

## Оптический модулятор на основе акустоплазмонного взаимодействия

И. М. Сопко,\* Г. А. Князев†

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, кафедра фотоники и физики микроволн  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2*

Рассматривается вопрос создания модулятора дальнего ИК-излучения за счет применения акустоплазмонного взаимодействия. Проведено моделирование взаимодействия оптического излучения с поверхностной акустической волной и поверхностным плазмон-поляритоном.

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]. Большинство акустооптических приборов рассчитаны на работу в видимом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне, однако существуют акустооптические приборы, работающие в дальнем ИК-диапазоне [2]. Одной из главных проблем акустооптических устройств, при переходе к дальнему ИК-диапазону, является проблема повышения эффективности акустооптического взаимодействия. 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 [3–5], однако вопрос о создании акустоплазмонных устройств управления оптическим излучением подробно не рассматривался.

Данная работа посвящена вопросу повышения эффективности акустооптического взаимодействия в дальнем ИК-диапазоне за счет применения акустоплазмонного взаимодействия. Поверхностный плазмон-поляритон возбуждается на границе металл-воздух призмным методом в геометрии Отто, а на поверхности призмы возбуждается поверхностная акустическая волна. Так как поверхностный плазмон-поляритон сильно локализован вблизи границы раздела, то его эффективность взаимодействия с поверхностной акустической волной должна повыситься.

Известно, что акустооптическое качество материала, параметр характеризующий эффективность дифракции, выражается формулой [1].

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

где  $n$  — показатель преломления среды,  $p_3$  — эффек-

тивная фотоупругая постоянная,  $\rho$  — плотность,  $v$  — 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, эффективность акустооптического взаимодействия должна повыситься. Поверхностная электромагнитная волна на границе металл-диэлектрик может иметь только ТМ-поляризацию [6].

Для возбуждения акустической волны в кристалле или поверхностной волны на границе раздела кристалл-воздух проще всего использовать встречно-штыревой преобразователь, нанесенный на пьезоэлектрическую подложку [1,7]. Для этого широко используется ниобат лития ( $\text{LiNbO}_3$ ), который непрозрачен в дальнем ИК-диапазоне. Однако некоторые полупроводниковые материалы, прозрачные для инфракрасного излучения, также обладают пьезоэффектом [8].

У арсенида галлия со структурой  $43m$  пьезоэлектрический тензор будет иметь вид:

$$e_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & e_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & e_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & e_{14} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где  $e_{14} = 0.16$  Кл/м<sup>2</sup> [8].

Интересно отметить, что, как следует из формулы (2), при возбуждении поверхностной акустической волны на кристалле арсенида галлия от направления среза кристалла и ориентации встречно-штыревого преобразователя будет зависеть только скорость распространения.

Для возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов дальнего инфракрасного диапазона в относительно широкой полосе частот наиболее удобно использовать метод Отто, с помощью призмы из арсенида галлия GaAs ( $n = 3.27$ ;  $k \ll n$ ). 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. Возможность существования

\*E-mail: [sopko.ivan@physics.msu.ru](mailto:sopko.ivan@physics.msu.ru)†E-mail: [g\\_knyazev@mail.ru](mailto:g_knyazev@mail.ru)

Таблица I: Параметры поверхностных плазмон-поляритонов

Материал	Глубина локализации		Длина волны, см	Длина пробега, см
	в воздухе, см	в металле, см		
Ag	$9.59 \times 10^{-3}$	$3.14 \times 10^{-6}$	$1.059846 \times 10^{-3}$	14.1333
Au	$9.69 \times 10^{-3}$	$3.08 \times 10^{-6}$	$1.059847 \times 10^{-3}$	15.5882
Cu	$8.43 \times 10^{-3}$	$3.55 \times 10^{-6}$	$1.059799 \times 10^{-3}$	11.6483
Al	$1.65 \times 10^{-2}$	$1.86 \times 10^{-6}$	$1.059949 \times 10^{-3}$	35.3333
Os	$8.52 \times 10^{-3}$	$3.36 \times 10^{-6}$	$1.059794 \times 10^{-3}$	33.3333
Pd	$7.65 \times 10^{-3}$	$3.74 \times 10^{-6}$	$1.059744 \times 10^{-3}$	27.3196

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

В этой области находятся почти все металлы, а также некоторые полупроводники. В табл. I 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 существование поверхностных плазмонных волн, данный материал не подходит для исследуемой задачи, так как затухание поверхностного плазмон-поляритона в нем слишком велико. Металлы в дальнем ИК-диапазоне ( $\lambda = 10.6$  мкм) 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, исходя из анализа акустических свойств металлов [7], был выбран алюминий ( $n = 25.3$ ;  $k = 90$ ).

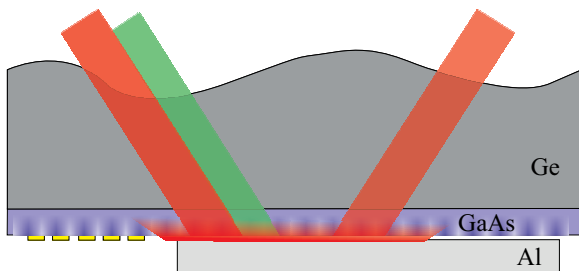


Рис. 1: Схема эксперимента.

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

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. 1 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 проникало 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  $\theta$ , необходимый для возбуждения поверхностного плазмон-поляритона, определяется из равенства проекции волнового вектора волны в призме на поверхность металла и волнового числа поверхностного плазмон-поляритона.

$$\theta = \arcsin\left(\frac{1}{n} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}\right) = 17,8096^\circ. \quad (3)$$

Так как волновое число поверхностного плазмон-поляритона близко к волновому числу свободной волны, 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.

В предложенной конструкции модулятора, дифракция поверхностного плазмона происходит на акустической волне Рэлея, распространяющаяся вдоль границы раздела арсенид галлия-воздух. Акустическая волна Рэлея локализована вблизи границы раздела и экспоненциально спадает при удалении от этой границы [2].

Глубину локализации звуковой волны находим из

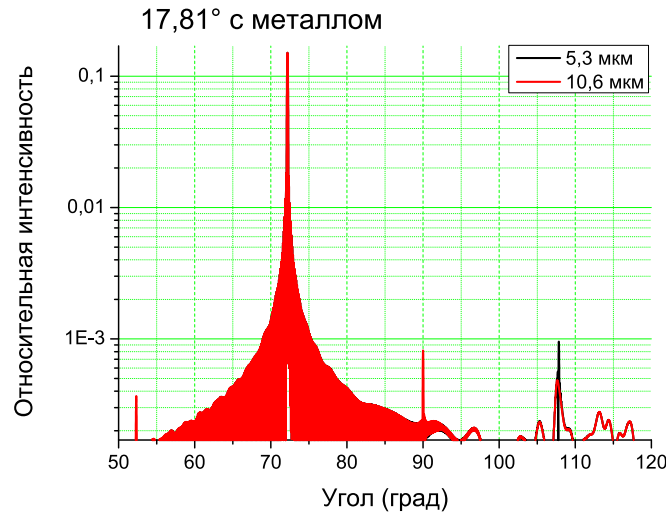


Рис. 2: Пространственное распределение интенсивности оптического излучения в присутствии металла при угле падения  $17,81^\circ$  для разных длин звуковых волн.

решения биквадратного уравнения:

$$(c_{44}\beta^2 - c_{11}k^2 + \rho w^2) \times (c_{11}\beta^2 - c_{44}k^2 + \rho w^2) + \beta^2 k^2 (c_{12} + c_{44})^2 = 0. \quad (4)$$

Для арсенида галлия:  $c_{11} = 11,81 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>,  $c_{12} = 5,32 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup> и  $c_{44} = 5,94 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>, плотность  $\rho = 5,316$  г/см<sup>3</sup>. Длину волны звука полагаем близкой к длине волны света, а частоту находим, принимая скорость волны Рэля равной 2,5 км/с. Решая уравнение (4) получаем численное значение локализации  $\beta$ :

$$\beta_{1,2} = 3092 \pm 3557i \frac{1}{\text{см}}. \quad (5)$$

Наличие у локализации мнимой компоненты соответствует осцилляциям амплитуды волны Рэля в зависимости от глубины. Данный феномен присутствует в кристаллах с коэффициентом анизотропии больше единицы  $A = 2c_{44}/(c_{11} - c_{12}) > 1$  [8].

Глубина модуляции показателя преломления выражается формулой:

$$\Delta n = n^3 \rho_M \sqrt{\frac{P_a}{2\rho v^3 l b}}. \quad (6)$$

При мощности звука около 1 Вт глубина модуляции показателя преломления имеет величину порядка  $10^{-3}$ .

Параметр Кляйна–Кука, характеризующий режим дифракции в нашем случае  $Q \approx 0,6$ , что соответствует промежуточному режиму дифракции.

Было проведено численное моделирование дифракции на ультразвуке объемной волны и поверхностного плазмон–поляритона. На рис.2 представлено рассчитанное распределение углового спектра дифракции при углах падения вблизи плазмонного резонанса.

На рис.2 представлена картина дифракции при длине звуковой волны 5,3 мкм (черная линия) и 10,6 мкм (красная линия). Видно, что эффективность дифракции в 1-м порядке при длине звука 5,3 мкм выше, чем при длине волны звука 10,6 мкм.

- [1] Балакишиев В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. (М.: Радио и связь, 1985).  
 [2] Gupta N., Voloshinov V. B., Knyazev G. A., Kulakova L. A. J. Opt. N 13. P.055702. (2011).  
 [3] Berstermann T., Bruggemann C., Bombeck M., Akimov A. V. et al. Phys. Rev. B. **81**. P.085316. (2010).  
 [4] Ruppert C., Neumann J., Kinzel J. B. et al. Phys. Rev. B. **82**. P.081416. (2010).  
 [5] Bruggemann C., Akimov A. V., Glavin B. A. et al. Phys.

Rev. B. **86**. P. 121401. (2012).

- [6] Майер С. А. Плазмоника: теория и приложения. (М.–Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2011).  
 [7] Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. (М.: Наука, 1982).  
 [8] Яковкин И. Б., Петров Д. В. Дифракция света на акустических поверхностных волнах. (Новосибирск: Наука, 1979).

**Optical modulator based on acousto–plasmonic interaction****I. M. Sopko<sup>a</sup>, G. A. Knyazev<sup>b</sup>***Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University  
Moscow 119991, Russia.**E-mail: <sup>a</sup>sopko.ivan@physics.msu.ru, <sup>b</sup>knyazev@mail.ru*

This paper presents an acousto-plasmonic modulator design in far infrared based on surface plasmon resonance. Interaction of surface plasmon polariton with surface acoustic wave has been calculated.

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

Keywords: plasmonics, acousto-optics, far infrared.

Received 27.07.2015.

**Сведения об авторах**

1. Сопко Иван Миклошович — аспирант; тел.: (495) 939-28-98, e-mail: sopko.ivan@physics.msu.ru.
2. Князев Григорий Алексеевич — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-11-34, e-mail: g\_knyazev@mail.ru.