

Дифракция плазмонов дальнего ИК диапазона на поверхностной акустической волне

И.М. Сопко,* Г.А. Князев†

Физический факультет Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова,
 физический факультет, кафедра фотоники и физики микроволн
 Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

Рассматривается возможность увеличения эффективности акустооптического взаимодействия в дальнем ИК диапазоне на длине волны 10,6 мкм за счет применения поверхностных плазмон-поляритонов. Исследуется влияние оптических свойств используемых материалов на эффективность акустоплазмонного взаимодействия.

PACS: 78.20.Nr, 42.70.Km, 42.79.Jq. УДК: 535.421.
 Ключевые слова: плазмоника, акустооптика, дальний ИК диапазон.

Акустооптические устройства находят обширное применение при решении различных задач в науке и технике, например в оптике, оптоэлектронике, спектроскопии, оптической обработке информации и лазерной технике [1]. Одной из главных проблем акустооптических устройств, при переходе к дальнему ИК диапазону, является проблема повышения эффективности акустооптического взаимодействия [2, 3]. В данной работе рассматривается возможность увеличения эффективности акустооптического взаимодействия на длине волны 10,6 мкм за счет применения поверхностных плазмон-поляритонов. Следует отметить, что в последнее время проявляется большой интерес к взаимодействию плазмон-поляритонов с ультразвуком [4–9], однако вопрос о создании акустоплазмонных устройств управления оптическим излучением подробно не рассматривался. Известно, что акустооптическое качество материала, параметр характеризующий эффективность дифракции, выражается формулой [1].

$$M = \frac{n^6 p_M^2}{\rho \nu^3}, \quad (1)$$

где n — показатель преломления среды, p_s — эффективная фотоупругая постоянная, ρ — плотность, ν — скорость звука в материале.

Как видно из формулы (1), увеличение эффективности акустооптического взаимодействия возможно с помощью увеличения показателя преломления, что эквивалентно увеличению волнового числа. Так как волновое число поверхностного плазмон-поляритона больше волнового числа объемной волны [4, 10], эффективность акустооптического взаимодействия должна повыситься.

Поверхностная электромагнитная волна на границе металл-диэлектрик может иметь только ТМ-поляризацию [10]. Пусть диэлектрик (материал с индексом 1) расположен в верхней полуплоскости ($z >$

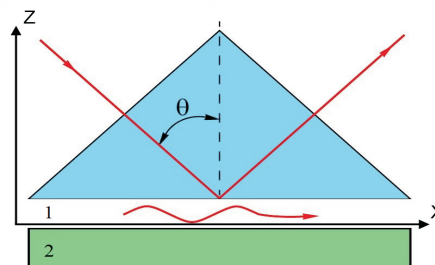


Рис. 1: Возбуждение поверхностного плазмон-поляритона методом Отто

0), металл (материал с индексом 2) расположен в нижней полуплоскости ($z < 0$), а объемная электромагнитная волна распространяется в плоскости $y = 0$. Для возбуждения плазмон-поляритона на малом расстоянии от металла располагается призма, имеющая большую диэлектрическую проницаемость по сравнению с материалом 1 (см. рис. 1).

Из условий непрерывности компонент электромагнитного поля H_y и $\epsilon_i E_z$ на границе раздела, получаются явные выражения для коэффициентов локализации и волнового числа поверхностного плазмон-поляритона [10]:

$$k_{spp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} \quad (2)$$

$$\gamma_{1,2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{-\epsilon_{1,2}^2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} \quad (3)$$

Для возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов дальнего инфракрасного диапазона в относительно широкой полосе частот наиболее удобно использовать метод Отто [10]. Поэтому в качестве диэлектрика при проведении расчетов был выбран воздух $\epsilon_1 = 1$, а металл рассматривался как материал с действительной и мнимой частью показателя преломления соответственно равной n и k порядка нескольких десятков $\epsilon_2 = \epsilon_2' + i\epsilon_2'' = (n + ik)^2$.

*E-mail: sopko.ivan@physics.msu.ru

†E-mail: g_knyazev@mail.ru

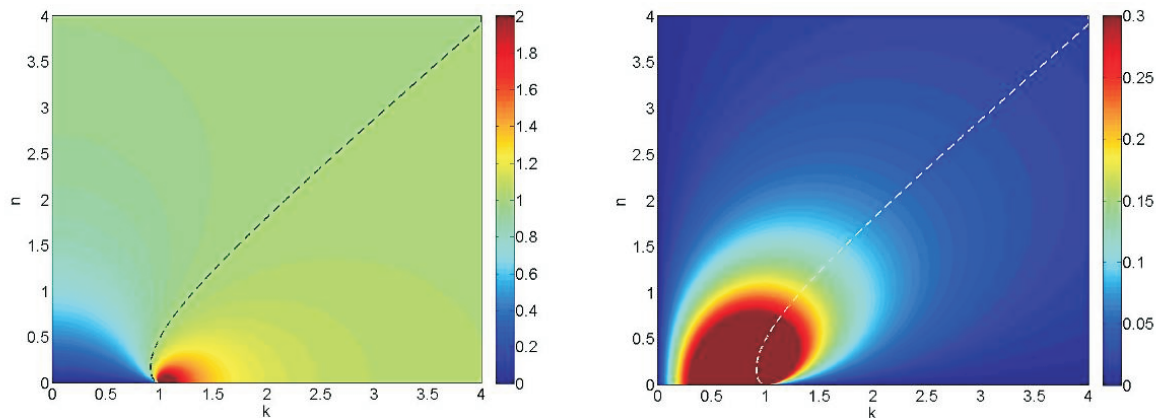


Рис. 2: Зависимость реальной (слева) и мнимой (справа) частей величины k_{spp} / k_0 от n и k металла

Возможность существования поверхностного плазмон-поляритона определяется условием $Re\{k_{spp}/k_0\} > 1$, а его затухание мнимой частью k_{spp} .

На рис. 2 представлены распределения действительной и мнимой части k_{spp}/k_0 в зависимости от n и k . Пунктирной линией обозначено множество точек, где выполнено условие $Re\{k_{spp}/k_0\} = 1$. Область значений n и k , где возможно распространение поверхностного плазмон-поляритона, расположена справа от этой пунктирной линии.

В этой области находятся почти все металлы, а также некоторые полупроводники. В таб.1 представлены результаты расчетов параметров поверхностного плазмон-поляритона для различных материалов на длине волны 10,6 мкм: длина волны поверхностного плазмон-поляритона, длина пробега и глубины локализации в обеих средах. Несмотря на то, что для карбида кремния ($n = 0,06$; $k = 1,21$) выполняется условие существования поверхностных плазмонных волн, данный материал не подходит для исследуемой задачи, так как затухание поверхностного плазмон-поляритона в нем слишком велико. Металлы в дальнем ИК ($\lambda = 10,6$ мкм) диапазоне имеют n и k порядка нескольких десятков, из-за чего волновое число поверхностного плазмон-поляритона отличается от волнового числа свободной электромагнитной волны на величину порядка 0,01% следовательно, выбор металла следует проводить исходя из величины длины пробега плазмона, обратно пропорциональной мнимой части k_{spp} . Длина пробега поверхностного плазмон-поляритона при этом имеет порядок сантиметров.

Таким образом, для применений в дальнем ИК диапазоне интерес представляют такие материалы как алюминий и осмий. Однако, исходя из анализа акустических свойств металлов [11], был выбран алюминий ($n = 25,3$; $k = 90$).

Для анализа процессов, происходящих при взаимодействии объемной оптической волны, поверхностного плазмон-поляритона и поверхностной акустической волны было проведено численное моделирование. При

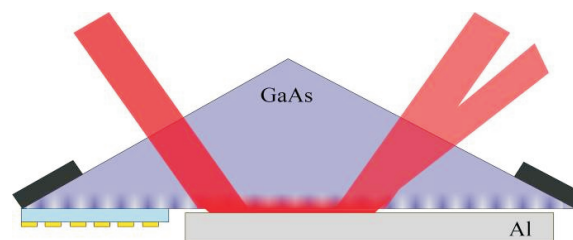


Рис. 3: Схема эксперимента

проведении моделирования считалось, что возбуждение поверхностного плазмон-поляритона производится методом Отто, с помощью призмы из арсенида галлия GaAs ($n = 3,27$; $k \ll n$). На рис. 3 представлена схема численного эксперимента: поверхностная акустическая волна распространялась вдоль нижней грани призмы. Объемная оптическая волна, падающая на грань призмы возбуждала плазмон-поляритон, поле которого было преимущественно сосредоточено в зазоре между призмой и металлом, а также частично проникло в призму, где происходило взаимодействие с акустической волной. При распространении плазмона в зазоре между призмой происходило постепенное преобразование плазмонной волны в объемную, поэтому на выходе из призмы наблюдались пучки соответствующие 0 и -1 порядкам дифракции. К нулевому порядку добавлялось также излучение объемной волны, отраженное от грани призмы.

Угол падения θ , необходимый для возбуждения поверхностного плазмон-поляритона, определяется из равенства проекции волнового вектора волны в призме на поверхность металла и волнового числа поверхностного плазмон-поляритона.

$$\theta = \arcsin\left(\frac{1}{n} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}\right) = 17,8096^\circ \quad (4)$$

Так как волновое число поверхностного плазмон-поляритона близко к волновому числу свободной вол-

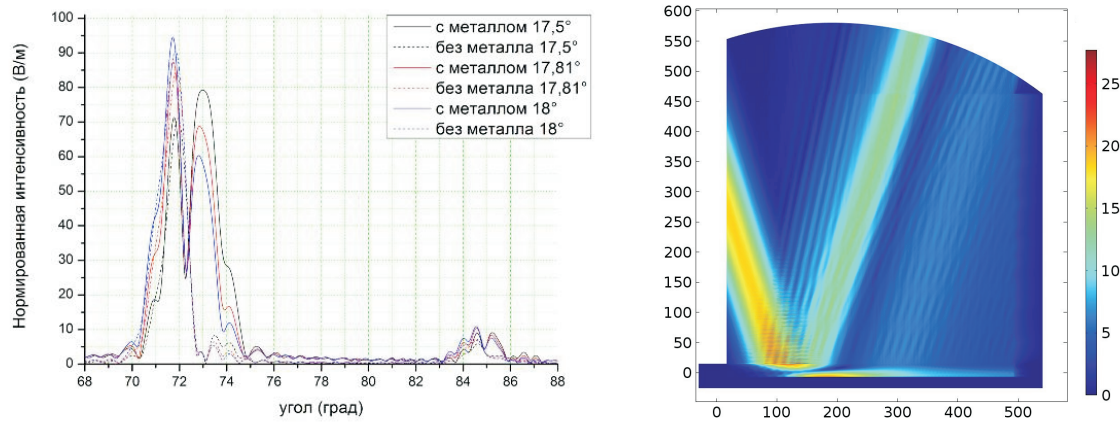


Рис. 4: Распределение углового спектра отраженного и дифрагировавшего пучков в дальней зоне (слева) и пространственное распределение интенсивности оптического излучения в присутствии металла при угле падения $17,81^\circ$ (справа)

Таблица I: Расчет параметров поверхностного плазмон-поляритона

Материал	Глубина локализации в воздухе, см	Глубина локализации в металле, см	Длина волны, см	Длина пробега, см
Ag	$9,59 \cdot 10^{-3}$	$3,14 \cdot 10^{-6}$	$1,059846 \cdot 10^{-3}$	14,1333
Au	$9,69 \cdot 10^{-3}$	$3,08 \cdot 10^{-6}$	$1,059847 \cdot 10^{-3}$	15,5882
Cu	$8,43 \cdot 10^{-3}$	$3,55 \cdot 10^{-6}$	$1,059799 \cdot 10^{-3}$	11,6483
Al	$1,65 \cdot 10^{-2}$	$1,86 \cdot 10^{-6}$	$1,059949 \cdot 10^{-3}$	35,3333
Os	$8,52 \cdot 10^{-3}$	$3,36 \cdot 10^{-6}$	$1,059794 \cdot 10^{-3}$	33,3333
Pd	$7,65 \cdot 10^{-3}$	$3,74 \cdot 10^{-6}$	$1,059744 \cdot 10^{-3}$	27,3196
SiC	$1,18 \cdot 10^{-4}$	$7,99 \cdot 10^{-5}$	$6,109105 \cdot 10^{-4}$	0,00596

ны, угол возбуждения близок к углу полного внутреннего отражения ($17,8069^\circ$). В реальной ситуации это может привести к тому, что часть углового спектра пучка может проникать в зазор между призмой и металлом.

Было проведено численное моделирование дифракции на ультразвуке объемной волны и поверхностного плазмон-поляритона. На рис. 4 представлено рассчитанное распределение углового спектра дифракции при углах падения вблизи плазмонного резонанса как в присутствии (сплошные кривые), так и в отсутствии

(штриховые кривые) металла, а также распределение интенсивности в присутствии металла при угле падения $17,81^\circ$.

Как видно из графика амплитуда поля в присутствии металла больше амплитуды в отсутствие металла. Таким образом в работе показано, что применение акустоплазмонного взаимодействия приводит к повышению эффективности дифракции.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 14-02-01012-а, 12-02-01119-а, 14-02-90050-Бел_а).

[1] Балакиши В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. (М.: Радио и связь, 1985).
 [2] Gupta N. et al. J. Opt. No 13. P. 055702. (2011).
 [3] Gupta N. et al. J. Opt. No 14. P. 035502. (2012).
 [4] Friedt J.-M et al. J. Appl. Phys. **95**. P. 1677. (2004).
 [5] Berstermann T. et al. Phys. Rev. B. **81**. P. 085316. (2010).
 [6] Gerard D. et al. Phys. Rev. B. **76**. P. 235427. (2007).
 [7] Sun X., Shiokawa S., Matsui Y. J. Appl. Phys. **69**. P. 362. (1991).

[8] Ruppert C. et al. Phys. Rev. B. **82**. P. 081416. (2010).
 [9] Kor S.K., Tandon U.S., Rai G. Phys. Rev. B. **6**. P. 2195. (1972).
 [10] Brüggemann C., et al. Phys. Rev. B. **86**. P. 121401. (2012).
 [11] Майер С.А. Плазмоника: теория и приложения. (М.–Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2011).

Far infrared surface plasmons diffraction by surface acoustic waves**I. M. Sopko^a, G. A. Knyazev^b***Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia**E-mail : ^asopko.ivan@physics.msu.ru, ^bg_knyazev@mail.ru*

This paper presents a new approach to increase efficiency of acousto-optic interaction in far infrared at 10.6 micron wavelength due to surface plasmon resonance. Relation between optical properties of materials and efficiency of acousto-plasmon interaction was analyzed.

PACS: 78.20.Nr, 42.70.Km, 42.79.Jq.

Keywords: plasmonics, acousto-optics, far infrared.

Сведения об авторах

1. Сопко Иван Миклошович — студент; тел.: (495)9392898, e-mail: sopko.ivan@physics.msu.ru.
2. Князев Григорий Алексеевич — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495)9391134, e-mail: g_knyazev@mail.ru.