

Секция 1

Педагогические науки

Научная статья
УДК 372.853
ББК 22.343
ГРНТИ 29.01.45
ВАК 5.8.2.
PACS 01.40.-d
OCIS 000.2060
MSC 00A79

Разработка материалов занятия по курсу наноплазмоники

Э. В. Орлова ¹

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Ульяновский государственный педагогический университет имени И. Н. Ульянова», 432071, Ульяновск, Россия

Поступила в редакцию 5 июня 2023 года
После переработки 7 июня 2023 года
Опубликована 30 сентября 2023 года

Аннотация. Описаны результаты разработки материалов занятия по курсу наноплазмоники, читаемого в бакалавриате педагогического направления подготовки по профилю физики и математики в педагогическом университете. Обсуждаются избранные элементы занятия по курсу наноплазмоники.

Ключевые слова: наноплазмоника, плазмон, плазмонная наносистема, курс наноплазмоники, материалы занятия, задача

Введение

Рассматриваются особенности создания материалов занятия по курсу наноплазмоники в педагогическом университете.

Целью исследования является создание научно-методического обеспечения избранного занятия по курсу наноплазмоники в педагогическом университете.

¹E-mail: elvira.orlova.2000@mail.ru

Задачами исследования являются разработка материалов занятия по курсу наноплазмоники в педагогическом университете.

Объектом исследования является образовательный процесс по курсу наноплазмоники в педагогическом университете.

Предметом исследования является процесс создания материалов занятия по курсу наноплазмоники в педагогическом университете.

Гипотеза исследования состоит в том, что если использовать систему материалов для избранного занятия по курсу наноплазмоники в педагогическом университете, то можно наполнить курс наноплазмоники эффективными средствами контроля знаний по наноплазмонике в педагогическом университете.

Научная новизна исследования заключается в сочетании традиционных и интерактивных технологий при изучении курса наноплазмоники.

В качестве методов исследования применяются методы решения физических задач наноплазмоники разного уровня сложности в курсе наноплазмоники в педагогическом университете.

Теоретическая значимость исследования состоит в формировании базы теоретических сведений для применения в курсе наноплазмоники в педагогическом университете.

Практическая значимость исследования заключается в определении условий применения системы физических задач в рамках курса наноплазмоники в педагогическом университете.

Обзор научных работ по наноплазмонике

Наноплазмоника — это область исследований, которая фокусируется на исследовании и понимании оптического отклика металлических наноструктур на наноуровне. Наноплазмоника — это область, изучающая поведение плазмонов, которые представляют собой коллективные колебания электронов, в наноразмерных структурах. Наноплазмоника занимается исследованием оптического отклика металлических наноструктур и разработкой плазмонных устройств на наноуровне. Наноплазмоника предполагает использование плазмонных явлений, которые представляют собой усиленное взаимодействие между светом и наночастицами металлов, для манипулирования и контроля света на наноуровне. Квантовые нелокальные эффекты играют решающую роль в наноплазмонике, влияя на оптические свойства металлических наноструктур. Эти эффекты можно наблюдать с помощью таких методов, как спектроскопия потерь энергии электронов и измерения катодолюминесценции. В статье [1] параметры Фейбельмана используются для инкапсуляции квантового поверхностного отклика металлов в этих измерениях. Учитывая квантовые нелокальные эффекты, можно создавать плазмонные устройства с улучшенными характеристиками и включать неклассические эффекты в наноплазмонику. Наноплазмоника представляет один из эффективных способов сжатия электромагнитной энергии в наноразмерные объёмы. Это может привести к образованию горячих точек вокруг наночастиц с высокой плотностью электронов и, следовательно, к сильным электромагнитным полям с характерным временем жизни в диапазоне нескольких десятков фемтосекунд. Ближнее поле этих локализованных плазмонов оказывает экранирующий эффект вокруг положительно заряженных частиц (например, протонов), и импульс коррелированного движения плазмонных электронов может передаваться этим положительно заряженным частицам, что приводит к их ускорению до высокого импульса и энергии. Эти положительные эффекты могут играть значительную роль в увеличении вероятности слияния этих положительных (например, протона, дейтерия, бора) ионов.

Внеклеточное пространство наноструктурировано и населено гетерогенными классами наночастиц, например, внеклеточными везикулами и липопротеинами, которые

создаются клетками для клеток, опосредующими межклеточную, межорганный, межвидовую и межцарственную коммуникацию. Однако, несмотря на то, что методы изучения наносистем становятся доступными, знания об их коллоидных и межфазных свойствах недостаточны, хотя и очень необходимы. В статье [2] впервые экспериментально показывает, что агрегация наночастиц золота с цитратными кепками, запускаемая мембранами липидных везикул, и связанное с этим характерное красное смещение плазмонной сигнатуры также применимо и распространяется на липопротеины. Такое взаимодействие приводит к образованию гибридных наноструктур наночастицы золота и липопротеинов и чувствительно к классам липопротеинов и молярному соотношению наночастиц золота к липопротеинам, что открывает путь для дальнейших синтетических и аналитических разработок.

В статье [3] обсуждаются основы поверхностных плазмонов и локализованных поверхностных плазмонов, а также последние разработки в области наноплазмоники. Основной темой статьи [3] является обсуждение основ поверхностных плазмонов и локализованных поверхностных плазмонов. В этом тексте даётся краткое описание различных аспектов плазмоники, которые можно рассматривать как отправную точку для изучения огромного мира плазмонов. Кроме того, был представлен краткий обзор различных вычислительных методов для обсуждения аспекта моделирования оптических свойств поверхностных плазмонов. Наконец, ближе к концу в статье [3] обсуждаются некоторые недавние достижения по двум актуальным темам в области плазмоники: рамановская спектроскопия с поверхностным усилением и магнитная запись с подогревом.

Строгий учёт квантовых нелокальных эффектов имеет первостепенное значение для понимания оптического отклика металлических наноструктур и для проектирования плазмонных устройств на наномасштабе. В статье [4] представлена схема восстановления квантового поверхностного отклика металлов, инкапсулированного в d -параметры Фейбельмана, на основе спектроскопии потерь энергии электронов и измерений катодоллюминесценции. В статье [4] теоретически демонстрируется, что квантовые нелокальные эффекты оказывают существенное влияние на спектроскопию энергетических потерь и спектры катодоллюминесценции под видом спектральных сдвигов и нелокального затухания, когда размер системы или обратный волновой вектор в протяженных структурах приближаются к нанометровому масштабу. В статье [4] показано, что концепция опирается на беспрецедентную способность свободных электронов создавать глубоко субволновые ближние поля и, таким образом, исследовать оптический отклик металлов на таких масштабах, в которых очевидны квантово-механические эффекты. Эти результаты открывают путь к широкому использованию формализма d -параметра, тем самым способствуя строгому, но практичному включению неклассических эффектов в наноплазмонику. Оптический отклик плазмонных структур размером в несколько нанометров, таких как те, которые созданы с использованием современных технологий нанопроизводства, может демонстрировать существенные квантовые нелокальные эффекты, связанные с квантово-механической природой электронного газа, поддерживающего распространения плазмонов в наносистемах.

В статье [5] описано использование наночастиц плазмонного золота для диагностики и терапии рака, включая доставку лекарств и фототермическую терапию. Недавние достижения в области раннего выявления и лечения рака привели к изменению парадигмы в способах выявления и лечения этого заболевания. В частности, лечение стало гораздо более целенаправленным и локализованным, чтобы свести к минимуму системные побочные эффекты на весь организм, характерные для традиционных методов лечения, таких как химиотерапия. В авангарде этой революции находится использование наночастиц плазмонного золота, которые привлекают всё большее внимание как высокоэффективная наноплатформа, начиная от доставки лекарств и заканчивая

методами лечения с использованием плазмонны, такими как фототермическая терапия. В статье [5] освещается несколько достижений нашей лаборатории в области диагностики и лечения рака путём интеграции плазмоники, фотоники и нанотехнологий. В статье [5] обсуждается разработка и применение плазмонно-активной золотой нанозвезды, наночастицы уникальной формы с многочисленными ответвлениями, которые служат для значительного усиления тепловой генерации на резонансных длинах волн. Золотая нанозвезда также успешно используется в контексте визуализации опухолей, от двухфотонной флуоресценции до зондирования и визуализации комбинационного рассеяния света с поверхностным усилением. Наконец, применение плазмонно-активной золотой нанозвезды сочетается с иммунотерапией и служит эффективным адьювантом к ингибиторам иммунных контрольных точек. В статье [5] было показано, что эта комбинация золотой нанозвезды и иммунотерапии, так называемая синергическая иммунофотонанотерапия, эффективна для контроля длительного иммунитета к раку и метастатических опухолей.

В статье [6] предлагается метод учёта квантовых эффектов в наноплазмонике с использованием формы Маделунга гидродинамической модели Друде. Современные многомасштабные плазмонные системы представляют собой проблему моделирования. Классические макроскопические теории не могут уловить квантовые эффекты в таких системах, тогда как квантовая электродинамика непрактична, учитывая общий размер экспериментально значимых систем, поскольку количество взаимодействий слишком велико, чтобы их можно было рассматривать одно за другим. Чтобы решить эту проблему, в статье [6] предлагается использовать форму Маделунга гидродинамической модели Друде, в которую квантовый эффект выплёскивания электронов включен путём описания границы раздела металл-диэлектрик с помощью супергауссовой функции. В статье [6] показано, что результаты для двумерного наноплазмонного клина коррелируют с результатами нелокальных полноволновых численных расчетов на основе линеаризованной гидродинамической модели Друде, обычно используемой в литературе, и демонстрируют хорошее качественное согласие. Кроме того, для качественного объяснения полученных результатов представлена перспектива конформного преобразования. Описанная в статье [6] методология может быть применена для понимания, как численного, так и теоретического, модульных включений дополнительных квантовых эффектов, таких как выброс электронов и нелокальность, которые невозможно легко включить с помощью других подходов.

В статье [7] продемонстрировано, как уникальная способность пучков свободных электронов создавать глубоко субволновые ближние поля может быть использована для вывода о квантовом нелокальном отклике металлов на основе спектров потерь энергии электронов и катодолюминесценции.

Современные плазмонные наносистемы теперь могут быть реализованы с характерными размерами, соизмеримыми с внутренними квантовомеханическими масштабами длины, связанными с основным электронным газом. В статье [8] представлена оригинальная платформа для вывода о квантовом нелокальном отклике металлов непосредственно на основе экспериментальных измерений катодолюминесценции. Используя тот факт, что свободные электроны представляют собой первоклассные перестраиваемые зонды ближнего поля, в статье [8] демонстрируется, как теория может быть использована для восстановления металлического квантового поверхностного отклика (в частности, функций поверхностного отклика, исходя из неклассических особенностей, запечатлённых в спектрах потерь и излучения). В статье [8] ожидается, что такое понимание должно иметь решающее значение для разработки наноприборов размером в несколько нанометров.

В статье [9] предложен динамический контроль оптических свойств плазмонных

наноструктур путём прямого регулирования плотности носителей заряда и диэлектрических функций самих металлов. Ключевым компонентом наноплазмоники являются металлы. В течение долгого времени золото и серебро были предпочтительными металлами для создания плазмонных наноструктур из-за их превосходных оптических свойств. Однако эти металлы обладают общей характеристикой: их оптические отклики статичны. В последнее десятилетие наблюдается огромный интерес к динамическому управлению оптическими свойствами плазмонных наноструктур. Для обеспечения динамической функциональности было предложено и реализовано несколько подходов. Например, плазмонные наноструктуры могут быть изготовлены на растягивающихся подложках или на программируемых шаблонах, так что взаимодействия между составляющими их металлическими наночастицами и, следовательно, оптические отклики плазмонных систем могут быть динамически изменены. Кроме того, плазмонные наноструктуры можно внедрять в перестраиваемые диэлектрические материалы, используя чувствительную зависимость локализованных поверхностных плазмонных резонансов от соседнего окружения. Другой подход, вероятно, самый интригующий, заключается в прямом регулировании плотности носителей заряда и диэлектрических функций самих металлов. Наноплазмоника является перспективной областью, которая фокусируется на манипулировании светом с использованием металлических наночастиц для усиления локальных полей и обеспечения различных приложений.

Примеры интерактивных задач по физике, использованные на занятиях в фармацевтическом колледже, рассматривались в работе [10].

Проведённый обзор литературы показал, что разработка материалов по курсу наноплазмоники является актуальной задачей в методике обучения физико-техническим дисциплинам.

Результаты разработки материалов занятия по курсу нано-плазмоники

Занятие по оптическим свойствам наноплазмонных систем посвящено изучению оптических свойств в курсе наноплазмоники. Целью занятия является знакомство с оптическими свойствами наноплазмонных систем в курсе наноплазмоники.

Опишем ход занятия по оптическим свойствам наноплазмонных систем в курсе наноплазмоники.

Первым этапом занятия является изложение нового материала по наноплазмоники.

$$\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_h - \frac{(\omega_p)^2}{\omega^2 - i\omega\Gamma} . \quad (1)$$

$$\varepsilon_1 = 2.25 \quad (2)$$

$$\varepsilon_3 = 1.69 , \quad (3)$$

где $D = 10$ нм, $\Gamma = 1.018 \cdot 10^{19}$ рад/с, $\omega_p = 1.367 \cdot 10^{16}$ рад/с, $\varepsilon_h = 9.84$.

$$\beta = K_y = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \varepsilon_3}{\varepsilon_2 + \varepsilon_3}} , \quad (4)$$

$$K_{j,x} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{(\varepsilon_j)^2}{\varepsilon_2 + \varepsilon_3}} , \text{ где } j = 1, 2, 3.$$

$$\begin{cases} \varepsilon_2(\omega) \varepsilon_3(\omega) < 0 , \\ \varepsilon_2(\omega) + \varepsilon_3(\omega) < 0 . \end{cases}$$

Введём обозначения

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon'_{\text{eff}} + \varepsilon''_{\text{eff}} . \quad (5)$$

$$S_x(z) = \frac{S_0}{k_0} \begin{cases} \frac{\beta'}{\varepsilon_d'} e^{-2q'_d z}, z > 0, \\ \frac{\varepsilon_a \beta' - \varepsilon_a'' \beta''}{|\varepsilon_a|^2}, z < 0, \end{cases} \quad (6)$$

$$S_z(z) = -\frac{S_0}{k_0} \begin{cases} \frac{\beta'}{\varepsilon_d'} e^{-2q'_d z}, z > 0, \\ \frac{\varepsilon_a \beta' + \varepsilon_a'' \beta''}{|\varepsilon_a|^2}, z < 0. \end{cases} \quad (7)$$

Если диэлектрическая проницаемость диэлектрика тоже диэлектрическая величина: $\varepsilon_d = \varepsilon'_d - i\varepsilon''_d$.

$$S_x(z) = \frac{S_0}{k_0} \begin{cases} \frac{\varepsilon_a \beta' + \varepsilon_a'' \beta''}{|\varepsilon_a|^2} e^{-2q'_1 z}, z > 0 \\ \frac{\varepsilon_{eff} \beta' + \varepsilon_{eff}'' \beta''}{|\varepsilon_{eff}|^2} e^{2q'_2 z}, z < 0, \end{cases} \quad (8)$$

$$S_0 = \frac{1}{4} |\mathbf{H}_0(x)|^2,$$

$$p_x(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle S_x(x, z) \rangle dz = \frac{S_0}{k_0} \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon_a \beta' + \varepsilon_a'' \beta''}{q'_1 |\varepsilon_a|^2} + \frac{\varepsilon_{eff} \beta' + \varepsilon_{eff}'' \beta''}{q'_2 |\varepsilon_{eff}|^2} \right) \exp(-2\beta'' x) . \quad (9)$$

Диэлектрическая проницаемость смеси в приближении аддитивной рефракции

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = f \frac{\varepsilon_A - 1}{\varepsilon_A + 2} + (1 - f) \frac{\varepsilon_B - 1}{\varepsilon_B + 2} . \quad (10)$$

Константа распространения поверхностного плазмон-поляритона имеет вид:

$$\beta(\omega) = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1(\omega) \varepsilon_2(\omega)}{\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega)}} \quad (11)$$

$\beta(\omega) = \beta(\omega)' + i\beta(\omega)''$, $k_0 = \frac{\omega}{c}$ – волновое число в вакууме.

Если независимые волны

$$\beta_{01}(\omega) = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_0(\omega) \varepsilon_1(\omega)}{\varepsilon_0(\omega) + \varepsilon_1(\omega)}} , \quad (12)$$

$$\beta_{12}(\omega) = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1(\omega) \varepsilon_2(\omega)}{\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega)}} . \quad (13)$$

$$\begin{cases} \varepsilon_0(\omega) \varepsilon_1(\omega) < 0, \\ \varepsilon_0(\omega) + \varepsilon_1(\omega) < 0. \end{cases} \quad (14)$$

$$\begin{cases} \varepsilon_1(\omega) \varepsilon_2(\omega) < 0, \\ \varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega) < 0. \end{cases} \quad (15)$$

Зависимость эффективной диэлектрической проницаемости от частоты излучения наноразмерных включений имеет вид:

$$\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma e2)} . \quad (16)$$

Уравнение движения плотности заряда имеет вид уравнением непрерывности

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = 0. \quad (17)$$

Сохранение плотности тока J (или, что то же самое, сохранения импульса) задается линейным уравнением Эйлера, уравнение классической гидродинамики и имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{J}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \varepsilon_0 \omega_p^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \beta_{TF}^2 \nabla \rho(\mathbf{r}, t) \quad (18)$$

Расширение Галеви к стандартному гидродинамическому виду

$$-i\omega \mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon_0 \omega_p^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) - \beta_H(\omega)^2 \nabla \rho(\mathbf{r}, \omega) - \gamma \mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega). \quad (19)$$

При введении в $\beta_H(\omega)$ дисперсии, вносимой асимптотическое разложение модели Больцмана-Мермина и сравнивая с гидродинамической моделью Блоха-Галеви получаем

$$\beta_H(\omega)^2 = \frac{\frac{3}{5}\omega + \frac{i\gamma}{3}}{\omega + i\gamma} v_F^2. \quad (20)$$

Установлена область применимости вязкоупругой модели ограничениями $k \ll 2k_F$, $\omega \gg kv_F$, $\omega, \gamma \ll \frac{E_F}{\hbar}$.

Формальная эквивалентность пределов последнего континуума проистекает из уравнения сохранения импульса, которое может быть записано через плотность тока в соответствии с

$$\begin{aligned} -\omega(\omega + i\gamma) \mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega) &= -i\omega \omega_p^2 \varepsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + \\ &+ \left[\beta^2 - \frac{4}{3} i\omega \eta \right] \nabla [\nabla \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega)] + i\omega \eta \nabla \times \nabla \times \mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega). \end{aligned} \quad (21)$$

При сравнении этого результата с продольным сечением и поперечным сечением из модели Больцмана-Мермина до второго порядка в волновом векторе, оказывается, что только скорость Томаса-Ферми и что параметр $\eta(\omega)$ обеспечивает интерполяцию между скоростью упругого сдвига волн β_{sh} и кинематической вязкости $\eta(\omega)$ по

$$-i\omega \eta(\omega) = \beta_{sh}^2 - i\omega \eta(\omega), \quad (22)$$

Здесь кинематическая вязкость η и скорость упругого сдвига β_{sh} – реальные величины, заданные формулой

$$\beta_{sh}^2(\omega) = \frac{\omega^2}{\omega^2 + \gamma^2} \frac{v_F^2}{5}, \quad (23)$$

$$\eta(\omega) = \frac{\gamma^2}{\omega^2 + \gamma^2} \frac{v_F^2}{5\gamma}. \quad (24)$$

Учитывая, что продольные величины обращаются в нуль, можно вывести связь между вязкоупругим параметры и скорость Галеви путём объединения уравнения

$$\beta_H(\omega) = \beta_{TF}^2 - \frac{4}{3} i\omega \eta(\omega). \quad (25)$$

Поперечный отклик кодируется диэлектриком Друде, функция, заданная

$$\varepsilon_D(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (26)$$

что даёт для волнового числа внутреннего поперечного способа

$$k_T^2 = k_0^2 \frac{\varepsilon_D(\omega)}{\varepsilon_{BG}}. \quad (27)$$

Кроме того, продольный отклик задается (высокочастотным) диэлектрической функцией Эйлера-Друде

$$\varepsilon_L(k, \omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma) - \beta_{HF}^2 k^2} \quad (28)$$

Соответствующее волновое число для внутренней продольной модели получается из неявного уравнения

$$\varepsilon_L(k_L, \omega) = 0. \quad (29)$$

Используя решение для рассмотренного выше набора граничных условий, выводим мультипольные коэффициенты разложения рассеянного поля как

$$s_n = - \frac{[C_n + D_n(k_T a)] J_n(k_0 a) - \sqrt{\varepsilon_T(\omega)} J_n'(k_0 a)}{[C_n + D_n(k_T a)] H_n(k_0 a) - \sqrt{\varepsilon_T(\omega)} H_n'(k_0 a)} \quad (30)$$

где $D_n(x) = \frac{J_n'(x)}{J_n(x)}$. Нелокальный поправочный член c_n определяется выражением:

$$c_n = \frac{n^2}{k_L a} [D_n(k_L a)]^{-1} \frac{\varepsilon_T(\omega) - 1}{k_0 a \sqrt{\varepsilon_T(\omega)}}. \quad (31)$$

Для монополя $n = 0$, напомним, что $s_0 \approx (k_0 a)^4 (\sqrt{\varepsilon_T(\omega)} - 1)$.

Квадрат волнового числа, заданный выражением

$$k_L^2 = \frac{\omega(\omega + i\gamma) - \omega_p^2}{\beta_H(\omega)^2} \quad (32)$$

В то же время мнимая часть меняет знак на частоте

$$\omega_0 = \omega_p \sqrt{\frac{4}{13} - \frac{5}{13} \frac{\gamma^2}{\omega_p^2}}. \quad (33)$$

Таким образом, получили, что действительная часть продольного волнового числа, определяется выражением

$$\text{Re } k_L(\omega) = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\text{Re } k_L^2(\omega) + \sqrt{[\text{Re } k_L^2(\omega)]^2 + [\text{Im } k_L^2(\omega)]^2} \right)}. \quad (34)$$

Порядок вклада нелокальности проявляется в законе дисперсии согласно

$$\omega_n \approx \omega_{spp} - \frac{i\gamma}{2} + \frac{\beta_{HF} n}{2a} \left(1 - \frac{2i}{9} \frac{\gamma}{\omega_{spp}} \right). \quad (35)$$

Мнимая часть частоты поверхностного резонанса для мультиполя порядка n определяется выражением

$$\text{Im } \omega_n = -\frac{\gamma}{2} \left(1 + \frac{2\beta_{HF} n}{9\omega_{spp} a} \right). \quad (36)$$

Скорость затухания была формально написана как

$$\gamma(a) = \gamma + A_p \frac{v_F}{a}. \quad (37)$$

В пределах модели Галеви, и когда мы предполагаем, что цилиндр в вакууме, получаем параметр ширины линии

$$A = \frac{n \beta_{HF} \gamma}{9 v_F \omega_{vr}} \quad (38)$$

Это должно быть видно в эффективности гашения, определяемой как

$$Q_{ext} = -\frac{1}{2k_0 a} \sum_{n=-\infty}^{\infty} Res_n . \quad (39)$$

После нескольких алгебраических манипуляций находим

$$(-i\omega + \gamma) \mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon_0 \omega_p^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) - \beta_{HF}^2 \nabla \rho(\mathbf{r}, \omega) + \frac{4v_F^2}{15} \frac{\gamma}{\gamma - i\omega} \nabla \rho(\mathbf{r}, \omega) . \quad (40)$$

Выполнение обратного Фурье преобразования во временной области даёт

$$\delta_t \mathbf{J}_D(\mathbf{r}, t) + \gamma \mathbf{J}_D(\mathbf{r}, t) = -\frac{4v_F^2}{15} \nabla \rho(\mathbf{r}, t) . \quad (41)$$

Уравнение Галеви можно перефразировать во временной области как

$$\delta_t \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \omega_p^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \beta_{HF}^2 \nabla \rho(\mathbf{r}, t) - \gamma [\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{J}_D(\mathbf{r}, t)] . \quad (42)$$

Отождествление со скоростью Галеви, которое можно преобразовать в

$$\beta_H(\omega)^2 = \beta_{HF}^2 + \frac{4}{3} \left[-I\omega \eta(\omega) - \frac{v_F^2}{5} \right] . \quad (43)$$

По этой причине вводим разложение $\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{\rho}_0 + \boldsymbol{\rho}_D$.

$$v_D^2 \nabla \boldsymbol{\rho} = \delta_t^2 \boldsymbol{\rho}_D + \gamma \delta_t \boldsymbol{\rho}_D - v_D^2 \nabla \boldsymbol{\rho}_D . \quad (44)$$

Какое распространение доминирует зависит от относительного временного изменения соответствующей величины, определяемой формулой

$$f_D = \frac{1}{2\pi} \left| \frac{\delta_t \rho_D}{\rho_D} \right| . \quad (45)$$

Учитывая предыдущие уравнения в сочетании с функцией Гаусса-Максвелла, закон и уравнение непрерывности даёт

$$-\omega_p^2 \rho = (\gamma \delta_t - \beta_{TF}^2 \nabla^2) \rho , \quad (46)$$

$$-\omega_p^2 \rho = (\delta_t - \beta_{HF}^2 \nabla^2) \rho . \quad (47)$$

с момента восстановления член возникает в электрическом поле, так как функции экранированного диэлектрика строятся как функции; функции, которые связывают ток не только с какими-то внешними но и со внутреннем полем, находим

$$\varepsilon_H(k, \omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma) - \beta_{HF}^2 k^2 + \gamma v_D^2 k^2 / (\gamma - i\omega)} . \quad (48)$$

Учитывая однородность изотропность среды с локальным откликом, описываемым модель Друде, нелокальная плотность тока ведущего порядка даётся выражением

$$-i\omega \mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon_0 \omega_p^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) - \gamma \mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega) - v^2 \nabla [\varepsilon_0 \nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)] , \quad (49)$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega) = \rho_0 \mathbf{v}(\mathbf{r}, \omega) - D \nabla \rho(\mathbf{r}, \omega) . \quad (50)$$

Тогда можно показать, что

$$v^2 = \beta_{HF}^2 + D(\gamma - i\omega) . \quad (51)$$

Далее, в рамках рассматриваемой модели дополнительный ток

$$\gamma \mathbf{J}_{GNOR}(\mathbf{r}, \omega) = [v^2 - \beta_{HF}^2] \nabla \rho(\mathbf{r}, \omega) . \quad (52)$$

После подстановки уравнения, а также уравнение непрерывности, где полный ток теперь подчиняется уравнению, которое по построению находим

$$\gamma \mathbf{J}_{GNOR}(\mathbf{r}, \omega) = D_\gamma \nabla \rho(\mathbf{r}, \omega) - D \nabla [\nabla \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega)] . \quad (53)$$

Динамика полного тока в рамках модели подчиняется уравнению:

$$-i\omega \mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon_0 \omega_p^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) - \gamma(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega) - (\beta_{HF}^2 + D\gamma) \nabla \rho(\mathbf{r}, \omega) + D \nabla (\nabla \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega)) . \quad (54)$$

Если затем воспользуемся выведенной частотно-зависимой действительной постоянной диффузии, приравняв мнимые части уравнений, получим

$$D = \frac{v_D^2}{\gamma} \frac{\gamma^2}{\omega^2 \gamma^2} . \quad (55)$$

С этой целью рассмотрим уравнение и определим общий ток, как

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega) = \rho_0 \mathbf{v}(\mathbf{r}, \omega) + f_H(\mathbf{r}, \omega) . \quad (56)$$

Пытаясь восстановить высокочастотное уравнение Друде-Эйлера для $\rho_0 v$, требуем эквивалентности между $f_H(\mathbf{r}, \omega)$ и остаточными членами, и получаем

$$f_H(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{v_D^2}{\gamma} \frac{\gamma^2}{(\omega + i\gamma)^2} \nabla \rho(\mathbf{r}, \omega) . \quad (57)$$

Приступим к прямому сравнению численных результатов для двух моделей и сосредоточимся на относительной разности пространственно-временных распределений электрического поля согласно с

$$\Delta E_i(\mathbf{r}, t) = \frac{E_i^{linHd}(\mathbf{r}, t) - E_i^{Hal}(\mathbf{r}, t)}{m} a_{x(\mathbf{r}, t)} E_i^{linHd}(\mathbf{r}, t) , \quad (58)$$

где $i \in (x, y)$, то есть для x -компоненты и y -компоненты электрического поля волны.

На втором этапе занятия осуществляется закрепление теоретических знаний по на-ноплазмонике путём решения задач.

Задача 1.

Используя выражение константы распространения поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела двух сред:

$$\beta(\omega) = k_0 \sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_p^2}{2\omega^2 - \omega_p^2}} , \quad (59)$$

где $k_0 = \frac{\omega}{c}$ – волновое число электромагнитной волны в вакууме.

$$\beta(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_p^2}{2\omega^2 - \omega_p^2}} . \quad (60)$$

Найти дисперсионную зависимость частоты от константы распространения поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела двух сред.

Решение.

В случае сплошной оптической среды в немагнитном приближении после преобразований соответствующих выражений и возведения в квадрат формулы, получим выражение квадрата константы распространения поверхностного плазмон-поляритона, распространяющегося на границе раздела двух сред:

$$\beta(\omega)^2 = k_0^2 \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{2\omega^2 - \omega_p^2}. \quad (61)$$

Умножаем на знаменатель:

$$\beta(\omega)^2 = k_0^2 2\omega^2 - \omega_p^2 = k_0^2 \omega^2 - \omega_p^2. \quad (62)$$

Путём математических преобразований, получаем дисперсионную зависимость частоты от константы распространения.

$$\omega^2(\beta) = \frac{\omega_p^2}{2} + c^2 \beta^2 - \sqrt{\frac{\omega_p^4}{4} - c^4 \beta^4}. \quad (63)$$

Задача 2 (для самостоятельного решения).

Вычислить дисперсионную зависимость константы распространения поверхностного плазмон-поляритона для границы раздела с нанокompозитной средой с включениями в виде сферических наночастиц серебра, обладающих следующими параметрами: $\varepsilon_\infty = 6$, $\omega_p = 1.5 \cdot 10^{16}$ рад/с, $\gamma = 1.117 \cdot 10^{14}$ рад/с.

Задача 3 (для самостоятельного решения).

Вычислить дисперсионную зависимость константы распространения поверхностного плазмон-поляритона для границы раздела с нанокompозитной средой, содержащей включения в виде сферических наночастиц серебра, обладающих следующими параметрами: $\varepsilon_\infty = 5.45$, $\omega_p = 1.72 \cdot 10^{16}$ рад/с, $\gamma = 8.35 \cdot 10^{13}$ рад/с.

Заключение

Представлены результаты разработки материалов занятия по курсу наноплазмоники в педагогическом университете. Рассмотренные материалы занятия по курсу наноплазмоники были апробированы в педагогическом университете в 2022-2023 учебном году.

Задача исследования, состоящая в разработке материалов занятия по курсу наноплазмоники в педагогическом университете, решена полностью.

Гипотеза исследования, состоящая в том, что если использовать систему материалов для избранного занятия по курсу наноплазмоники в педагогическом университете, то можно наполнить курс наноплазмоники эффективными средствами контроля знаний по наноплазмонике в педагогическом университете, подтверждена полностью.

Список использованных источников

1. With nanoplasmonics towards fusion / Tamás Sándor Biró [et al.] // Universe. — 2023. — may. — Vol. 9, no. 5. — P. 233. — URL: <https://doi.org/10.3390/universe9050233>.
2. On the interaction and nanoplasmonics of gold nanoparticles and lipoproteins / Andrea Zendrini [et al.] // JCIS Open. — 2023. — oct. — Vol. 11. — P. 100088. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.jciso.2023.100088>.


3. Maity Achyut, Das Pabitra. Nanoplasmonics: fundamentals and recent developments // Encyclopedia of materials: electronics. — Elsevier, 2023. — P. 6–19. — URL: <https://doi.org/10.1016/b978-0-12-819728-8.00018-8>.
4. Gonçalves P. A. D., de Abajo F. Javier García. Interrogating quantum nonlocal effects in nanoplasmonics through electron-beam spectroscopy // Nano Letters. — 2023. — may. — Vol. 23, no. 10. — P. 4242–4249. — URL: <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.3c00298>.
5. Odion Ren A., Liu Yang, Vo-Dinh Tuan. Nanoplasmonics enabling cancer diagnostics and therapy // Cancers. — 2022. — nov. — Vol. 14, no. 23. — P. 5737. — URL: <https://doi.org/10.3390/cancers14235737>.
6. Alves Rúben A., Pacheco-Peña Víctor, Navarro-Cía Miguel. Madelung formalism for electron spill-out in nonlocal nanoplasmonics // The Journal of Physical Chemistry C. — 2022. — aug. — Vol. 126, no. 34. — P. 14758–14765. — URL: <https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.2c04828>.
7. Gonçalves P. A. D., de Abajo F. Javier García. Electron-beam spectroscopies as probes of quantum effects in nanoplasmonics // Conference on Lasers and Electro-Optics. — Optica Publishing Group, 2022. — URL: https://doi.org/10.1364/cleo_qels.2022.ff3c.6.
8. Gonçalves Paulo André, de Abajo F. Javier García. Quantum surface-response in nanoplasmonics probed by electron spectroscopies // Photonic and phononic properties of engineered nanostructures XII / Ed. by Ali Adibi, Shawn-Yu Lin, Axel Scherer. — SPIE, 2022. — mar. — URL: <https://doi.org/10.1117/12.2609060>.
9. Duan Xiaoyang, Liu Na. Magnesium for dynamic nanoplasmonics // Accounts of Chemical Research. — 2019. — jun. — Vol. 52, no. 7. — P. 1979–1989. — URL: <https://doi.org/10.1021/acs.accounts.9b00157>.
10. Гиматетдинова А. Р. Исследование интерактивных элементов для активизации познавательной деятельности учащихся на занятиях по физике в фармацевтическом колледже // НАУКА ONLINE. — 2023. — № 1 (22). — С. 10–51. — URL: <http://nauka-online.ru/wp-content/uploads/2023/05/01222023-002.pdf>.

Сведения об авторах:

Эльвира Вячеславовна Орлова — студент факультета физико-математического и технологического образования ФГБОУ ВО «Ульяновский государственный педагогический университет имени И. Н. Ульянова», Ульяновск, Россия.

E-mail: elvira.orlova.2000@mail.ru

ORCID iD  0000-0003-2842-0886

Web of Science ResearcherID  ABB-9740-2021

Original article
PACS 01.40.-d
OCIS 000.2060
MSC 00A79

Development of lesson materials for the course of nanoplasmonics

E. V. Orlova 

Ulyanovsk State Pedagogical University, 432071, Ulyanovsk, Russia

Submitted June 5, 2023

Resubmitted June 7, 2023

Published September 30, 2023

Abstract. The results of the development of materials for a lesson on the course of nanoplasmonics, read in the bachelor's degree in the pedagogical direction of training in the profile of physics and mathematics at the Pedagogical University, are described. Selected elements of the lesson on the course of nanoplasmonics are discussed.

Keywords: nanoplasmonics, plasmon, plasmonic nanosystem, nanoplasmonics course, lesson materials, task

References

1. With nanoplasmonics towards fusion / Tamás Sándor Biró [et al.] // Universe. — 2023. — may. — Vol. 9, no. 5. — P. 233. — URL: <https://doi.org/10.3390/universe9050233>.
2. On the interaction and nanoplasmonics of gold nanoparticles and lipoproteins / Andrea Zandrini [et al.] // JCIS Open. — 2023. — oct. — Vol. 11. — P. 100088. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.jciso.2023.100088>.
3. Maity Achyut, Das Pabitra. Nanoplasmonics: fundamentals and recent developments // Encyclopedia of materials: electronics. — Elsevier, 2023. — P. 6–19. — URL: <https://doi.org/10.1016/b978-0-12-819728-8.00018-8>.
4. Gonçalves P. A. D., de Abajo F. Javier García. Interrogating quantum nonlocal effects in nanoplasmonics through electron-beam spectroscopy // Nano Letters. — 2023. — may. — Vol. 23, no. 10. — P. 4242–4249. — URL: <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.3c00298>.
5. Odion Ren A., Liu Yang, Vo-Dinh Tuan. Nanoplasmonics enabling cancer diagnostics and therapy // Cancers. — 2022. — nov. — Vol. 14, no. 23. — P. 5737. — URL: <https://doi.org/10.3390/cancers14235737>.
6. Alves Rúben A., Pacheco-Peña Víctor, Navarro-Cía Miguel. Madelung formalism for electron spill-out in nonlocal nanoplasmonics // The Journal of Physical Chemistry C. — 2022. — aug. — Vol. 126, no. 34. — P. 14758–14765. — URL: <https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.2c04828>.

7. Gonçalves P. A. D., de Abajo F. Javier García. Electron-beam spectroscopies as probes of quantum effects in nanoplasmonics // Conference on Lasers and Electro-Optics. — Optica Publishing Group, 2022. — URL: https://doi.org/10.1364/cleo_qels.2022.ff3c.6.
8. Gonçalves Paulo André, de Abajo F. Javier García. Quantum surface-response in nanoplasmonics probed by electron spectroscopies // Photonic and phononic properties of engineered nanostructures XII / Ed. by Ali Adibi, Shawn-Yu Lin, Axel Scherer. — SPIE, 2022. — mar. — URL: <https://doi.org/10.1117/12.2609060>.
9. Duan Xiaoyang, Liu Na. Magnesium for dynamic nanoplasmonics // Accounts of Chemical Research. — 2019. — jun. — Vol. 52, no. 7. — P. 1979–1989. — URL: <https://doi.org/10.1021/acs.accounts.9b00157>.
10. Gimatetdinova A. R. Research of interactive elements to enhance the cognitive activity of students in the classroom in physics at the College of Pharmacy // Science Online. — 2023. — no. 1 (22). — P. 10–51. — URL: <http://nauka-online.ru/wp-content/uploads/2023/05/01222023-002.pdf>.

Information about authors:

Elvira Viacheslavovna Orlova — student of the Faculty of Physics, Mathematics and Technological Education of the Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Education “Ulyanovsk State Pedagogical University”, Ulyanovsk, Russia.

E-mail: elvira.orlova.2000@mail.ru

ORCID iD  0000-0003-2842-0886

Web of Science ResearcherID  ABB-9740-2021