

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

ВОЗБУЖДЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВ
НА ГРАНИЦЕ ГЕТЕРОГЕННОЙ СРЕДЫ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ
ВКЛЮЧЕНИЯМИ И ДИЭЛЕКТРИКА

АВТОРЕФЕРАТ ВЫПУСКНОЙ КВАЛИФИКАЦИОННОЙ РАБОТЫ
МАГИСТРА

студента 2 курса 201 группы
направления 11.04.04 «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 2018 год

Введение.

Актуальность темы

В последнее время огромный интерес для исследователей представляют гетерогенные среды (ГС), состоящие из диэлектрической матрицы с распределенными по ее объему металлическими наночастицами. В таких средах возможно возникновение резонанса диэлектрической проницаемости, причем положение резонанса зависит и от диэлектрической проницаемости исходных материалов, и от концентрации частиц, заполняющих объем. Действительная часть эффективной диэлектрической проницаемости может принимать значения от достаточно больших до отрицательных. Такие необычные свойства – следствие плазменного резонанса наночастиц, заполняющих объем, причем частота резонанса зависит от размера и геометрии частиц [1]. Вследствие вероятности существования для гетерогенных сред частотной области, в которой диэлектрическая проницаемость принимает отрицательные значения, становится возможным распространение поверхностных плазмон – поляритонных электромагнитных волн. Кроме того, использование активных (лазерных) матриц в ГС позволяет рассчитывать на значительное увеличение коэффициента отражения.

Плазмоника (или наноплазмоника) как важная отрасль нанотехнологии и нанофотоники, развивается очень стремительно в настоящее 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 электромагнитными волнами, у которых длины волн намного меньше длины оптической волны в вакууме. [1]

При имеющихся на сегодняшний день доступных современных технологиях изготовления наноструктур и мощных вычислительных средствах моделирования становится возможным исследование экзотических явлений электродинамики и создание принципиально новых оптических устройств.

Целью данной работы является компьютерное моделирование при помощи пакета прикладных программ Mathcad 14 зависимости коэффициента отражения от угла падения излучения в различных слоистых структурах диэлектрик – гетерогенная среда – диэлектрик с поверхностными плазмонами при использовании в качестве матриц как пассивных, так и активных (лазерных) сред.

Для достижения цели были поставлены следующие задачи:

- 1) Кратко описать основные свойства гетерогенных сред и поверхностных плазмонов.
- 2) Рассмотреть методы расчета различных многослойных структур с поверхностными плазмонами.
- 3) Провести компьютерное моделирование зависимости коэффициента отражения от угла падения структур с поверхностными плазмонами, содержащих в себе слой гетерогенной среды с металлическими включениями.

Научные положения:

- 1) При использовании пассивных матриц в гетерогенных средах с металлическими включениями возможно возбуждение поверхностных плазмонов на границе диэлектрика и ГС.
- 2) При использовании активных (лазерных) матриц в гетерогенных средах возможно значительное увеличение коэффициента отражения $R(\theta)$ структур с поверхностными плазмонами.

Выпускная квалификационная работа магистра состоит из: введения, четырех разделов, заключения и списка использованных источников.

В первом разделе работы дан обзор литературы по теме. Рассмотрены основные свойства гетерогенных сред (ГС) с металлическими наночастицами. Диэлектрическая проницаемость таких композитных (гетерогенных) сред может быть вычислена методом Максвелла – Гарнетта при условии небольших факторов заполнения. Если рассматривается среда из шаров, распределенных в диэлектрической матрице, то можно записать [2]:

$$\frac{\varepsilon_{mix}(\lambda) - \varepsilon_m(\lambda)}{\varepsilon_{mix}(\lambda) + 2\varepsilon_m(\lambda)} = \sum_j \eta_j \frac{\varepsilon_{bj}(\lambda) - \varepsilon_m(\lambda)}{\varepsilon_{bj}(\lambda) + 2\varepsilon_m(\lambda)}$$

где $\varepsilon_{mix}(\lambda)$ – диэлектрическая проницаемость смеси;

$\varepsilon_m(\lambda)$ – диэлектрическая проницаемость матрицы;

η_j – фактор заполнения (относительный объем, который занимают шары в смеси);

$\varepsilon_{bj}(\lambda) = \varepsilon'_{bj}(\lambda) + i\varepsilon''_{bj}(\lambda)$ – диэлектрическая проницаемость материала шаров j-го сорта.

Если ввести обозначение $F(\lambda, \eta) = \eta \frac{\varepsilon_b(\lambda) - \varepsilon_m(\lambda)}{\varepsilon_b(\lambda) + 2\varepsilon_m(\lambda)}$, то диэлектрическая проницаемость гетерогенной смеси из шаров одного сорта запишется в виде:

$$\varepsilon_{mix}(\lambda) = \varepsilon_m \frac{(1 + 2F(\lambda, \eta))}{(1 - F(\lambda, \eta))}$$

Из формулы видно, что диэлектрическая проницаемость смеси зависит от диэлектрической проницаемости матрицы (ε_m), диэлектрической проницаемости шаров (ε_b), длины волны (λ), а также фактора заполнения (η).

Следовательно, возможно управление ее величиной. Для создания управляемых оптических устройств этот факт имеет огромное значение. При расчете данных систем также используется соотношение аппроксимации Друде с эмпирическими постоянными для определения диэлектрической проницаемости металлических наночастиц:

$$\varepsilon_p(\lambda) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\lambda)(\omega(\lambda) + i\gamma)},$$

где $\varepsilon_0=5$;

ω_p – плазменная частота;

γ – параметр релаксации;

$\omega(\lambda) = 2\pi \cdot c / \lambda$.

Приведенные ранее формулы были верны для пассивных сред (без усиливающих свойств). Однако большому показателю преломления смеси соответствует большое поглощение, поэтому встает вопрос о необходимости его компенсации. Для этой цели можно использовать активные среды (к примеру, лазерные) в качестве матриц. Диэлектрическая проницаемость для лазерной среды может записываться в виде [2]:

$$\varepsilon_m(\lambda) = n_m^2 - g^2 - 2in_m g$$

где n_m - показатель преломления для лазерной среды;

g - параметр, характеризующий усиление (умноженный на $(\lambda/2\pi)$ коэффициент усиления).

Как можно заметить, во всех формулах есть четкая зависимость параметров от длины волны. Для подбора ее оптимального значения можно воспользоваться зависимостями действительной и мнимой частей

диэлектрической проницаемости. В качестве примера можно привести график зависимости диэлектрической проницаемости (ее реальной и мнимой частей) от длины волны, полученный авторами работы [3]. Расчеты проведены при различных факторах заполнения η для серебряных наночастиц, взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Результаты представлены на рисунке:

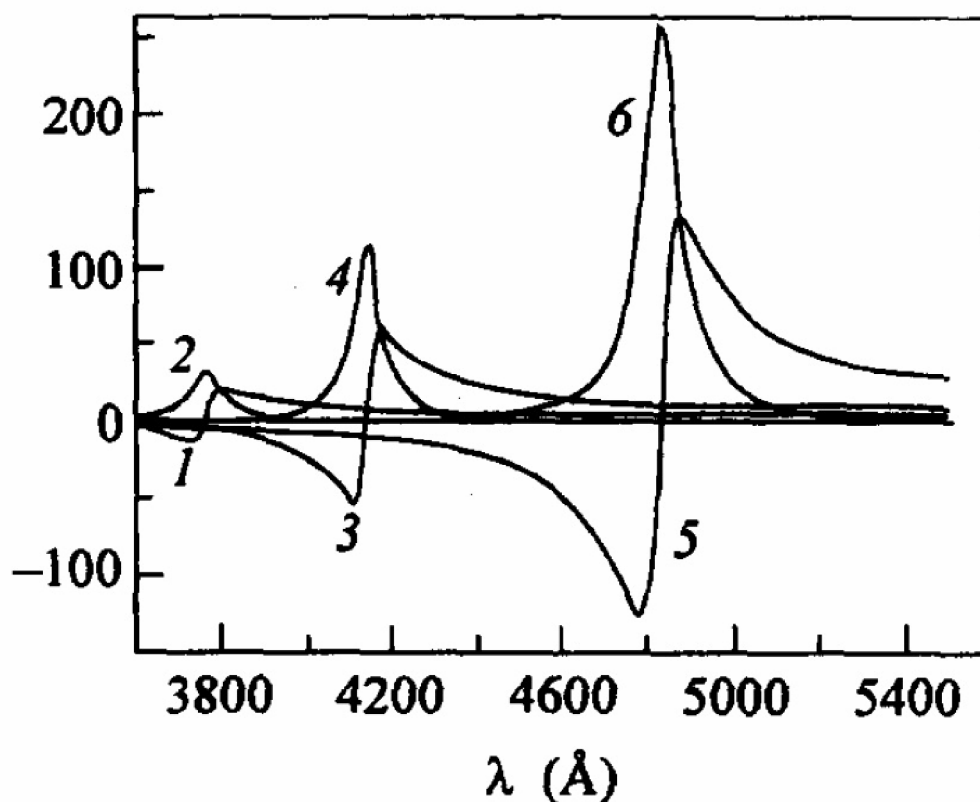


Рисунок 1[3] - Зависимости $\epsilon'_{\text{mix}}(\lambda)$ (кривые 1,3,5) и $\epsilon''_{\text{mix}}(\lambda)$ (2,4,6) для $\eta=0.2$ (1,2); $\eta=0.4$ (3,4); $\eta=0.6$ (5,6).

Как видно из рисунка, подбором параметров гетерогенной среды можно управлять действительной частью диэлектрической проницаемости и добиваться больших отрицательных значений на различных длинах волн. Тем самым при оптимальных параметрах слоистой структуры (длина волны, коэффициент усиления и т.д.) можно рассчитывать на получение максимально большого коэффициента отражения

Все вышеперечисленные формулы использованы в работе при моделировании.

В некоторых работах предложены идеи создания на базе гетерогенных сред материалов с управляемыми характеристиками. Например, возможно создание линз, фокусным расстоянием которых можно управлять изменением коэффициента усиления. Также за счет возможности достижения высокого коэффициента усиления могут создаваться лазерные элементы сверх малых размеров (так называемые сверхминиатюрные)[1]. Потенциальное практическое применение композитных (гетерогенных) сред охватывает все области, в которых используется электромагнитное излучение (от космических систем до медицины). К примеру, с помощью структур на гетерогенных средах возможно увеличение разрешающей способности оптических микроскопов. Полученное при моделировании большое усиление можно реализовать в лазерных p-n переходах, легированных наночастицами металла. При определенных параметрах такие структуры могут стать излучателями с большими коэффициентами усиления. Также за счет резонанса наночастиц и компенсации потерь активными средами реальным станет изготовление лазеров, размеры которого меньше длины волны. В связи со всем вышесказанным представляет большой интерес использование в структурах с поверхностными плазмонами гетерогенных сред (как с пассивной, так и с активной матрицей).

Второй раздел работы посвящен описанию свойств поверхностных плазмонов, методам их возбуждения, и возможности практического применения. Описаны особенности поверхностных плазмонов с большой длиной распространения (LRSP). 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[1]. 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.

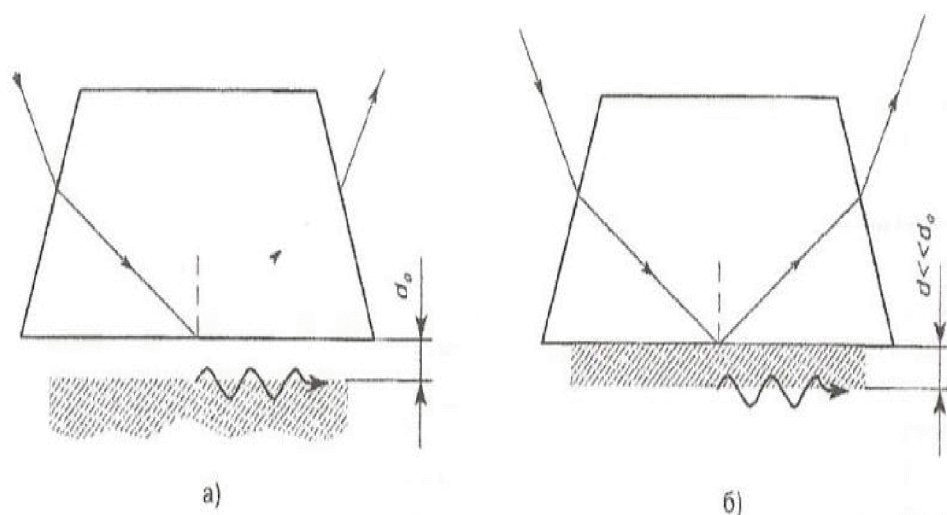


Рисунок 2[1]. Способы оптического возбуждения поверхностных плазмонов методом нарушенного полного внутреннего отражения при призмной связи: а) Геометрия Отто; б) Геометрия Кречмана.

Суть способов, представленных на рисунке 1, состоит в следующем: монохроматическое **p**-поляризованное излучение, частота которого ω , направляется на стеклянную призму (с определенным коэффициентом преломления n_c) под углом θ , который должен быть больше критического угла $\theta_{кр}$ для полного отражения. Угол θ 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 θ или от длины волны λ (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 или разными диэлектриками) появляется две моды ПЭВ: короткопробежная и длиннопробежная. Поле длиннопробежного плазмона в основном сконцентрировано не в металле, а в диэлектрике, поэтому затухание существенно меньше, а длина пробега больше. Для возбуждения обеих мод ПЭВ в плёнке требуется либо периодическая поверхность либо призма. 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. [8]

В третьем разделе работы описаны методы расчета различных многослойных структур на основе поверхностных плазмонов. В частности,

исследованы схемы расчета спектров отражения 3-х слойных структур (в геометриях Кречмана и Отто), различных многослойных структур с использованием матриц рассеяния, включая системы с усиливающим диэлектрическим 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 [1,6,9]. 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 λ (фиксированное значение), угол падения φ . 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:

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

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.

В четвертом разделе работы представлены примеры компьютерного моделирования при помощи пакета прикладных программ MathCAD 14 структур с поверхностными плазмонами, содержащих слой гетерогенной среды с металлическими включениями. Показано, что при значении параметра усиления $g=0$ наблюдается резонансный провал в зависимости коэффициента отражения, но по мере роста параметра усиления, за счет компенсации потерь поверхностных плазмонов в активной матрице происходит постепенное увеличение коэффициента отражения.

В частности, при длине волны $\lambda=0.8 \cdot 10^{-6}$ м, факторе заполнения $\eta=0.1322$, коэффициенте преломления активной среды $n_m=3.6$ найдено значение параметра усиления ($g=0.065$), при котором зависимость коэффициента отражения достигает максимального значения, а именно $R(\theta)=710$.

Проведено компьютерное моделирование зависимости коэффициента отражения от угла падения для 5-ти слойной структуры со слоем гетерогенной среды (матрица CdS).

При длине волны $\lambda=0.613 \cdot 10^{-6}$ м, факторе заполнения $\eta=0.1322$, коэффициенте преломления активной среды (CdS) $n_m=2.5$, найдено значение параметра усиления ($g=0.0197$), при котором коэффициент отражения достигает наибольшего значения $R(\theta)=4.83 \cdot 10^3$.

Заключение

В ходе данной работы были получены следующие результаты:

1. Проведен обзор литературы по основным свойствам гетерогенных сред с металлическими включениями. Приведены и проанализированы формулы для диэлектрической проницаемости смеси как с пассивной, так и с активной (лазерной) матрицей.

Выявлено, что существует четкая зависимость диэлектрической проницаемости смеси от диэлектрической проницаемости матрицы (ϵ_m), диэлектрической проницаемости материала наночастиц (ϵ_b), длины волны (λ), а также фактора заполнения η (объемная доля наночастиц в смеси).

Показано, что подбором параметров гетерогенной среды (ϵ_m , ϵ_b , λ , η) можно управлять величиной действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости смеси, а именно добиваться больших отрицательных значений действительной части диэлектрической проницаемости ГС ($\epsilon'_{\text{mix}} < 0$).

2. Приведен краткий обзор свойств поверхностных электромагнитных волн (поверхностных плазмонов).

Представлены основные схемы оптического возбуждения поверхностных плазмонов методом нарушенного полного внутреннего отражения при призмной связи (схемы Отто и Кречмана).

Отмечено, что одной из основных характеристик поверхностных плазмонов является длина пробега. Рассмотрены также основные особенности возбуждения поверхностных плазмонов в режиме большой длины пробега (LRSPP), используемом нами в данной работе.

3. Рассмотрены методы расчета структур с поверхностными плазмонами. Приведены алгоритмы для 3-х слойной и 4-х слойной систем. Представлен также метод расчета, основанный на использовании матриц рассеяния.
4. Представлены результаты компьютерного моделирования зависимости коэффициента отражения от угла падения для различных слоистых структур с поверхностными плазмонами, содержащих слой гетерогенной среды с металлическими включениями.

На примере 3-х слойной структуры, содержащей слой гетерогенной среды с пассивной диэлектрической матрицей арсенида галлия при длине волны $\lambda=0.8 \cdot 10^{-6}$ м, факторе заполнения $\eta=0.1322$ показано, что имеет место возбуждение поверхностных плазмонов на границе ГС и диэлектрика.

Полученные результаты аналогичны данным, полученным для структур, содержащих граничащие слои металла и диэлектрика

[1 - 6,16]. Проведено моделирование при различных параметрах слоев, составляющих структуру.

5. Представлены результаты компьютерного моделирования зависимости коэффициента отражения от угла падения для 5-ти слойной структуры, содержащей слой гетерогенной среды (активная матрица GaAs).

Показано, что при значении параметра усиления $g=0$ на кривой зависимости коэффициента отражения от угла падения наблюдается минимум, однако по мере роста параметра усиления за счет компенсации потерь поверхностных плазмонов в активной матрице при том же угле падения $\theta_{\min}$ происходит постепенное увеличение коэффициента отражения.

В частности, при длине волны $\lambda=0.8 \cdot 10^{-6}$ м, факторе заполнения $\eta=0.1322$, коэффициенте преломления активной среды $n_m=3.6$ найдено

значение параметра усиления ($g=0.065$), при котором зависимость коэффициента отражения от угла падения достигает максимального значения при минимальном угле $\theta_{\min}$.

6. Проведено также компьютерное моделирование зависимости коэффициента отражения от угла падения для 5-ти слойной структуры с активной матрицей CdS.

Показано, что при длине волны $\lambda=0.613 \cdot 10^{-6}$ м, факторе заполнения $\eta=0.1322$, коэффициенте преломления активной среды $n_m=2.5$, параметре усиления $g=0.0197$ коэффициент отражения $R(\theta)$ достигает максимального значения при минимальном угле $\theta_{\min}$.

На основе полученных результатов можно сформулировать научные положения, выносимые на защиту:

1. При использовании пассивных матриц в гетерогенных средах с металлическими включениями возможно возбуждение поверхностных плазмонов на границе диэлектрика и ГС.
2. При использовании активных (лазерных) матриц в гетерогенных средах возможно значительное увеличение коэффициента отражения $R(\theta)$ структур с поверхностными плазмонами,

Основные результаты, полученные нами, опубликованы в работах

[14 – 16], а также были представлены на ежегодной студенческой конференции факультета nano- и биомедицинских технологий СГУ.

Список использованных источников

1. Названов В.Ф. Наноплазмоника в наносенсорике и нанофотонике: учебное пособие – Саратов: изд. «Новый ветер», 2015. – 88 с.:илл.
2. Ораевский А.Н., Проценко И.Е. Оптические свойства гетерогенных сред.// Квантовая электроника. 2001. Т.31. №3. С. 252-256.
3. 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
4. Bonch – Bruevich A.M., Libenson M.N., Makin V.S., Trubaev V.V. Surface electromagnetic waves in optics. // Optical Engineering. – 1992. – Vol. 31. N4. – PP. 718 – 730.
5. Либенсон М.Н. Поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона. // Сорос. Образ. Журнал. -1996. - №10. – Стр. 93 – 98; №11. – Стр. 103 – 110.
6. Климов В.В. Наноплазмоника. Москва: Физматлит, 2009. – Стр.480.
7. А.Н. Сударкин, П.А. Демкович. Возбуждение ПЭВ на границе металла с усиливающей средой. // Журнал технической физики. 1989 . Т. 59. в. 7. С. 86 - 90
8. Berini P. Long-range surface plasmon polaritons.// Advances in Optics and Photonics. – 2009.- N 1.- P. 484-588
9. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1973.
10. Азам З., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. – М.: Мир, 1981.
11. Розеншер Э., Винтер Б. Оптоэлектроника. 2-е изд. – М.: Техносфера, 2006.
12. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. – М.: Мир, 1987.
13. Басманова С.А. О величине коэффициента пропускания в многослойных структурах. // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 76. №1. С. 100-101.

14. Андреев А.С., Названов В.Ф. Поверхностные плазмоны – поляритоны на границе диэлектрика и гетерогенной среды с металлическими наночастицами. – Сборник научных статей, посвященный 100-летию физико-математического образования в Саратовском государственном университете им. Н.Г. Чернышевского . – 2018. – Вып 2. – Стр.13 – 19.
15. Andreev A., Nazvanov V., Optical reflection spectra of the structures with surface plasmons excited at the metal – amplifying heterogeneous medium boundary. – Proceedings of Spie. – 2016. –V 10337. – 10337 09.
16. Андреев А.С., Названов В.Ф. Оптические спектры отражения структур с поверхностными плазмонами, возбужденными на границе металла с усиливающей средой. – Сборник научных статей, посвященный 100-летию физико-математического образования в Саратовском государственном университете им. Н.Г. Чернышевского . – 2018. – Вып 2. – Стр.8 – 13.