. Размер структурированной области на образцах составлял от 10×10 мм до 25×25 мм. Направлению x соответствует длинная сторона отверстия. Её длина a_x является определяющим параметром для частотного профиля спектра пропускания.

Таблица 1. Размеры структур и соответствующие им частоты возбуждения локализованного плазмона (ω_p^{eff}) и бегущего плазмона ($\omega_{\text{SPP},y}$ и $\omega_{\text{SPP},x}$)

Обозначение структуры	a_x , мкм	a_y , мкм	d_x , мкм	d_y , мкм	h , мкм	ω_p^{eff} , ТГц	$\omega_{\text{SPP},y}/(2\pi)$, ТГц	$\omega_{\text{SPP},x}/(2\pi)$, ТГц
A/1,5	—	—	—	—	—	0,66	1,33	0,53
A	150	25	375	150	0,04	1,00	2,00	0,80
K	240	45	375	150	0,04	0,62	2,00	0,80
C	145	35	400	150	10	1,03	2,00	0,75

Каждой структуре соответствует своё обозначение (A, K, C), которыми мы будем пользоваться в дальнейшем. В табл. 1 приведены расчётные значения эффективной плазменной частоты ω_p^{eff} , где по формуле (3) вместо a следует подставить a_x , и частота возбуждения бегущего плазмона $\omega_{\text{SPP},y}$ для периода d_y при нормальном падении согласно формуле (6). Величины $\omega_{\text{SPP},x}$ и d_x важны только в структуре A, в которой происходит возбуждение волноводно-плазмонной моды в подложке. В табл. 1 в строке для структуры «A/1,5» приведены частоты локализованного и бегущего плазмонов, когда возбуждение происходит в подложке с показателем преломления $n_d = 1,5$.

3. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Описание импульсного терагерцового спектрометра для измерения пропускания поперёк поверхности представлено в работах [8, 25, 29], ориентация образца и поляризация электрического поля показаны на рис. 1б. В эксперименте по распространению бегущих плазмонов вдоль поверхности (рис. 1а) используется аналогичный спектрометр [30], но с фотопроводящей антенной в качестве приёмника и с поверхностью полупроводника InAs в качестве преобразователя лазерного излучения ближнего инфракрасного диапазона в терагерцовое излучение, т. к. такие источник и приёмник наиболее эффективны для частот ниже 1,5 ТГц. Во всех представленных измерениях плоскость поляризации терагерцового электрического поля \mathbf{E} была перпендикулярна длинной стороне щелей x , а именно, $\mathbf{E} = E_y \mathbf{y}^0$ для пропускания поперёк поверхности и $\mathbf{E} = E_z \mathbf{z}^0$ для пропускания вдоль поверхности, где \mathbf{y}^0 и \mathbf{z}^0 — единичные орты вдоль осей y и z соответственно (рис. 1). Особенность импульсного терагерцового спектрометра в том, что исходно измеряется поле терагерцового импульса, как функция времени, а далее можно перейти в спектральное представление с помощью преобразования Фурье.

4. МОДИФИКАЦИЯ СПЕКТРОМЕТРА ДЛЯ ЗАПУСКА ПЛАЗМОНА ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ

Для экспериментов по распространению плазмона вдоль субволновой структуры в разработанной приставке к спектрометру свободная терагерцовая волна преобразовывалась в поверхностную волну, т. е. бегущий плазмон. Преобразование в плазмон проводилось с помощью призмы нарушенного полного внутреннего отражения в конфигурации Отто [2, 3] (рис. 1а). Такая конфигурация наиболее удобна для исследования терагерцовых бегущих плазмонов, поскольку замена исследуемого образца не требует сложной настройки. Предложенная методика возбуждения поверхностных волн позволяет использовать широкий спектральный диапазон в одном измерении и при этом оптимизировать амплитуду бегущего плазмона в выделенном диапазоне частот, меняя воздушный зазор z_{teff} под призмой. Для используемых частот 0,1–1,5 ТГц, соответствующих длинам волн $\lambda = 3 \div 0,2$ мм, оптимальный воздушный зазор находился в диапазоне $z_{\text{teff}} = 2 \div 0,3$ мм соответственно. Используемый материал для призмы — тефлон, его показатель преломления $n_{\text{teff}} = 1,44 \approx \text{const}$, при этом поглощение в призме $\alpha_{\text{teff}} \approx 0,1 \div 0,5 \text{ см}^{-1}$ не критично. Поскольку и в тефлоне, и в металле дисперсия в терагерцовом диапазоне пренебрежимо мала, то при падении свободной волны под углом $\arcsin(n_{\text{teff}}^{-1}) \approx 44^\circ$ в системе тефлон–воздух–металл происходит возбуждение бегущего плазмона на границе металл–воздух практически во всём спектральном диапазоне падающего излучения [8, 31]. Импульс, преобразованный в терагерцовый плазмон, представлен на рис. 2а, его спектр — на рис. 4б.

В ходе эксперимента терагерцовое излучение, преобразованное в бегущий плазмон, проходит по металлической пластине и переизлучается обратно в свободную волну на дальнем торце пластины, затем свободная волна собирается линзой и попадает в детектор (рис. 1а). Образец накладывался на исходную металлическую поверхность подложкой вниз и широкой стороной отверстий (направление x) перпендикулярно волновому вектору бегущего плазмона, и только в этой конфигурации наблюдалось влияние субволновой структуры на бегущий плазмон. То, что образец выступает на 10–100 мкм над исходной поверхностью, не является критичным, поскольку терагерцовый бегущий плазмон может преодолевать ступеньку на металле с высотой вплоть до 1 мм [6]. При измерении прохождения бегущего плазмона вдоль структуры C с подложкой свободная фольга механически прижималась к лавсановой плёнке и далее к металлу.

При возбуждении терагерцового бегущего плазмона на поверхности металла всегда образует-

ся также свободная волна, распространяющаяся вдоль поверхности и практически не отделимая от бегущего плазмона [4, 7, 8, 15]. Существует ряд способов уменьшить влияние этой волны на результаты измерений, в частности использование узкой щели [8, 15] или изогнутой поверхности [7]. В нашей работе свободная волна отсекается экраном, расположенным в дальней части пластины, на высоте $z = 1 \div 2$ мм над поверхностью (рис. 1а). Плазмон в большей степени проходит в щель под экраном, тогда как свободная волна значительно ослабляется экраном. Кроме фильтрации щелью мы ещё используем разделение импульсов во временном представлении. Импульс, прошедший по субволновой структуре, приходит на детектор позже, чем импульс, прошедший над такой структурой в виде свободной волны. Предполагая, что формы импульсов бегущего плазмона и свободной волны близки и, что свободная волна ослабляется без существенных искажений, мы из результирующего сигнала E_{sample} вычитаем уменьшенную форму падающего импульса E_{ref} , оставаясь во временном представлении:

$$E_{\text{SPP}}(t) = E_{\text{sample}}(t) - \sigma E_{\text{ref}}(t). \quad (7)$$

Такой подход оправдан тем, что при достаточном пробеге короткие импульсы бегущего плазмона и свободной волны расходятся во времени (рис. 2а). В качестве опорного импульса E_{ref} берётся сигнал с детектора в отсутствие образца, т. е. бегущий плазмон, прошедший по гладкой металлической поверхности. Значение $\sigma \ll 1$ подбирается эмпирически. Такой метод очистки сигнала бегущего плазмона от сигнала свободной волны был опробован для прохождения бегущего плазмона по тонкой (с толщиной $h = 20$ мкм) плёнке полиэтилена и показал результаты [8, 31], соответствующие как нашим расчётам, так и экспериментам других авторов [7] по дисперсии бегущего плазмона в диэлектрической плёнке.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

5.1. Спектр плазмона, бегущего вдоль поверхности субволновой структуры

На рис. 2 представлены исходные измерения $E_{\text{SPP}}(t)$, $E_{\text{sample}}(t)$, $E_{\text{ref}}(t)$ во временном представлении, а также отношения $T_r(f) = |E_{\text{SPP}}(f)|/|E_{\text{ref}}(f)|$ и $T_r(f) = |E_{\text{sample}}(f)|/|E_{\text{ref}}(f)|$ в частотном представлении после преобразования Фурье. Характерная величина результирующей ошибки в измеренных спектрах приведена на рис. 2б. Наличие субволновой структуры с длиной $L = 21$ мм привело к задержке импульса бегущего плазмона на 3 пс, т. е. к уменьшению его скорости. Максимальная амплитуда в спектре бегущего плазмона после вычитания свободной волны во временном представлении соответствует частоте 0,5 ТГц. При измерениях использовалась щель с шириной $z = 2$ мм над поверхностью. Поэтому пропускание должно быть больше для тех составляющих спектра, которые сильнее прижаты к поверхности, что и наблюдается для результирующего спектра бегущего плазмона в субволновой структуре $E_{\text{SPP}}(f)$. В спектре полного сигнала $E_{\text{sample}}(f)$ спектральные составляющие задержанного плазмона оказались в противофазе со свободной волной, также присутствующей в прошедшем сигнале (рис. 2б). При повороте образца на 20° в плоскости xy спектр пропускания бегущего плазмона качественно не изменился, что свидетельствует о том, что двумерная периодичность структуры с периодами d_x и d_y не играет решающего значения.

Частоту, на которой наблюдается максимум пропускания бегущего плазмона и резкое уменьшение показателя преломления n_{SPP} , назовём $\omega_{\text{p}}^{\text{surface}}$, т. е. эффективной плазменной частотой для распространения бегущего плазмона вдоль поверхности, см. рис. 2б и 3а. Для структуры А величина $\omega_{\text{p}}^{\text{surface}}/(2\pi) = 0,52$ ТГц. Для сравнения спектр пропускания свободной волны поперёк поверхности образца А представлен на рис. 5. Отметим изменение «резонансной» частоты: для

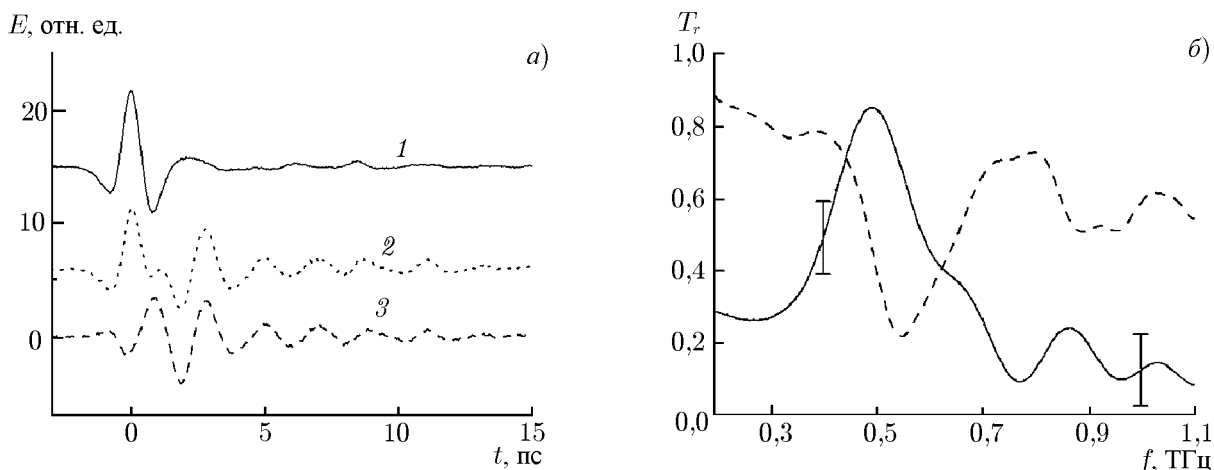


Рис. 2. Панель (а) — временные профили терагерцовых импульсов: падающего ($E_{\text{ref}}(t)$, кривая 1) прошедшего ($E_{\text{sample}}(t)$, кривая 2) и после вычитания свободной волны ($E_{\text{SPP}}(t)$, кривая 3). Временные профили сдвинуты для наглядности по вертикальной оси. Панель (б) — спектры амплитуды пропускания T_r исходного ($E_{\text{sample}}(f)$, штрихованная линия) и «вычтенного» ($E_{\text{SPP}}(f)$, сплошная линия) плазмонов вдоль структуры А

свободной волны частота максимального пропускания составляет $f_p = 0,7 \text{ ТГц} \approx [\omega_p^{\text{eff}} / (2\pi)] / n_d$, т. е. частота резонанса уменьшается в $\omega_p^{\text{eff}, A} / \omega_p^{\text{surface}, A} \approx 1,35$ раз. Предельная частота бегущего плазмона получается из условия отрицательности действительной части эффективной проницаемости и может быть представлена в виде $\omega_p^{\text{surface}} = \sqrt{(\omega_p^{\text{eff}})^2 / (\varepsilon_{\infty}^{\text{eff}} + 1) - \gamma^2}$.

Эффекты замедления бегущего плазмона или усиления его локализации на образце из свободной фольги (образец С), прижатом к металлической основе, не обнаружены. Влияние субволновой структуры проявлялось только тогда, когда между образцом С и поверхностью металла, по которой распространялся бегущий плазмон, поместили прослойку диэлектрика (такую же, как подложка на структуре А, см. рис. 3б). Известно, что терагерцовый бегущий плазмон легко преодолевает воздушный зазор [6], поскольку распределение поля и скорость бегущего плазмона на металле и свободной волны в воздухе практически идентичны. Мы считаем, что терагерцовый бегущий плазмон «не чувствует» отверстий с глубинами меньше, чем $\lambda/10$ [4]; в нашем случае $h = 10 \text{ мкм} \ll 600 \text{ мкм}/10$. Влияние областей отверстий на бегущий плазмон должно стать заметным в случае, когда показатель преломления внутри структур отличается от единицы, т. е. когда в области отверстий субволновой структуры появляется подложка.

На рис. 3 приведены спектры показателя преломления для бегущего плазмона. Эти данные получаются из отношений фаз плазмонов, прошедших по исходному металлу и по субволновой структуре: $n_{\text{SPP}}(f) = 1 - \arg[E_{\text{SPP}}(f)/E_{\text{ref}}(f)] c / (2\pi L)$, где L — общая длина структуры, равная 21, 15 и 10 мм для образцов А, К, С соответственно. Данная формула является общеизвестной для вычисления показателя преломления в импульсной терагерцовой спектроскопии. Рассчитанная таким образом величина n_{SPP} как раз и характеризует искомое замедление плазмона (1), т. е. отношение скорости света (равной скоростям и бегущего плазмона, и свободной волны на исходной поверхности металла) к скорости плазмона, бегущего по образцу. На частотах ниже, чем $\omega_p^{\text{surface}}$ наблюдается увеличение значения n_{SPP} , т. е. искомое замедление бегущего плазмона.

В трёх аналогичных образцах с лавсановой подложкой, отличающихся от структуры А только одним из размеров и описанных в работе [25], влияние субволновой структуры на бегущий плазмон качественно проявилось таким же образом. При изменении периода d_x или d_y значение $\omega_p^{\text{surface}}$ практически не изменялось. Увеличение длины щели a_x от 150 до 240 мкм (что

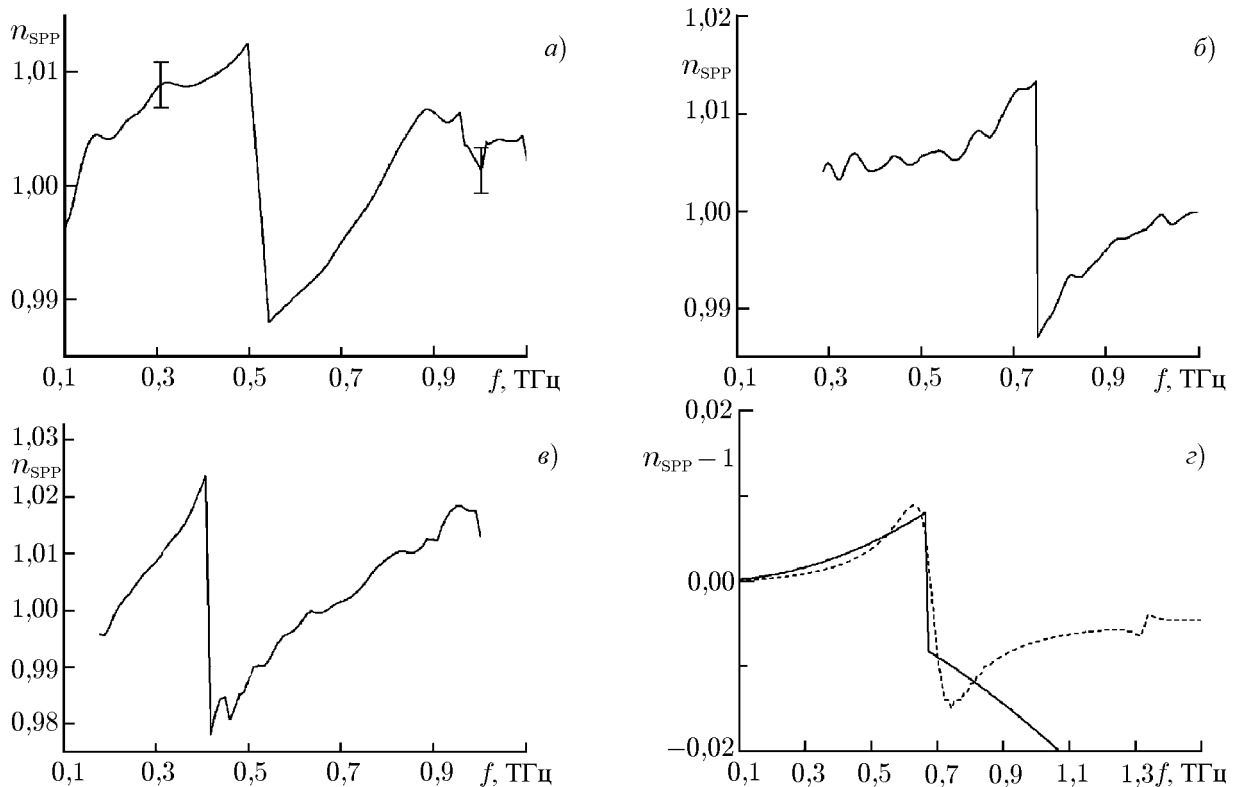


Рис. 3. Спектры показателя преломления бегущего плазмона. Панель (а) соответствует структуре А, панель (б) — структуре С с подложкой, панель (в) — структуре К, панель (г) — модельным спектрам показателя преломления для структуры С: сплошная линия — расчёт по формуле (6.10) из работы [3] (шкала увеличена в 100 раз), пунктирная линия — модель (3)–(5) для структуры С с подложкой при $h = 1$ мкм

соответствует последовательности структур $A \rightarrow K$) приводит к сдвигу спектра в низкие частоты: $\omega_p^{\text{surface},K}/(2\pi) = 0,41$ ТГц (см. рис. 3в). Анализ величины отношения $a_x^K/a_x^A = 1,3$, примерно равного отношению $\omega_p^{\text{surface},A}/\omega_p^{\text{surface},K} = 1,25$, подтверждает то, что основной причиной появления полученных спектральных особенностей является возбуждение локального плазмона, а не дифракция бегущего плазмона на периодической структуре. Для плёнок с толщиной 40 нм (структуры А, К), напылённых на подложку, оказалось, что $\omega_p^{\text{surface}} \approx \omega_p/\sqrt{2}$. Для структуры С из фольги с толщиной 10 мкм, прижатой к подложке, оказалось, что $\omega_p^{\text{surface}} \approx \omega_p$. Объяснение этого различия требует дальнейших исследований.

Толщина плёнки металла увеличилась на два порядка для образца С по сравнению с образцом А. Однако при этом отклонение показателя преломления плазмона от единицы осталось примерно таким же (рис. 3). Следовательно, толщина плёнки металла не является критическим параметром в данном случае. Применение модели (3)–(6) для анализа спектра пропускания излучения, проходящего сквозь образец С, приводит к следующим значениям: $\epsilon_\infty^{\text{eff}} \approx 600$, $\gamma_{LP}/(2\pi) = 0,5$ ТГц, $\omega_{LO,1}/(2\pi) = 0,5$ ТГц, $\beta_1 = 0,3$ ТГц, $h = 1$ мкм, см. (5). Остальные значения соответствуют табл. 1. Подставив модельную диэлектрическую проницаемость ϵ_m^{eff} (4) в (1), получим модельный спектр показателя преломления бегущего плазмона, показанный на рис. 3г. Очевидно, что наблюдается качественное соответствие спектров (данные для моделирования ϵ_m^{eff} получены из измеренных спектров пропускания свободной волны по нормали к поверхности на рис. 6а) и экспериментальных результатов для пропускания бегущего плазмона вдоль поверхности. Однако модель не объясняет, почему в отсутствие подложки влияния субволновой структуры на бегущий

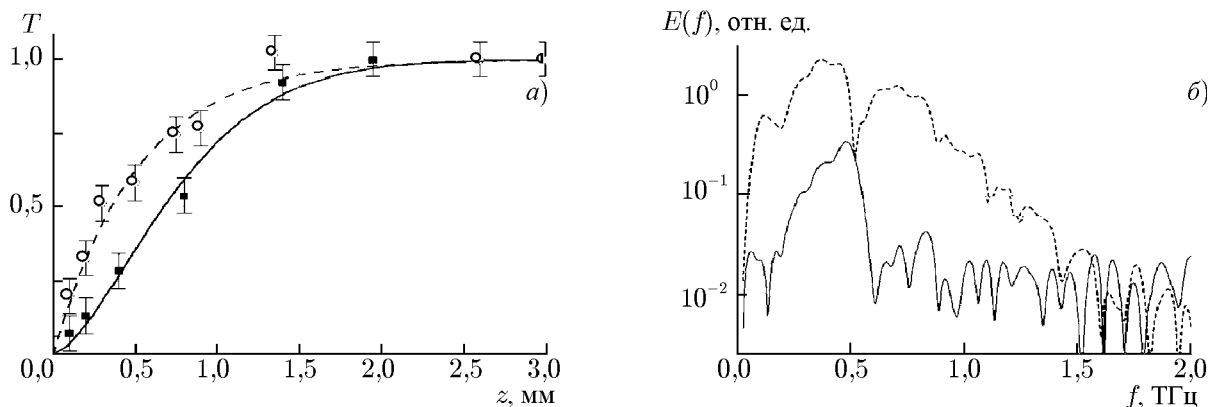


Рис. 4. Панель (а) — коэффициент пропускания плазмона на структуре А (кружки) и на свободной поверхности (квадраты) для частоты $f = 0,5$ ТГц; пунктир соответствует формуле $T(z) = 1 - \exp(-z/\delta_z)$ для случая структурированной поверхности, сплошная кривая — формуле $T(z) = 1 - \exp(-z^{1,5}/\delta_z^{1,5})$ для случая исходного металла. Панель (б) — исходные спектры прошедшего плазмона под узкой (сплошная линия) и широкой (штрихованная линия) щелью, ширина щели z равна 0,2 мм (сплошная линия) и 3 мм (пунктирная линия)

плазмон не наблюдается. Кроме того, модель не может описать пропускание толстых (с толщиной больше нескольких микрон) плёнок в области высоких частот, для которых она предсказывает значительно меньшее изменение n_{SPP} , чем для структур из плёнки с толщиной 40 нм.

Отметим, что замедление бегущего плазмона наблюдается в диапазоне частот от $\omega_p^{\text{surface}}/(2\pi)$ до нулевых (рис. 3г). Таким образом, мы наблюдаем широкополосное явление. Конечно, вблизи частоты $\omega_p^{\text{surface}}$ замедление бегущего плазмона наибольшее, как и следует из дисперсионного соотношения (1) при приближении к плазменной частоте. Измеренное уменьшение скорости бегущего плазмона составляет $n_{\text{SPP}} = c/v_{\text{SPP}} = 1 + 10^{-2}$ (рис. 3а) для частоты 0,5 ТГц. Оценка по формулам (1) и (4) даёт такой же порядок величины и приведена на рис. 3г.

Для измеренного замедления бегущего плазмона глубина локализации согласно (2) должна стать порядка $\delta_z = 0,5$ мм, что и было подтверждено экспериментально. Из набора спектров пропускания бегущего плазмона для различных значений z (т. е. ширины щели между металлом и экраном) можно восстановить распределение его поля вдоль направления z и оценить глубину локализации δ_z для определённой частоты. При этом, чтобы уменьшить влияние дифракционной расходимости для прошедшего излучения, экран находился максимально близко к детектору. До детектора доходит только часть поля плазмона, локализованная в пределах от 0 до z . Предполагая экспоненциальную зависимость поля плазмона $E(z)$ от координаты z , легко видеть, что измеренное пропускание должно подчиняться зависимости $T(z) = 1 - \exp(-z/\delta_z)$. Искомое распределение поля плазмона оценивается по формуле $E(z) \sim dT(z)/dz$, т. е. по производной от представленной на рис. 4а экспериментальной зависимости. Для случая субволновой структуры экспоненциальная форма хорошо описывает результаты измерений. Для случая исходного металла излучение является комбинацией свободной волны с гауссовым распределением поля и бегущего плазмона, экспериментальная зависимость $T(z)$ лучше описывается формулой $1 - \exp(-z^{1,5}/\delta_z^{1,5})$, являющейся промежуточной между гауссовым и экспоненциальным законами. Для всех трёх типов форм (от экспоненциальной до гауссовой) значение δ_z для исходного металла составило величину порядка 0,85 мм для спектральной компоненты с частотой 0,5 ТГц. При этих же условиях измерений для субволновой структуры $\delta_z = 0,51$ мм, как показано на рис. 4а. Детали такого метода измерений δ_z более подробно описаны, например, в работах [6, 8].

На рис. 4б представлены спектры прошедшего поля плазмона для двух предельных поло-

жений экрана, т. е. открытого и закрытого положений. Видно, что сильно локализованы только плазмоны на частотах незначительно ниже, чем $\omega_p^{\text{surface}}$, и только они проходят под экраном, расположенным на высоте $z = 0,2$ мм над поверхностью. В этом случае нет необходимости вычитать из сигнала вклад от свободной волны по формуле (7), т. к. последняя под экраном практически не проходит. Для открытого экрана ($z = 3$ мм) на детектор проходит бегущий плазмон на всех частотах, а также свободная волна. Качественно рис. 4б повторяет рис. 2б, но в нём отсутствует нормировка на опорный сигнал, видна аппаратная функция и динамический диапазон плазмонного спектрометра. Уровень шума для представленных измерений составляет 0,01 относительно максимального значения.

Напомним, что, используя справочные данные по диэлектрической проницаемости алюминия [14], для частоты 0,5 ТГц мы получим из (1) и (2) локализацию порядка $\delta_z = 2,6$ см, т. е. в десятки раз большую, чем экспериментальное значение. Одна из причин такого различия в том, что в нашем эксперименте бегущий плазмон проходил дистанцию всего в 5 см от точки запуска до места измерения и поэтому стационарного распределения поля в нём ещё не достигалось [4, 6], поскольку он был запущен из зазора под призмой с величиной всего $z_{\text{eff}} = 0,5$ мм. Кроме того, терагерцовый бегущий плазмон по мере распространения по гладкому металлу частично преобразуется в свободную волну [6, 8], и поэтому на более удалённом расстоянии от точки запуска локализация его поля становится слабее. Вследствие этого важно сравнивать локализацию бегущего плазмона на образце с его локализацией на гладком металле при одинаковых условиях.

5.2. Спектр свободной волны, прошедшей сквозь субволновую структуру

Для уточнения формы и ширины резонанса локализованного плазмона применим общепринятый метод, заключающийся в изучении пропускания свободной волны, распространяющейся по нормали к поверхности. При этом наблюдается известное явление — «необыкновенное» пропускание [1, 13, 22]. «Необыкновенным» оно называется потому, что относительная доля площади отверстий $a_x a_y / (d_x d_y) \approx 0,1$ значительно меньше, чем доля прошедшего через них света $T_{\text{max}} = 0,4 \div 0,8$. Поскольку субволновая структура является принципиально анизотропной средой, в разных конфигурациях измерений на пропускание будут влиять разные компоненты тензора эффективной диэлектрической проницаемости. На «необыкновенное» пропускание оказывает компонента $\epsilon_{m,x}$, на пропускание плазмона вдоль поверхности в основном влияет компонента $\epsilon_{m,z}$. При падении излучения на поверхность под углом, отличным от нормального, на спектр пропускания оказывают влияние обе компоненты тензора $\hat{\epsilon}_m$. Выясним, можно ли сопоставить диэлектрическую проницаемость для случая пропускания поперёк ($\epsilon_{m,x}$) с аналогичной величиной в случае распространения бегущего плазмона вдоль поверхности ($\epsilon_{m,z}$).

Для структуры *A* расчётные частоты локализованного и бегущего плазмонов приведены в табл. 1, измеренный спектр пропускания поперёк поверхности представлен на рис. 5б. Широкий максимум пропускания от 0,6 до 1 ТГц на рис. 5 определяется возбуждением локализованного плазмона и описывается с помощью ϵ_m^{eff} с эффективной плазменной частотой, равной частоте локализованного плазмона (3). Наличие подложки приводит к уменьшению значения ω_p^{eff} в $\sqrt{\epsilon_d}$ раз.

Провал на частоте 0,75 ТГц (см. рис. 5) с шириной 0,1 ТГц описывается вторым слагаемым в формуле (4): его частота изменяется с изменением периода d_x и при наклоне структуры *A* в плоскости xz [25] согласно (6). Мы считаем, что он обусловлен волноводно-плазменной модой в подложке, близкой по скорости распространения к бегущему плазмону. Эксперименты и численный анализ показали, что частота этого провала уменьшается при увеличении толщины подложки. Механизм возбуждения моды на частоте 0,75 ТГц, как и у бегущего плазмона, дифракционный.

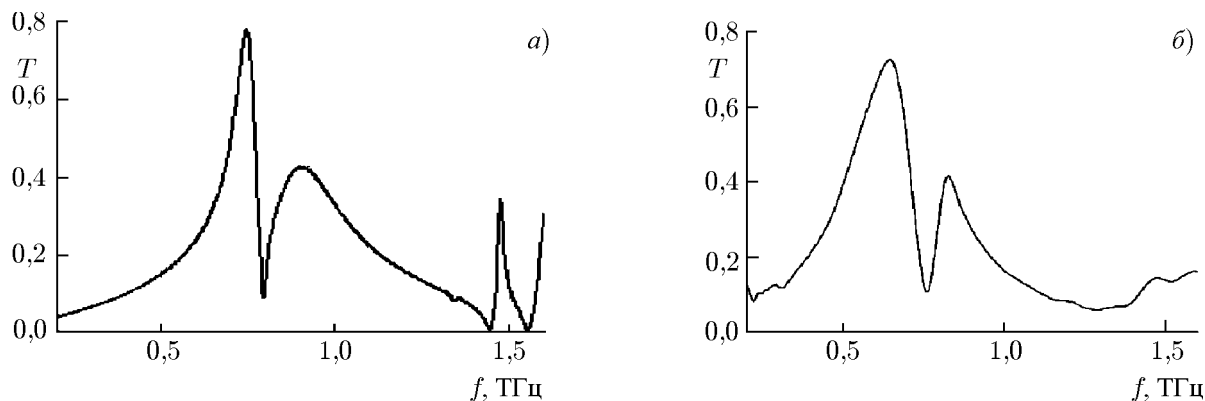


Рис. 5. Спектры пропускания свободной волны сквозь структуру A , $T(f) = |E_{\text{sample}}(f)/E_{\text{ref}}(f)|$: панель (а) — численный анализ, панель (б) — эксперимент

Но, в отличие от случая бегущего плазмона, эта мода распространяется в направлении x , т. е. поперёк направления поляризации возбуждающего излучения. Хотя данная мода, как и бегущий плазмон, усиливает необыкновенное пропускание согласно (4), но не оказывает заметного влияния на бегущий плазмон, распространяющийся вдоль направления y , т. е. не должна сказываться на экспериментах по распространению бегущего плазмона вдоль поверхности.

Для субволновых структур без подложки ($A \rightarrow C$) максимумы спектров пропускания, как и частота локализованного плазмона (1 ТГц), сдвигаются в область высоких частот (рис. 6а), что согласуется с формулой (3). Здесь амплитуда пропускания $T_{\text{max}} = 0,45$ не такая большая, поскольку ни одна из мод бегущего плазмона не попадает в область спектра локализованного плазмона. Частота последнего из эксперимента и численного анализа есть $\omega_p^{\text{eff}}/(2\pi) = 0,97$ ТГц, что немного ниже значения 1,03 ТГц, которое следует из (3) (рис. 6). Поскольку частоты спектра бегущего плазмона не попадают в область спектра локализованного плазмона ($f_{\text{SPP},1} = 2$ ТГц), в спектре пропускания соответствующий резонанс на частоте 2 ТГц проявляется слабо (рис. 6б, в). Более того, субволновая структура не должна поддерживать распространение бегущего плазмона на частотах выше $\omega_p^{\text{surface}}$, поскольку в этом случае эффективная диэлектрическая проницаемость становится положительной и структурированный слой должен вести себя как диэлектрик.

Пример описания моделью (3)–(6) спектра пропускания структуры C приведён на рис. 6б. Чтобы наблюдать возбуждение бегущего плазмона на структуре C , её необходимо наклонить на угол $\theta = 60^\circ$ согласно (6). Частота бегущего плазмона при этом уменьшается от 2 до 1,07 ТГц. В результате пересечения спектральных областей бегущего и локализованного плазмонов существенно усиливается пропускание (рис. 6а). Такое усиление пропускания при интерференции локализованного и бегущего плазмонов как раз и приводит к известному «необыкновенному» пропусканию. По положению минимума в спектре пропускания из (6) мы оценили скорость бегущего плазмона для нескольких частот вблизи эффективной плазменной частоты. Она оказалась равной скорости света в пределах ошибки измерений в 3 %. Пересчитанный показатель преломления для бегущего плазмона, распространяющегося вдоль структуры C с подложкой, построен на рис. 3г. Из него видно, что показатель преломления превышает значение $n_{\text{SPP}} = 1$ на величину порядка 1 %.

Для дополнительной проверки экспериментального и модельного исследований был также проведён численный анализ спектра пропускания. В расчёте использовалось прямоугольное отверстие с площадью $a_x \times a_y$, периодическое повторение элементарной ячейки субволновой структуры с размерами $d_x \times d_y$, реальные толщины плёнки алюминия и подложки. Соответствие результатов численного анализа и эксперимента на рис. 5 и 6 свидетельствует о достоверности

обоих методов. Также видно, что результаты расчёта лучше совпадают с результатами эксперимента, чем эмпирическая модель (3)–(6). Как эксперименты на дополнительных образцах, так и численный анализ показали, что для эффективного возбуждения локализованного плазмона (для чётко выраженного резонанса в зависимости коэффициента пропускания от частоты) отверстия должны иметь вытянутую форму, т. е. необходимо, чтобы $a_x/a_y = 3 \div 8$, что согласуется с данными [13].

Определяющим процессом как для необыкновенного пропускания, так и для замедления плазмона, распространяющегося вдоль субволновой структуры, является возбуждение локализованного плазмона. Взаимодействие последнего с падающей волной происходит только в случае, когда и волновой вектор \mathbf{k} , и направление поляризации \mathbf{E} падающего излучения перпендикулярны направлению x . Для свободной волны это случай, когда $\mathbf{k} = k_z \mathbf{z}^0$ и $\mathbf{E} = E_y \mathbf{y}^0$, для бегущего плазмона это случай, когда $\mathbf{k} = k_y \mathbf{y}^0$ и $\mathbf{E} = E_z \mathbf{z}^0$. Рассмотрим распределение поля локализованного плазмона вблизи отверстия с помощью численного анализа. Из данных на рис. 7 следует, что локализованный плазмон возбуждается фактически на отрезке прямой на стороне a_x . Если считать, что размер a_y мал по сравнению с длиной волны, то как свободная волна, так и бегущий плазмон могут примерно одинаково взаимодействовать с локализованным плазмоном, что подтверждается экспериментом. Тогда для случая тонких плёнок можно считать ϵ_m^{eff} одинаковой в плоскости yz и описывать пропускание вдоль и пропускание поперёк поверхности с помощью одной и той же эффективной диэлектрической проницаемости (т. е. считать, что $\epsilon_{m,x} \approx \epsilon_{m,z}$). Качественное соответствие модельных и экспериментальных спектров для случая пропускания вдоль структуры C подтверждает это предположение.

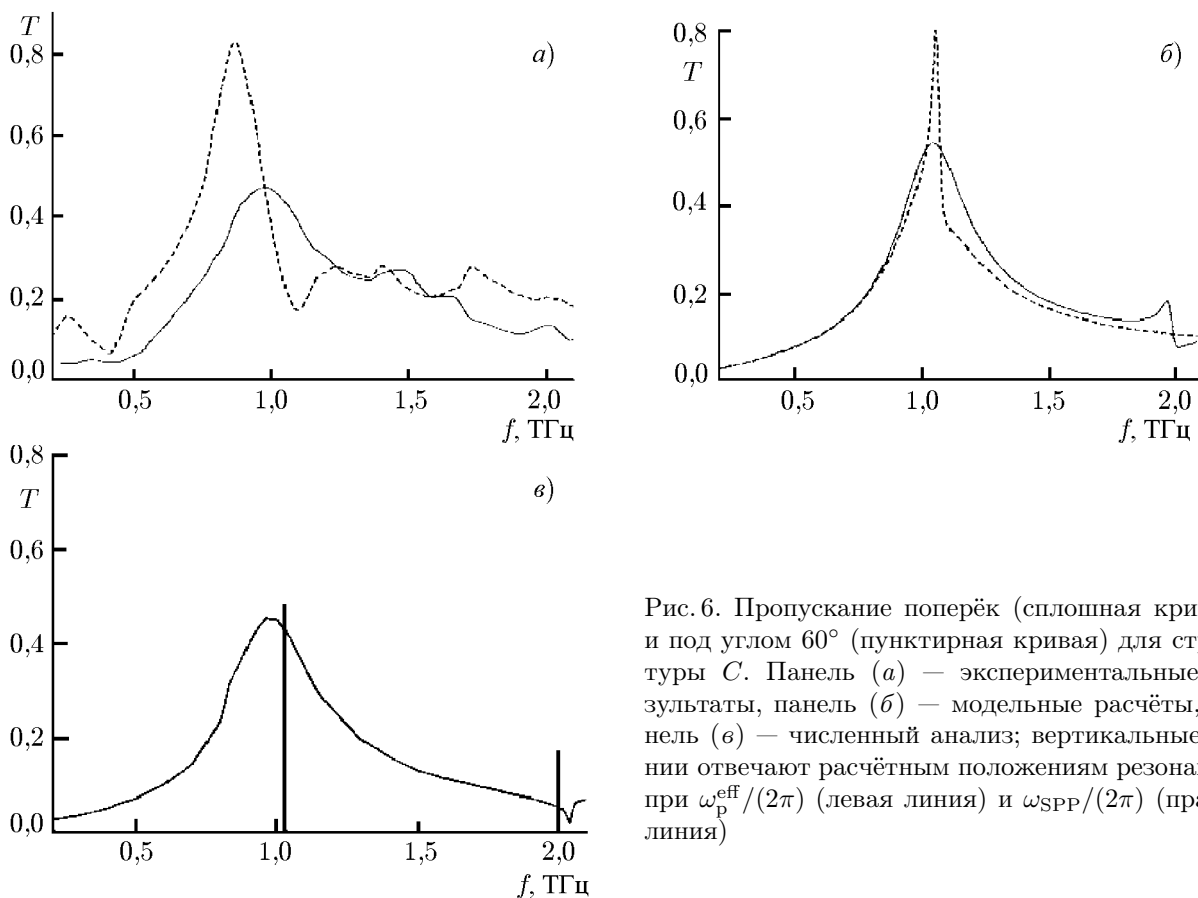


Рис. 6. Пропускание поперёк (сплошная кривая) и под углом 60° (пунктирная кривая) для структуры C . Панель (а) — экспериментальные результаты, панель (б) — модельные расчёты, панель (в) — численный анализ; вертикальные линии отвечают расчётным положениям резонансов при $\omega_p^{\text{eff}}/(2\pi)$ (левая линия) и $\omega_{\text{SPP}}/(2\pi)$ (правая линия)

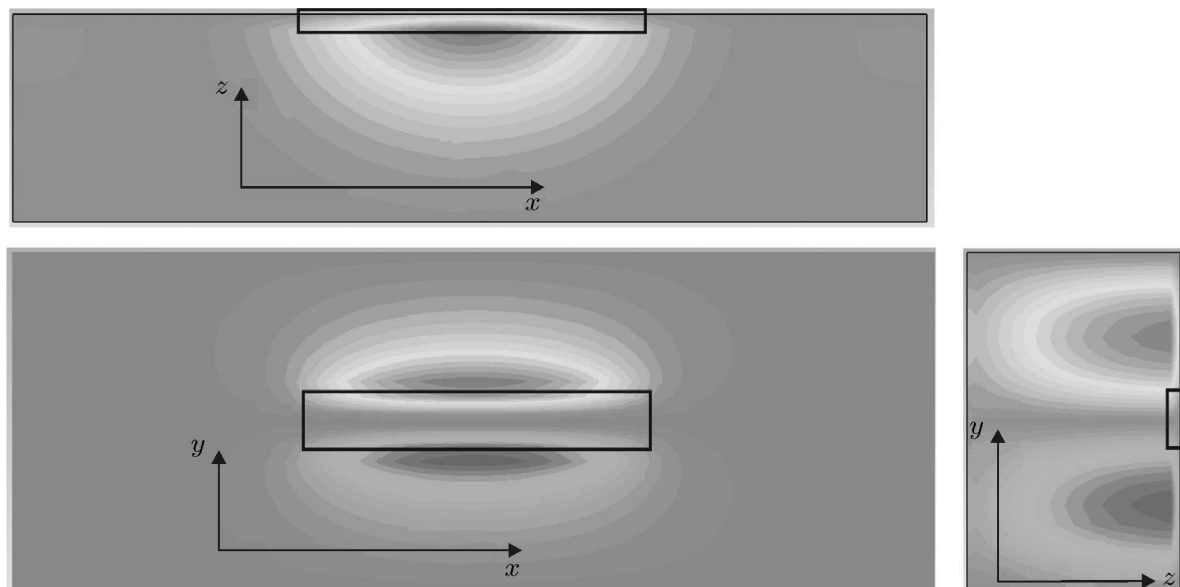


Рис. 7. Распределение поля локализованного плазмона при освещении широкополосным коротким терагерцовым импульсом структуры A нормально к поверхности согласно результатам численного анализа. Для $z > 0$ (область воздуха) поле не отображено. Толщина плёнки металла много меньше толщины подложки, равной 95 мкм, и плёнка ($z = 0 \div 40$ нм) в масштабах рисунка не отображается

Расстояния, на которые поле локализованного плазмона выходит за пределы отверстия, составляют величину порядка $r_f = 30$ мкм (см. рис. 7). Отсюда можно оценить размеры субволновой структуры, наиболее эффективно замедляющей бегущий плазмон на частоте f : $a_x/a_y \approx 4$, $d_x = a_x + r_f$, $d_y = a_y + r_f$ и $a_x = \pi c/f$. В ней, согласно (3), происходит уменьшение величины $\varepsilon_\infty^{\text{eff}}$ и, согласно (1) и (4), увеличение результирующего преломления плазмона. В таких образцах с уменьшенными периодами d_x и d_y можно будет ожидать ещё более эффективной локализации бегущего плазмона.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены экспериментальные исследования процесса распространения терагерцовых поверхностных волн вдоль тонкой плёнки металла с отверстиями субволнового размера, находящейся на подложке. Приводятся также результаты эксперимента и численного анализа пропускания свободной волны нормально к поверхности этих плёнок.

Обнаружено, что в тонких плёнках субволновых структур возможно уменьшение скорости поверхностного терагерцового бегущего плазмона, распространяющегося по плёнке, на $1 \div 2$ % и повышение его пространственной локализации на поверхности в $1,5 \div 2$ раза на частотах ниже эффективной плазменной частоты. Наиболее значимым параметром субволновых структур является продольный размер отверстий a_x . Замедление бегущего плазмона и повышение его локализации наблюдалось только для субволновых структур на диэлектрической подложке. Эффективная диэлектрическая проницаемость тонкого слоя структурированного металла в направлениях z и y по порядку величины одинаковая и качественно описывается рассмотренной эмпирической моделью.

Рассмотренные в данной работе субволновые структуры и технологии их изготовления представляют интерес для применения в перспективных электронных или оптоэлектронных устройствах. Послойная сборка субволновых структур позволяет получить метаматериалы для терагер-

цового спектрального диапазона. Кроме того, субволновые структуры могут быть интегрированы в многослойные жёсткие, гибкие, конформные и другие печатные платы, придавая им новые функциональные возможности.

Авторы выражают благодарность проф. И.Ю. Денисюку за изготовление и предоставление части образцов. Результаты, опубликованные в настоящей статье, получены при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках выполнения договора 13G25.31.0098 по постановлению № 218 Правительства РФ, а также при поддержке РФФИ (гранты 11–02–01470-а, 11–02–12163-офи_м и 12–02–12040-офи_м).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ebbesen T. W., Lezec J., Ghaemi H. F., et al. // *Nature*. 1998. V. 391. P. 667.
2. *Surface Polaritons* / Ed. by V.M. Agranovich, D.L. Mills. Amsterdam, 1982. P. 30.
3. Maier S. A. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. Springer Science+Business Media LLC, 2007. P. 89.
4. Nazarov M., Coutaz J.-L. // *J. Infrared Millimeter and THz Waves*. 2011. V. 31. P. 543.
5. Zhu W., Agrawal A., Nahata A. // *Opt. Express*. 2008. V. 16. P. 6216.
6. Nazarov M., Coutaz J.-L., Shkurinov A., Garet F. // *Opt. Communications*. 2007. V. 277. P. 33.
7. Gong M., Jeon T.-I., Grischkowsky D. // *Opt. Express*. 2009. V. 17. P. 17088.
8. Nazarov M. M., Shkurinov A. P., Ryabov A. Y., Bezus E. A. // *IRMMW-THz2010: Technical Digest on CD*. 2010. Art. no. We-P.47.
9. Williams C. R., Andrews S. R., Maier S. A., et al. // *Nature Photonics*. 2008. V. 2. P. 175.
10. Pendry J. B., Martin-Moreno L., Garcia-Vidal F. J. // *Science*. 2004. V. 305. P. 847.
11. Mary A., Rodrigo S. G., Garcia-Vidal F. J., Martin-Moreno L. // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 101. Art. no. 103902.
12. Qu D., Grischkowsky D., Zhang W. // *Opt. Lett.* 2004. V. 29. P. 896.
13. Azad A. K., Chen H.-T., Taylor A. J., O'Hara J. F. // *Proc. SPIE*. 2009. V. 7214. Art. no. 72140Z_1-14.
14. Ordal M. A., Long L. L., Bell R. J., et al. // *Appl. Optics*. 1983. V. 22. P. 1099.
15. Gerasimov V. V., Knyazev B. A., Nikitin A. K., Zhizhin G. N. // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 98. Art. no. 171912.
16. Nazarov M., Garet F., Armand D., et al. // *Comptes Rendus Physique*. 2008. V. 9. P. 232.
17. Minowa Y., Fujii T., Nagai M., et al. // *Opt. Express*. 2008. V. 16. P. 4785.
18. Garcia-Vidal F. J., Martin-Moreno L., Pendry J. B. // *J. Opt. A: Pure Appl. Optics*. 2005. V. 7. P. S97.
19. Zhan F., Qiaoqiang F., Yujie J. D., Bartoli F. J. // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2008. V. 14. P. 486.
20. Hendry E., Hibbins A. P., Sambles J. R. // *Phys. Rev. B*. 2008. V. 78. Art. no. 235426.
21. Porterfield D. W., Hesler J. L., Densing R., et al. // *Appl. Optics*. 1992. V. 33. P. 6052.
22. Agrawal A., Vardeny Z. V., Nahata A. // *Opt. Express*. 2008. V. 16. P. 9601.
23. Masson J.-B., Podzorov A., Gallot G. // *Opt. Express*. 2009. V. 17. P. 15280.
24. Lee J. W., Seo M. A., Kang D. H., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99. Art. no. 137401.
25. Nazarov M. M., Ryabov A. Yu., Shkurinov A. P., et al. // *J. Opt. Technology*. 2012. V. 79. P. 251.
26. Назаров М. М., Рябов А. Ю., Ангелуц А. А. // *Изв. вузов. Физика*. 2012. Т. 55, № 8/3. С. 11.
27. Борн М., Вольф Ф. *Основы оптики*. М.: Наука, 1976. 583 с.
28. Алексеев А. // *Печатный монтаж*. 2010. Т. 2. С. 14.

29. Мухин В. И., Ходан А. Н., Назаров М. М., Шкуринов А. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 2011. Т. 54. С. 656.
30. Назаров М. М., Шкуринов А. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52. С. 595.
31. Nazarov M. M., Bezus E. A., Shkurinov A. P. // Laser Physics. 2013 (in press).

Поступила в редакцию 27 июля 2012 г.; принята в печать 5 ноября 2012 г.

SURFACE PLASMON PROPAGATION ON A FILM WITH SUBWAVELENGTH HOLES IN THE TERAHERTZ FREQUENCY RANGE

A. A. Angeluts, M. M. Nazarov, A. Yu. Ryabov, D. V. Pebalk, and A. P. Shkurinov

We experimentally study the propagation of surface plasmons on a metal foil containing subwavelength structures in the terahertz frequency range. Additional measurements of the transmission spectra through the same structures allowed us to determine the effective dielectric function of the structured layer for two directions of wave propagation, along and across the film surface. It was shown for the first time that even a thin two-dimensional film of metal with holes may reduce the surface plasmon velocity and enhance the spatial localization of the plasmon field at the surface.