

ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ПЛАЗМОНЫ В ЗАМАГНИЧЕННОМ НАНОЦИЛИНДРЕ И СФЕРИЧЕСКОМ СЛОИСТОМ КОМПОЗИТЕ С АНИЗОТРОПНОЙ СЕРДЦЕВИНОЙ ИЛИ ОБОЛОЧКОЙ

Кучеренко М.Г.

Центр лазерной и информационной биофизики,
Оренбургский государственный университет, г. Оренбург

Проводящие частицы в электромагнитных полях оптического диапазона частот поляризуются за счет изменения плотности электронного газа металла или полупроводника. Характерные частоты локальных плазмонных колебаний зависят от структуры и формы частиц, и существенно изменяются при переходе от однородных к слоистым структурам, а также от сферической формы к цилиндрической. В постоянном магнитном поле отклик электронной плазмы металла на электромагнитное возмущение с частотой ω становится анизотропным, а диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega)$ плазмopodobной среды представляется тензором второго ранга $\varepsilon(\omega) \rightarrow \tilde{\varepsilon}(\omega)$ [1]. В случае однородных сферических частиц из проводящего материала с диэлектрической проницаемостью $\tilde{\varepsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B})$ их дипольная динамическая поляризуемость $\tilde{\alpha}(\omega | \mathbf{B})$ в магнитном поле индукции $\mathbf{B}$ и бездисперсионной диэлектрической среде с проницаемостью $\varepsilon^{(e)}$, в свою очередь, принимает следующую тензорную форму [2-3]

$$\tilde{\alpha}(\omega | \mathbf{B}) = [\tilde{\varepsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) - \varepsilon^{(e)} \mathbf{I}] [\tilde{\varepsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) + 2\varepsilon^{(e)} \mathbf{I}]^{-1}, \quad (1)$$

которая вытекает из векторного равенства

$$\mathbf{D}^{(i)} + 2\varepsilon^{(e)} \mathbf{E}^{(i)} = 3\varepsilon^{(e)} \mathbf{E}_0 \quad (2)$$

для векторов индукции $\mathbf{D}^{(i)}$ и напряженности $\mathbf{E}^{(i)}$ электрического поля внутри сферической частицы, находящейся в однородном электрическом поле [4], после замены $\mathbf{D}^{(i)} = \tilde{\varepsilon}^{(i)}(\omega) \mathbf{E}^{(i)}$. Таким образом, анизотропная сферическая наночастица радиуса R приобретает в однородном электрическом поле $\mathbf{E}_0$ дипольный момент $\mathbf{P}_3(\omega) = \tilde{\alpha}(\omega | \mathbf{B}) \mathbf{E}_0$, осциллирующий на частоте ω внешнего поля

$$\mathbf{P}_3(\omega) = R^3 [\tilde{\varepsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) - \varepsilon^{(e)} \mathbf{I}] [\tilde{\varepsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) + 2\varepsilon^{(e)} \mathbf{I}]^{-1} \mathbf{E}_0. \quad (3)$$

Однородное поле $\mathbf{E}^{(i)}$ внутри шара связано с внешним полем $\mathbf{E}_0$ соотношением $\mathbf{E}^{(i)} = \tilde{\beta}_3 \mathbf{E}_0$, где тензор $\tilde{\beta}_3$ определен выражением

$$\vec{\beta}_3 = 3\varepsilon^{(e)} \left[\vec{\varepsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) + 2\varepsilon^{(e)} \vec{\mathbf{I}} \right]^{-1}. \quad (4)$$

Обратный тензор $\vec{\mathbf{T}}^{-1} = \left[\vec{\varepsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) + 2\varepsilon^{(e)} \vec{\mathbf{I}} \right]^{-1}$ может быть определен через невырожденный исходный тензор $\vec{\mathbf{T}}$ на основе тождества Кэли-Гамильтона

$$\vec{\mathbf{T}}^{-1} = \left[\vec{\mathbf{T}}^2 - I_1(\vec{\mathbf{T}})\vec{\mathbf{T}} + I_2(\vec{\mathbf{T}})\vec{\mathbf{I}} \right] / I_3(\vec{\mathbf{T}}),$$

где главные инварианты: $I_1(\vec{\mathbf{T}}) = \text{tr } \vec{\mathbf{T}}$, $I_2(\vec{\mathbf{T}}) = \left[(\text{tr } \vec{\mathbf{T}})^2 - \text{tr } \vec{\mathbf{T}}^2 \right] / 2$, $I_3(\vec{\mathbf{T}}) = \det \vec{\mathbf{T}}$.

Локальное поле диполя (3) складывается с инициирующим внешним полем, в результате чего в окрестности наночастицы появляются плазмон-индуцированные эффекты поглощения света молекулами, спонтанные радиационные переходы [5] и безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения между ними [6-7]. Магнитозависимость динамической поляризуемости $\vec{\alpha}(\omega | \mathbf{B})$ позволяет осуществлять полевою модуляцию оптических характеристик молекул, находящихся вблизи наночастиц.

Метод, основанный на векторном равенстве, аналогичном (2), может быть использован и для получения наведенной поляризации в анизотропном проводящем наноцилиндре. В этом случае вместо (2) получаем

$$\mathbf{D}^{(i)}(\omega) + \varepsilon^{(e)} \mathbf{E}^{(i)}(\omega) = 2\varepsilon^{(e)} \mathbf{E}_0. \quad (5)$$

Дипольный момент единицы длины цилиндра запишем по аналогии с (3) в тензорной форме

$$\mathbf{P}_2(\omega) = \frac{R^2}{2} \left[\vec{\varepsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) - \varepsilon^{(e)} \vec{\mathbf{I}} \right] \left[\vec{\varepsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) + \varepsilon^{(e)} \vec{\mathbf{I}} \right]^{-1} \mathbf{E}_0 \quad (6)$$

Однородное поле $\mathbf{E}^{(i)} = \vec{\beta}_2 \mathbf{E}_0$ внутри цилиндра формируется с помощью тензора $\vec{\beta}_2$ в виде

$$\vec{\beta}_2 = 2\varepsilon^{(e)} \left[\vec{\varepsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) + \varepsilon^{(e)} \vec{\mathbf{I}} \right]^{-1}. \quad (7)$$

Потенциал $\varphi^{(e)}(r, \theta)$ и напряженность $\mathbf{E}^{(e)}(r, \theta)$ поля вне цилиндра с вкладом от двумерного диполя (6) при $r > R$ определяются выражениями

$$\varphi^{(e)}(r, \theta) = -E_0 r \cos \theta + 2 \frac{\mathbf{P}_2(\omega) \mathbf{r}}{r^2}, \quad (8)$$

$$\mathbf{E}^{(e)}(r, \theta) = \mathbf{E}_0 - \vec{\nabla} \left(\frac{R^2}{r^2} \right) \mathbf{r} \left[\vec{\varepsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) - \varepsilon^{(e)} \vec{\mathbf{I}} \right] \left[\vec{\varepsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) + \varepsilon^{(e)} \vec{\mathbf{I}} \right]^{-1} \mathbf{E}_0. \quad (9)$$

В приближении холодной замагниченной плазмы тензор $\tilde{\varepsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B})$ диэлектрической проницаемости в декартовой системе координат ($\mathbf{B} = B_z \mathbf{n}_z$) записывается в виде [1]

$$\tilde{\varepsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где

$$\varepsilon_{\perp}(\omega | \mathbf{B}) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \Omega_L^2}, \quad \varepsilon_{\parallel}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad g(\omega | \mathbf{B}) = \frac{\omega_p^2 \Omega_L}{\omega(\omega^2 - \Omega_L^2)}, \quad (11)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m}} \quad - \quad \text{ленгмюровская (плазменная) частота}, \quad \Omega_L = \frac{e|\mathbf{B}|}{mc} \quad -$$

ларморовская (циклотронная) частота электрона в магнитном поле индукции $\mathbf{B}$.

Далее рассмотрим более сложную систему, представляющую собой сферический слоистый нанокомпозит радиуса R_2 с проводящей сердцевиной радиуса R_1 , приобретающей анизотропные свойства при наложении внешнего магнитного поля (рис.1). В отличие от однородного проводящего шара тензор $\tilde{\mathbf{A}}(\omega | \mathbf{B})$ такого нанокомпозита не может быть получен на основе простого обобщения соответствующего скалярного выражения, известного для изотропной слоистой системы [5]. Тем не менее, есть все основания полагать, что и в неоднородной структуре рис. 1 поле в сердцевине композита, т.е. при $r < R_1$, однородно, как и в случае безоболочечного шара. Тогда потенциал $\Phi_1(r, \theta, \varphi)$ в области $r < R_1$, учитывая анизотропию замагниченного металла сердцевины, может быть записан с помощью постоянного тензора $\tilde{\mathbf{B}}(\vec{\varepsilon}_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3)$, зависящего от диэлектрических проницаемостей всех трех областей: $\Phi_1(r, \theta, \varphi) = -\tilde{\mathbf{B}}(\vec{\varepsilon}_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3) \mathbf{E}_0 \mathbf{r}$.

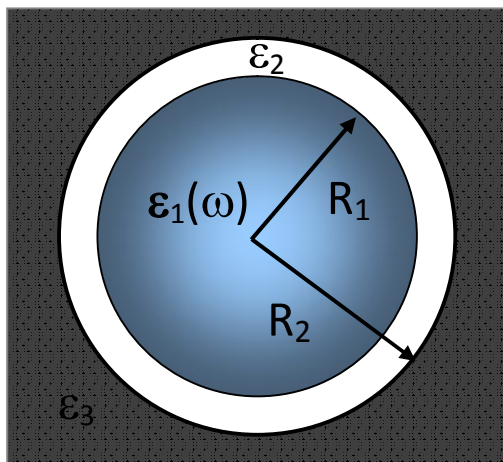


Рис. 1. Структура концентрического двуслойного нанокомпозита с проводящей сердцевиной, помещенного в диэлектрическую среду с проницаемостью ε_3 .

Напряженность $\mathbf{E}_1$ поля в коре композита $\mathbf{E}_1 = \tilde{\mathbf{B}}(\vec{\varepsilon}_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3) \mathbf{E}_0$. Наибольший интерес для приложений представляет тензор поляризуемости

$\vec{\vec{A}}(\omega | \mathbf{B})$ композита. Для его нахождения необходимо определить потенциалы $\Phi_j(r, \theta, \varphi)$, $j=1,2,3$ поля во всех областях, отображенных на рис. 1. Выражения для этих потенциалов могут быть записаны по аналогии с теми, которые известны для изотропной слоистой системы, с той лишь разницей, что все скалярные коэффициенты изотропного случая должны быть заменены их тензорными аналогами. Действуя таким образом можем записать

$$\Phi_1(r, \theta, \varphi) = -\vec{\vec{B}}(\vec{\varepsilon}_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3) \mathbf{E}_0 \mathbf{r}, \quad (12)$$

$$\Phi_2(r, \theta, \varphi) = -\vec{\vec{C}}(\vec{\varepsilon}_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3) \mathbf{E}_0 \mathbf{r} + \vec{\vec{D}}(\vec{\varepsilon}_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3) \mathbf{E}_0 \mathbf{r} / r^3, \quad (13)$$

$$\Phi_3(r, \theta, \varphi) = -\vec{\vec{I}} \cdot \mathbf{E}_0 \mathbf{r} + \vec{\vec{A}}(\vec{\varepsilon}_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3) \mathbf{E}_0 \mathbf{r} / r^3. \quad (14)$$

Соотношения между неизвестными тензорами $\vec{\vec{A}}, \vec{\vec{B}}, \vec{\vec{C}}, \vec{\vec{D}}$ находим из условий на граничных сферах $S(R_1)$ и $S(R_2)$:

$$\Phi_1(R_1, \theta, \varphi) = \Phi_2(R_1, \theta, \varphi), \quad \Phi_2(R_2, \theta, \varphi) = \Phi_3(R_2, \theta, \varphi), \quad (15)$$

$$\vec{\varepsilon}_1(\omega) \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \right)_{R_1} = \varepsilon_2 \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial r} \right)_{R_1}, \quad \varepsilon_2 \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial r} \right)_{R_2} = \varepsilon_3 \left(\frac{\partial \Phi_3}{\partial r} \right)_{R_2}. \quad (16)$$

Тогда на основе (12)-(14) из (15) и (16) следует

$$\vec{\vec{B}} = \vec{\vec{C}} - \vec{\vec{D}} / R_1^3, \quad -\vec{\vec{C}} + \vec{\vec{D}} / R_2^3 = -\vec{\vec{I}} + \vec{\vec{A}} / R_2^3, \quad (17)$$

$$\vec{\varepsilon}_1(\omega) \vec{\vec{B}} = \varepsilon_2 \vec{\vec{C}} + \varepsilon_2 \vec{\vec{D}} / R_1^3, \quad \varepsilon_2 \vec{\vec{C}} + 2\varepsilon_2 \vec{\vec{D}} / R_2^3 = \varepsilon_3 \vec{\vec{I}} + 2\varepsilon_3 \vec{\vec{A}} / R_2^3. \quad (18)$$

Последовательно исключая посредством линейных преобразований (17)-(18) тензоры $\vec{\vec{D}}, \vec{\vec{C}}, \vec{\vec{B}}$, получаем для тензора $\vec{\vec{A}}$ дипольной поляризуемости слоистого композита с анизотропной сердцевиной следующее выражение

$$\begin{aligned} \vec{\vec{A}}(\vec{\varepsilon}_1(\omega | \mathbf{B}), \varepsilon_2, \varepsilon_3) = & \left[(\vec{\varepsilon}_1(\omega | \mathbf{B}) + 2\varepsilon_2)(\varepsilon_2 - \varepsilon_3) + (\vec{\varepsilon}_1(\omega | \mathbf{B}) - \varepsilon_2)(2\varepsilon_2 + \varepsilon_3)\xi^3 \right] \times \\ & \times \left[(\vec{\varepsilon}_1(\omega | \mathbf{B}) + 2\varepsilon_2)(\varepsilon_2 + 2\varepsilon_3) + 2(\vec{\varepsilon}_1(\omega | \mathbf{B}) - \varepsilon_2)(\varepsilon_2 - \varepsilon_3)\xi^3 \right]^{-1} R_2^3, \end{aligned} \quad (19)$$

где $\xi = R_1 / R_2$. При выключении магнитного поля все тензорные величины редуцируются к своим скалярным прототипам и (19) трансформируется к известному выражению [5] для поляризуемости изотропного композита.

Если проводящей в композите является оболочка, а кор – диэлектрический, действуя аналогичным образом для тензора $\vec{\vec{A}}(\varepsilon_1, \vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}), \varepsilon_3)$ поляризуемости композита с замагниченной проводящей оболочкой получаем

$$\begin{aligned}
& \vec{\mathbf{A}}(\varepsilon_1, \vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}), \varepsilon_3) = \\
& = \left[(\varepsilon_1 + 2\vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}))(\vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}) - \varepsilon_3) + (\varepsilon_1 - \vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}))(2\vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}) + \varepsilon_3)\xi^3 \right] \times \\
& \times \left[(\varepsilon_1 + 2\vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}))(\vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}) + 2\varepsilon_3) + 2(\varepsilon_1 - \vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}))(\vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}) - \varepsilon_3)\xi^3 \right]^{-1} R_2^3.
\end{aligned} \tag{20}$$

Наконец, в общем случае, когда проводящими в нанокompозите являются и оболочка и кор, анализ показывает, что выражения (19) и (20) могут быть обобщены простой заменой диэлектрической проницаемости ε_j на ее тензорный аналог $\vec{\varepsilon}_j(\omega | \mathbf{B})$ лишь тогда, когда выполняется перестановочное соотношение:

$$\vec{\varepsilon}_1(\omega | \mathbf{B})\vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}) = \vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B})\vec{\varepsilon}_1(\omega | \mathbf{B}).$$

Дипольный момент $\mathbf{P}_C(\omega | \mathbf{B})$ шарового композита с замагниченной оболочкой определяются посредством тензора поляризуемости (20)

$$\mathbf{P}_C(\omega | \mathbf{B}) = \vec{\mathbf{A}}(\varepsilon_1, \vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}), \varepsilon_3)\mathbf{E}_0, \tag{21}$$

и тогда потенциал $\Phi_3(r, \theta, \varphi)$ и напряженность $\mathbf{E}_3(r, \theta, \varphi)$ поля вблизи композита определяются выражениями

$$\Phi_3(r, \theta, \varphi) = -\vec{\mathbf{I}} \cdot \mathbf{n}_0 \mathbf{n}_{\theta\varphi} E_0 r + \mathbf{P}_C(\omega | \mathbf{B}) \mathbf{n}_{\theta\varphi} / r^2. \tag{22}$$

$$\mathbf{n}_0 = \mathbf{E}_0 / |\mathbf{E}_0|, \mathbf{n}_{\theta\varphi} = \mathbf{r} / |\mathbf{r}|,$$

$$\mathbf{E}_3(r, \theta, \varphi) = \mathbf{E}_0 - \vec{\nabla} \vec{\mathbf{A}}(\varepsilon_1, \vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}), \varepsilon_3) \mathbf{E}_0 \mathbf{r} / r^3. \tag{23}$$

Как уже было отмечено, именно это поле представляет наибольший интерес для наноплазмоники и ближнепольной оптики [8-10].

На рис. 2а-2б представлены графически результаты расчетов зависимости спектральной функции $\beta(\omega) = \left| \mathbf{n}_x \vec{\mathbf{A}}(\varepsilon_1, \vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}), \varepsilon_3) \mathbf{n}_x \right|^2$ шарового нанокompозита, пропорциональной сечению рассеяния им света, от индукции магнитного поля $\mathbf{B} = B_z \mathbf{n}_z$. В расчетах были использованы следующие значения параметров: $\omega_p = \omega_p^0 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1} = 10^{16} \text{ с}^{-1}$ – для плазменной частоты металла оболочки; $\gamma = 10^{12} \text{ с}^{-1}$ – для частоты электронных столкновений в металле; $R_1 = 2$ и $R_2 = 5$ нм – для внутреннего и внешнего радиуса оболочки; $\varepsilon_1, \varepsilon_3 \sim 1$. Было обнаружено, что в спектрах $\beta(\omega)$ присутствуют две резонансных полосы, существенно разнесенные по частоте $\Delta\omega \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$. Резонансные пики приходятся на частоты $\omega_{res}^{(1)} = 5,432 \cdot 10^{15}$ и $\omega_{res}^{(2)} = 8,396 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$.

Оба плазмонных резонанса оказались магниточувствительными, и в сильных магнитных полях с индукцией выше 10 Тл наблюдалось расщепление обоих пиков на два спектральных компонента, симметрично расположенных относительно центральных резонансов (рис. 2а и 2б). Как и в случае однородной проводящей наносферы [2-3, 6-7] частотные интервалы $\Delta\omega_{res}^{(1)}, \Delta\omega_{res}^{(2)} \sim B$ между расщепленными компонентами одного и того же резонанса (низко- или высокочастотного) оказались пропорциональными индукции внешнего магнитного поля B .

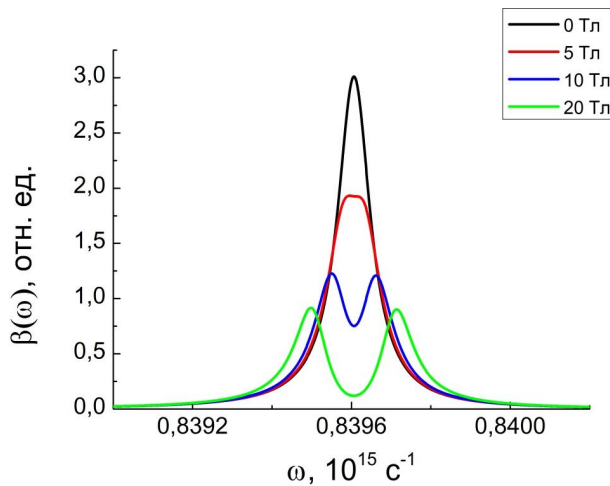


Рис. 2а. Спектры высокочастотной полосы дипольной поляризуемости шарового нанокомпозита с проводящей оболочкой в магнитном поле различной индукции B . Частота ω представлена в единицах $\omega_p^0=10$.

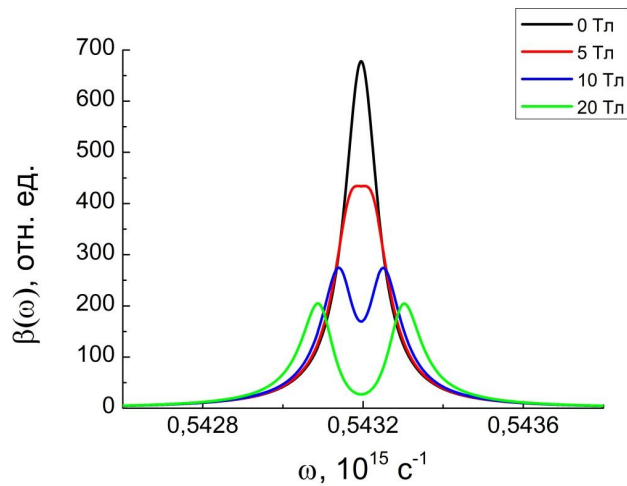


Рис. 2б. Спектры низкочастотной полосы дипольной поляризуемости шарового нанокомпозита с проводящей оболочкой в магнитном поле различной индукции B . Частота ω представлена в единицах $\omega_p^0=10$.

Для использованных в расчетах параметров низкочастотный плазмонный резонанс был на два порядка выше высокочастотного.

Если вблизи нанокомпозита (в его ближнем поле) находится молекула с электронным дипольным моментом перехода $\mathbf{p}_{if} = \langle i | \hat{\mathbf{p}} | f \rangle$ между основным i и возбужденным f ее состояниями, скорость $w(\omega)$ поглощения фотонов системой «молекула-нанокомпозит» будет определяться выражением [10]

$$w(\omega) = \frac{2\gamma}{(\omega - \omega_{if})^2 + \gamma^2} \frac{1}{\hbar^2} |\mathbf{p}_{if} \mathbf{E}_3(r, \theta, \varphi)|^2, \quad (24)$$

где $\mathbf{E}_3(r, \theta, \varphi)$ – напряженность результирующего (локального) поля в точке расположения молекулы, определенная формулой (23); ω_{if} – резонансная частота перехода $i \rightarrow f$; γ – ширина Лоренцева контура полосы поглощения молекулы. Другие, резонансные по частоте ω пики в спектре (24) будут

обусловлены плазмонными резонансами спектральной функции $\beta(\omega) = \left| \mathbf{n}_x \vec{\mathbf{A}}(\varepsilon_1, \vec{\varepsilon}_2(\omega | \mathbf{B}), \varepsilon_3) \mathbf{n}_x \right|^2$, отраженными на рис. 2а и 2б. В связи с расщеплением основных полос в сильных магнитных полях спектр поглощения объединенной системы «молекула-наноккомпозит» будет иметь «тонкую структуру».

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ и правительства Оренбургской области (проект № 14-02-97000), а также Министерства образования и науки РФ (Госзадание № 233).

Список литературы

1. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука. 1975. -256 с.
2. Kucherenko M.G., Pen'kov S.A. Magnetic field effect on intermolecular radiationless energy transfer near metallic nanoparticle // Book of Abstract. The 3-rd Internat. Symp.«MOLECULAR PHOTONICS» dedic. to acad. A.N. Terenin, 2012. Repino. St. Petersburg. RUSSIA - P. 64.
3. Кучеренко М.Г., Пеньков С.А. Влияние внешнего магнитного поля на скорость безызлучательного донор-акцепторного переноса энергии вблизи диамагнитной металлической наночастицы // Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. «Университет. комплекс как регион. центр образования, науки и культуры». Секция 8. Вопросы фундамент. и приклад. физики. – С.934-942. – Оренбург: ОГУ, 2012. - 2927 с.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. Теоретическая физика. Т.8. М.: Физматлит. 2010. – 656 с.
5. Климов В. В. Наноплазмоника. М.: Физматлит. 2009. – 480 с.
6. Кучеренко М.Г., Пеньков С.А., Налбандян В.М., Большаков Д.С. Влияние магнитного поля на межмолекулярный безызлучательный перенос энергии вблизи сфероидальной металлической наночастицы // Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. «Университетский комплекс как региональный центр образования, науки и культуры». Секция 8. Вопросы фундам. и прикл. физики. Оренбургский гос. ун-т. – Оренбург: 2013. – 3335 с.
7. Кучеренко М.Г., Кислов Д.А., Чмерева Т.М. Возможности улучшения характеристик сканирующего ближнепольного оптического микроскопа за счет плазмонно-резонансного увеличения скорости безызлучательного переноса энергии // Российские нанотехнологии. 2012. –Т. 7.- №1-2. –С. 71-77.
8. Кучеренко М.Г. Динамическая поляризуемость нанопара в случае вырожденного электронного газа и ее роль в плазмонном механизме передачи энергии // Вестник ОГУ. 2012. №1. С. 141-149.
9. Кучеренко М.Г. Влияние шаровых наноразмерных металлокомпозитов на скорость безызлучательной передачи энергии между молекулами // Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. «Университет. комплекс как регион. центр образования, науки и культуры». Секция. 8. Вопросы фундам. и приклад. физики. Оренбург: ОГУ, 2012. – С. 926-933.

10. Kucherenko M.G. *Dynamics and relaxation of excited molecular states in local field of composited nanoparticles and external magnetic field // Russian-Japanese Conference «Chemical Physics of Molecules and Polyfunctional Materials»: Proceedings. OSU. Orenburg. IPK «Universitet». 2014. – P.13-15.*