

Министерство образования и науки Российской Федерации  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г.ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра физики твердого тела

Оптические спектры отражения структур на основе поверхностных  
плазмонов

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

студента 4 курса 411 группы  
направления 11.03.04 «Электроника и наноэлектроника»  
факультета нано –и биомедицинских технологий

Андреева Андрея Сергеевича

Научный руководитель

профессор, д. ф.–м. н. \_\_\_\_\_ В.Ф. Названов

Заведующий кафедрой

профессор, д. ф.–м. н. \_\_\_\_\_ Д.А. Усанов

Саратов 2016 год

## **Введение.**

Актуальность темы обусловлена многими факторами. На сегодняшний день существует множество доступных современных технологий для изготовления наноструктур. Также наличие мощных вычислительных средств моделирования и доступ к ним многих исследователей расширяют возможности изучения. Широкий спектр потенциального применения, малость масштабов, на которых разворачиваются характерные для плазмоники эффекты, и тот факт, что человек может сделать полезное устройство, имея скромные средства, является огромным соблазном. Все вышесказанное указывает на необходимость изучения проблемы на всех уровнях.

Целью работы является компьютерное моделирование оптических спектров отражения многослойных структур на поверхностных плазмонах с помощью пакета прикладных программ MathCAD 14.

Для достижения указанной цели решались следующие задачи:

- 1) Ознакомление с поверхностными плазмонами, их основными свойствами и возможностью применения
- 2) Ознакомление с методами расчета оптических спектров отражения структур на поверхностных плазмонах
- 3) Ознакомление со свойствами гетерогенных сред
- 4) Компьютерное моделирование многослойных структур с поверхностными плазмонами с использованием активных и пассивных диэлектриков.

Научной новизной является моделирование структур на основе поверхностных плазмонов с использованием активных гетерогенных сред на границе металл – диэлектрик.

Плазмоника как важная отрасль нанотехнологии и нанофотоники очень стремительно развивается в последнее время. Она изучает явления в наноструктурах и наночастицах на основе металлов, связанные с колебанием

электронов проводимости, и взаимодействием данных колебаний со светом, молекулами и атомами, для создания оптических наноустройств. Востребованность плазмоники в современных нанотехнологиях обусловлена тем фактором, что данная отрасль науки оперирует с поверхностными волнами, у которых длины волн намного меньше длины оптической волны в вакууме.

В зависимости от размерности твердого тела рассматривают разные типы плазмонных колебаний:

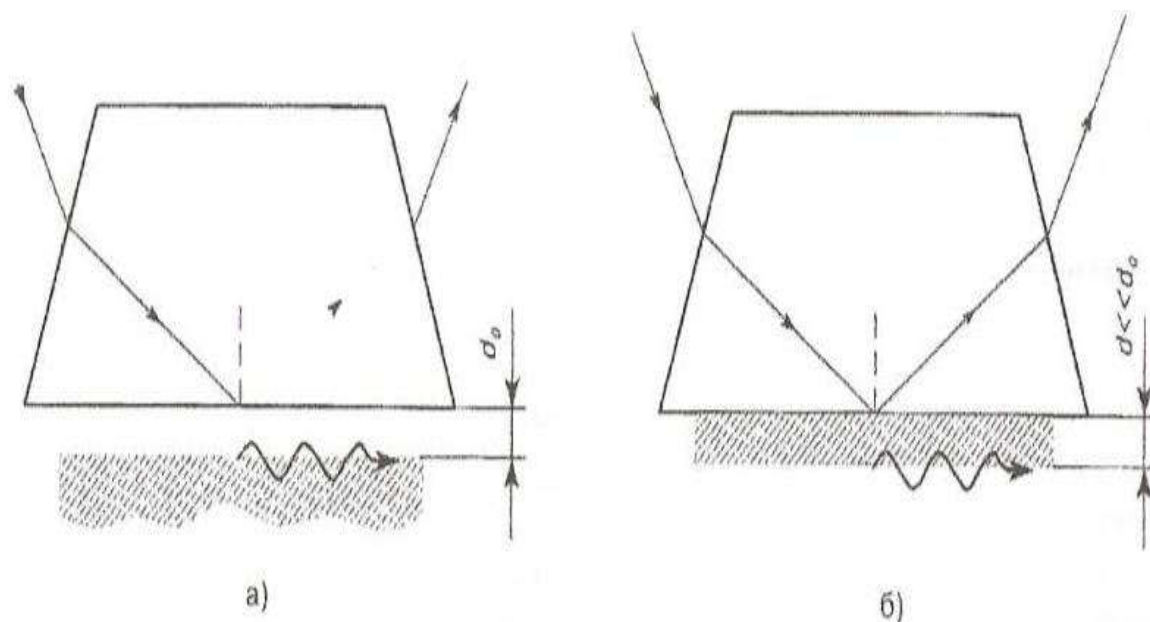
- 1) Объемные плазмоны (3D-плазмоны)
- 2) Поверхностные плазменные резонансы на границе металл-диэлектрик (2D- плазмоны)
- 3) Плазмоны в квантовых проволоках (1D- плазмоны)
- 4) Локализованные поверхностные плазмоны (0D- плазмоны)

Наиболее широко применяются поверхностные (2D) и локализованные (0D) плазмоны.[2]

Бакалаврская работа состоит из: введения, трех разделов, заключения и списка использованных источников.

В первом разделе работы дан обзор литературы по теме. Рассмотрены основные свойства поверхностных плазмонов, методы их возбуждения, и возможности практического применения. Описаны особенности поверхностных плазмонов с большой длиной распространения (LRSPP). Поверхностные плазмоны (поверхностные электромагнитные волны) представляют собой волны, которые распространяются вдоль границы между двумя средами и существуют в каждой из этих сред. Часто к термину «плазмоны» добавляется такое понятие как «поляритон», который является смешанным состоянием плазмонов и фотонов. Также рассматривают такие смешанные состояния, как «поляритон – экситон», связанные с линией экситонного поглощения в

полупроводниках и «поляритон – фонон», которые возбуждаются на поверхности полупроводников и диэлектриков в интервале между частотами поперечных и продольных фононов[3]. Данные состояния подчиняются обычным уравнениям Максвелла и граничным условиям. Существует ряд важных характеристик и параметров ПЭВ, таких как, глубина проникновения волны в каждую из граничащих сред (расстояние от границы раздела сред, на котором амплитуда волны убывает в  $e$  раз); толщина слоя, по которой переносится энергия волны; а также длина пробега плазмонов ( $L_{sp}$ ), определяемая как расстояние, на котором интенсивность волны убывает в  $e$  раз. Так как поверхностные электромагнитные волны являются неизлучательными модами, то необходимы специальные методы для их возбуждения. К таким методам относят неупругое рассеяние электронов, дифракционное возбуждение волн на решетках, а также метод нарушенного полного внутреннего отражения по схемам Кречмана или Отто, представленным на рисунке 1.



**Рисунок 1[5]. Способы оптического возбуждения поверхностных плазмонов методом нарушенного полного внутреннего отражения при призмной связи: а) Геометрия Отто; б) Геометрия Кречмана.**

Суть способов, представленных на рисунке 1, состоит в следующем: монохроматическое **p**-поляризованное излучение, частота которого  $\omega$ , направляется на стеклянную призму (с определенным коэффициентом преломления  $n_c$ ) под углом  $\theta$ , который должен быть больше критического угла  $\theta_{кр}$  для полного отражения. Угол  $\theta$  отсчитывается от нормали к основанию призмы. В результате, при выполнении всех этих условий, достигается фазовое согласование волновых векторов поверхностного плазмона и излучения. При проведении эксперимента, измеряют зависимости коэффициента отражения  $R_p$  от угла  $\theta$  или от длины волны  $\lambda$  (в этом случае угол падения фиксирован). Полученные зависимости имеют резонансный провал, который обусловлен интерференцией излучения, отраженного от основания призмы и переизлученного в призму поля возбужденной волны. Практическим способом снижения затухания поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ, SPP) является использование ПЭВ с большой длиной распространения волны в плёнках. Если ПЭВ распространяется в плёнке металла толщиной 10-40 нм, то при определённых условиях (когда эта плёнка окружена одинаковыми [10] или разными [11] диэлектриками) появляется две моды ПЭВ: короткопробежная и длиннопробежная [12]. Поле длиннопробежного плазмона в основном сконцентрировано не в металле, а в диэлектрике, поэтому затухание существенно меньше, а длина пробега больше [13]. Для возбуждения обеих мод ПЭВ в плёнке требуется либо периодическая поверхность [10-13] либо призма [13]. Затухание LRSPP в 2-3 раза меньше, чем у структуры SPP, что обуславливается распространением на большее расстояние. Расширение диапазона смягчает важное ограничение структуры SPP, но это происходит за счет снижения ограничений. Тем не менее, расширенный диапазон может перевешивать снижение затухания и потенциально позволяет создавать более конкурентоспособные приборы. Создано большое количество устройств на основе поверхностных плазмонов (моуляторы света, оптические фильтры, сенсоры и т.д.) [5,7]. В данной работе принцип действия таких устройств рассмотрен на примере биосенсора.

Второй раздел работы посвящен описанию методов расчета различных многослойных структур на основе поверхностных плазмонов. В частности, исследованы схемы расчета спектров отражения 3-х слойных структур (в геометриях Кречмана и Отто), 4-х слойных структур (как в обычном режиме, так и в режиме LRSPP(большая длина распространения плазмонов)), различных многослойных структур с использованием матриц рассеяния, включая системы с усиливающим диэлектрическим слоем и слоем гетерогенной среды. В общем, принципы расчета идентичны для всех структур, за исключением некоторых нюансов. Для моделирования оптических спектров отражения используется метод, основанный на известных и описанных в литературе формулах Френеля и Эйри для коэффициента отражения [14,15,16]. Стоит отметить, что для систем и в геометрии Кречмана, и в геометрии Отто алгоритм одинаков, меняются лишь параметры структуры. В общем случае структура состоит из: призмы из материала с коэффициентом преломления  $n_1$ , слоев материала с показателем преломления  $n_2$  и толщиной  $d$  и среды с коэффициентом преломления  $n_3$ . Длина волны света  $\lambda$ (фиксированное значение), угол падения  $\varphi$ . Для расчета необходимо записать формулу для коэффициента отражения:

$$R(\varphi) = |r_{123}(\varphi)|^2 ,$$

где  $r_{123}(\varphi) = r_{12}(\varphi) + r_{23}(\varphi) * e^{2*i*k_2(\varphi)*d}$  - коэффициент отражения из формулы Эйри.  $r_{12}(\varphi)$  и  $r_{23}(\varphi)$  представляются в следующем виде:

$$r_{12}(\varphi) = \frac{\varepsilon_2 * k_1(\varphi) - \varepsilon_1 * k_2(\varphi)}{\varepsilon_2 * k_1(\varphi) + \varepsilon_1 * k_2(\varphi)} ,$$

$$r_{23}(\varphi) = \frac{\varepsilon_3 * k_2(\varphi) - \varepsilon_2 * k_3(\varphi)}{\varepsilon_3 * k_2(\varphi) + \varepsilon_2 * k_3(\varphi)} .$$

Коэффициенты  $k_1, k_2$  и  $k_3$  из формулы Френеля в общем виде распишем как:

$$k_i(\varphi) = \frac{2 * \pi}{\lambda} * \sqrt{\varepsilon_i - \varepsilon_1 * \sin(\varphi - \frac{\pi}{180})}.$$

Значения диэлектрических проницаемостей можно представить в виде квадратов показателей преломления:  $\varepsilon_i = n_i^2$ . После выполнения приведенной схемы получают график зависимости коэффициента отражения структуры от угла падения излучения и анализируют его. Возможно проведение моделирования для различных сред. Также в данной работе рассмотрен метод расчета, основанный на использовании матриц рассеяния, представляющих собой произведение матриц границ раздела и слоев системы [15,17]. В свою очередь, для получения указанных матриц используются коэффициенты отражения  $r_{ij}$  и пропускания  $t_{ij}$  для р-поляризованного излучения. Обычно, данный метод используется в случаях, когда имеют дело с системами, содержащими большое количество слоев. Коэффициент отражения

записывается в виде:  $R(\varphi) = \left| \frac{M(\varphi)_{2,1}}{M(\varphi)_{1,1}} \right|^2$ , где

$M(\varphi) = D_{12}(\varphi) * P_2(\varphi) * D_{23}(\varphi) * P_3(\varphi) * D_{34}(\varphi)$ . Величины  $D_{ij}$  и  $P_i$  являются матрицами границ раздела и слоев соответственно и записываются как:

$$D_{ij}(\varphi) = \frac{1}{t_{ij}(\varphi)} * \begin{pmatrix} 1 & r_{ij}(\varphi) \\ r_{ij}(\varphi) & 1 \end{pmatrix},$$

$$P_i(\varphi) = \begin{pmatrix} e^{-j * k_i(\varphi) * d_i} & 0 \\ 0 & e^{j * k_i(\varphi) * d_i} \end{pmatrix}.$$

Коэффициенты отражения  $r(\varphi)$ , пропускания  $t(\varphi)$  и  $k(\varphi)$  расписываются аналогично всем рассмотренным до этого случаям:

$$r_{ij}(\varphi) = \frac{\varepsilon_j * k_i(\varphi) - \varepsilon_i * k_j(\varphi)}{\varepsilon_j * k_i(\varphi) + \varepsilon_i * k_j(\varphi)},$$

$$t_{ij}(\varphi) = \frac{2 * \varepsilon_i * k_j(\varphi)}{\varepsilon_i * k_j(\varphi) + \varepsilon_j * k_i(\varphi)},$$

$$k_i(\varphi) = \frac{2 * \pi}{\lambda} * \sqrt{\varepsilon_i - \varepsilon_1 * \sin(\varphi)^2} .$$

В итоге, строится и анализируется зависимость коэффициента отражения от угла падения. Возможно моделирование спектра отражения при фиксированном значении угла падения излучения. В таком случае используются описанные алгоритмы, но необходим учет закона дисперсии слоев структуры. В данной выпускной работе используется закон дисперсии для поверхностно – активного слоя серебра.

Особое внимание в работе уделено структурам с усиливающими слоями диэлектрика, и слоем гетерогенной среды, так как в них возможно получение эффекта лазерного излучения, за счет компенсации всех потерь. При моделировании оптических спектров отражения данных структур необходим учет коэффициента усиления.

В третьем разделе работы представлены некоторые примеры компьютерного моделирования описанных систем в пакете прикладных программ MathCAD 14. Для 3-х слойной системы построены зависимости коэффициента отражения от угла падения и выявлены оптимальные значения толщины металлического слоя и коэффициента преломления среды. Для 4-х слойной структуры построены и сравнены спектры отражения в режимах Кречмана и LRSPP(большая длина распространения поверхностных плазмонов). С помощью метода, основанного на использовании матриц рассеяния, построены спектры отражения структур с усиливающими слоями диэлектрика, а также со слоем гетерогенной среды.

### **Заключение**

В ходе данной работы были получены следующие результаты:

1. Дан аналитический обзор литературы по теме.



- 1.1 Рассмотрены поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона на границе раздела «металл - диэлектрик», основные свойства и особенности распространения на данной границе.
- 1.2 Описаны основные методы возбуждения поверхностных плазмонов. В частности, рассмотрен метод нарушенного полного внутреннего отражения при призмной связи по схемам Кречмана и Отто.
- 1.3 Исследованы особенности, а также режимы возбуждения поверхностных плазмонов в многослойных системах. Изучены некоторые геометрии 3-х слойных структур.
- 1.4 Описаны поверхностные электромагнитные волны с большой длиной распространения (режим LRSPP), их основные отличия и особенности.
- 1.5 Рассмотрены примеры оптических устройств на поверхностных плазмонах. В частности, изучен принцип работы оптических фильтров, модуляторов света и биосенсоров на основе поверхностных плазмонных резонансов.
2. Представлены различные методы расчета зависимости коэффициента отражения от длины волны и угла падения излучения. В частности, описаны методы, основанные на известных формулах для многослойных структур, в том числе, с использованием матриц рассеяния. Рассмотрена также схема расчета системы, имеющей в составе слой диэлектрика с усилением. Указаны основные особенности данной структуры.
3. Показаны примеры моделирования коэффициента отражения многослойных систем.
  - 3.1. Представлены программа и результат моделирования 3-х слойной структуры в геометрии Кречмана. Из анализа полученных зависимостей, выявлено значение толщины слоя серебра, при котором в предложенной структуре достигается наибольшая глубина резонансной кривой. Также для данной структуры исследована зависимость коэффициента отражения для различных коэффициентов преломления сред при фиксированном значении толщины серебряного слоя. Выявлено, что при увеличении показателя

преломления, происходит смещение точки экстремума в сторону увеличения угла.

3.2. Проведено моделирование 4-х слойной структуры с поверхностными плазмонами большой длины распространения (LRSPP). Получены зависимости коэффициента отражения при фиксированных значениях как диэлектрического слоя, так и слоя материала. Получены значения указанных толщин, при которых глубина резонансной кривой максимальна. Приведено сравнение зависимостей для 3-х слойной системы в режиме Кречмана и 4-х слойной в режиме LRSPP. Выявлено, что в 4-х слойной структуре резонансная кривая более узкая.

3.3. Приведен пример программы моделирования многослойной структуры с усиливающим слоем диэлектрика с использованием матриц рассеяния. Обнаружено, что наличие усиливающих свойств активного диэлектрика приводит к большому усилению излучения. При угле падения излучения, равному плазмонному резонансу, вместо минимума коэффициента отражения появляется огромное усиление. Выявлено, что максимального значения коэффициент отражения достигает при значении коэффициента усиления 0,08.

3.4. Проведено моделирование для структуры с усиливающим слоем гетерогенной среды в качестве активного диэлектрика на границе с металлом. При исследовании зависимости коэффициента отражения от длины волны, выявлено, что в спектре отражения существует большое усиление. Получены оптимальные значения параметров структуры для достижения пика коэффициента отражения: показатель преломления лазерной среды  $n_m=3.6$ , коэффициент усиления  $g=0,075$ .

#### **Список использованных источников**

1. Майер С.А. Плазмоника: Теория и приложения. М: Регулярная и хаотическая динамика, 2011

2. Названов В.Ф. Наноплазмоника в наносенсорике и нанофотонике: учебное пособие – Саратов: изд. «Новый ветер», 2015. – 88 с.:илл.
3. Питер Ю., Кардона М. Основы физики полупроводников. -/ Пер с англ. И.И. Решиной. Под ред. Б.П. Захарчени. – 3-е изд. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002.- 560с.
4. Либенсон М.Н. Поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона. //Соросовский образовательный журнал. – 1996. - №10. – Стр. 93-98; №11. – Стр. 103-110
5. Климов В.В. Наноплазмоника. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2009.-480с.
6. Verini P. Long-range surface plasmon polaritons.// Advances in Optics and Photonics. – 2009.- N 1.- P. 484-588
7. Биосенсоры: основы и приложения. Пер. с англ./ Под ред. Э. Тернера, И. Карубе, Дж. Уилсона.- М.: Мир, 1992.- 614с.
8. Войтович И.Д., Корсунский В.М.. Интеллектуальные сенсоры: учебное пособие. //М.: Интернет- Университет Информационных Технологий; БИНОМ. Лаборатория знаний.- 2011.-623 с.
9. Leung A., Shankar P.M. and Mutharasan R. A review of fiber-optic biosensors// Sensors and Actuators : Chemical. – 2007. – Vol. 125.- Is.2.- PP. 688-703
10. Peter J. Kajenski, Tunable optical filter using long-range surface plasmons // Optical Engineering, vol.36, №5, 1997
11. A. D. Boardman, ed., Electromagnetic Surface Modes //Wiley, 1982.
12. В. А. Сычугов, А. В. Тищенко, Б. А. Усиевич, И. Ф. Салахудинов. Резонансное поглощение плазмонов в гофрированной структуре металл-диэлектрик. //Письма в ЖЭТФ, т. 24, N 18,22-29 (1998).
13. F. Pigeon, I. F. Salakhutdinov, A. V. Tishchenko. Identity of long-range surface plasmons along asymmetric structures and their potential for refractometric sensors.//Journal of applied physics, Vol. 90, No 2, 852-859 (2001)

14. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1973.
15. Аззам З., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. – М.: Мир, 1981.
16. Басманова С.А. О величине коэффициента пропускания в многослойных структурах. // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 76. №1. С. 100-101.
17. Розеншер Э., Винтер Б. Оптоэлектроника. 2-е изд. – М.: Техносфера, 2006.
18. А.Н. Сударкин, П.А. Демкович. Возбуждение ПЭВ на границе металла с усиливающей средой. // Журнал технической физики. 1989 . Т. 59. в. 7
19. M.A. Noginov, G.Zhu, M.Mayu, B.A. Ritzo, N.Noginova, V.A. Podolskiy. Stimulated Emission of Surface Plasmon Polaritons.// Physical Review Letters – 2008. V.101.
20. Ораевский А.Н., Проценко И.Е. Высокий показатель преломления и другие особенности оптических свойств гетерогенных сред.// Письма в ЖЭТФ. 2000. Т.72. Вып.9. С. 641-646
21. Ораевский А.Н., Проценко И.Е. Оптические свойства гетерогенных сред.// Квантовая электроника. 2001. Т.31. №3. С. 252-256.
22. Займидорога О.А., Самойлов В.Н., Проценко И.Е. Проблема получения высокого показателя преломления и оптические свойства гетерогенных сред. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2002. Т. 33. Вып.1. С. 101-157
23. Филатов Л.Д., Санников Д.Г., Семенцов Д.И., Евсеев Д.А. Плазмон – поляритонные поверхностные волны на границе диэлектрика и нанокompозита с металлическими включениями. // ФТТ. 2014. Т.56. Вып.7. С.1372-1378
24. Петров Ю.И. Физика малых частиц. – М.: Наука, 1982
25. Виноградов А.П. Электродинамика композитных материалов. М.: Эдиториал УРСС, 2001.

26. J. Seidel, S. Grafstrom, L. Eng. Stimulated Emission of Surface Plasmons at the Interface between a Silver Film and an Optically Pumped Dye Solution. // Physical Review Letters – 2005. V.94.
27. M.A. Noginov, G. Zhu, M. Mayy, B.A. Ritzo, N. Noginova, V.A. Podolskiy. Stimulated Emission of Surface Plasmon Polaritons. // Physical Review Letters – 2008. V.101