

# СПЕКТР ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ ДВУХЧАСТИЧНОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО НАНОКЛАСТЕРА ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Кучеренко М.Г., Налбандян В.М.

Оренбургский государственный университет, г. Оренбург

В металлических наночастицах простой формы (шар, эллипсоид) плазмонные колебания изучены достаточно детально [1-4], включая специальные случаи слоистых композитов [5-6]. При наличии внешнего магнитного поля даже сферические частицы приобретают анизотропные свойства и их дипольная динамическая поляризуемость становится тензором второго ранга, компоненты которого зависят от вектора  $\mathbf{B}$  индукции магнитного поля [7-9]. В данной работе исследуется эффективная электрическая поляризуемость кластера из двух металлических частиц сферической формы, находящихся в постоянном магнитном поле, когда они удалены друг от друга на расстояние  $R$ , существенно превышающее радиусы  $R_1, R_2$  каждой из частиц  $R \gg R_1, R_2$ . В этом случае поляризуемость двухчастичного кластера, с учетом взаимного влияния частиц друг на друга, может быть определена в приближении взаимодействия квазитоочечных диполей [1, 9]. В случае неидентичных сферических частиц, различающихся как по размерам, так и по составу, для эффективной поляризуемости кластера с индивидуальными тензорными поляризуемостями  $\tilde{\alpha}_1(\omega), \tilde{\alpha}_2(\omega)$  в [9] получено следующее выражение

$$\tilde{\alpha}_{eff}(\omega) = \left[ \mathbf{I} - \tilde{\alpha}_1(\omega)\tilde{\alpha}_2(\omega)\vec{G}(\mathbf{R})\vec{G}(\mathbf{R}) \right]^{-1} \times \\ \times \left\{ \tilde{\alpha}_1(\omega) \left[ \mathbf{I} + \tilde{\alpha}_2(\omega)\vec{G}(\mathbf{R}) \right] + \tilde{\alpha}_2(\omega) \left[ \mathbf{I} + \tilde{\alpha}_1(\omega)\vec{G}(\mathbf{R}) \right] \right\}. \quad (1)$$

Выражение (1) является базовым для определения тензора  $\tilde{\alpha}_{eff}(\omega)$  поляризуемости двухчастичного кластера через известные тензоры  $\tilde{\alpha}_1(\omega), \tilde{\alpha}_2(\omega)$  поляризуемости изолированных (невзаимодействующих) анизотропных наночастиц, входящих в состав кластера. Кроме однородных металлических глобул в качестве таких частиц могут быть рассмотрены, также, сферические наноконпозиты «кор-оболочка», составленные из различных материалов, проводников, полупроводников, или изоляторов. Помимо этого частицы могут иметь сфероидальную или эллипсоидальную форму, т.е. обладать анизотропными свойствами поляризуемости в результате несферичности их формы [10-11]. Для случая сферических частиц анизотропия их поляризуемости возникает в результате помещения сферических частиц во внешнее магнитное поле. Как отмечено в [9], выражение (1) справедливо и при учете эффектов запаздывания – в этом

случае необходимо использовать для диадических (тензорных) функций Грина  $\bar{G}(\mathbf{R})$  соответствующие выражения [1, 12].

Помимо изменения характеристик электромагнитного поля вне кластера эффективная поляризуемость  $\tilde{\alpha}_{eff}(\omega)$  кластера определяет и диссипацию энергии поля в результате возникновения затухающих плазменных колебаний в проводящих телах [1, 9, 12]. Определяемый ниже коэффициент диссипации оказывается зависящим как от величины индукции  $B$  магнитного поля, так и от направления вектора  $\mathbf{B}$ .

*Сферические частицы и нанокмозиты во внешнем магнитном поле*

Зависимость поляризуемости  $\tilde{\alpha}(\omega | \mathbf{B})$  проводящей частицы от индукции  $B$  магнитного поля обусловлена следующим обстоятельством. Диэлектрическая проницаемость  $\tilde{\epsilon}^{(i)}(\omega | B)$  замагниченной плазмы металла отличается от проницаемости  $\tilde{\epsilon}^{(i)}(\omega)$  в отсутствие магнитного поля. Ненулевые компоненты тензора второго ранга  $\tilde{\epsilon}^{(i)}(\omega | B)$  диэлектрической проницаемости металла в магнитном поле индукции  $B$  были определены В.Л. Гинзбургом в его теории замагниченной плазмы [13]

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{\perp} = 1 - \frac{\omega_p^2(\omega + i\gamma)}{\omega[(\omega + i\gamma)^2 - \Omega_L^2]}, \quad \epsilon_{zz} = \epsilon_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (2)$$

Вектор гирации  $g(\omega | B)$ , определяющий недиагональные элементы тензора  $\tilde{\epsilon}^{(i)}(\omega | B)$ :  $\epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = ig$ , имеет вид

$$g(\omega | B) = \frac{\omega_p^2 \Omega_L}{\omega[(\omega + i\gamma)^2 - \Omega_L^2]}. \quad (3)$$

Параметры  $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e / m}$  и  $\Omega_L = eB / (mc)$  в (2)-(3) – плазменная (ленгмюровская) и ларморовская частоты электронов соответственно;  $\gamma$  - частота электронных столкновений (коэффициент диссипации).

Таким образом, дипольная динамическая поляризуемость  $\tilde{\alpha}(\omega)$  сферической металлической наночастицы, помещенной в магнитное поле, представляет собой, вслед за диэлектрической проницаемостью  $\tilde{\epsilon}^{(i)}(\omega | B)$ , магнитоинвариантный тензор второго ранга

$$\tilde{\alpha}(\omega | \mathbf{B}) = \left[ \tilde{\epsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) - \epsilon_{ex} \mathbf{I} \right] \left[ \tilde{\epsilon}^{(i)}(\omega | \mathbf{B}) + 2\epsilon_{ex} \mathbf{I} \right]^{-1} R^3. \quad (4)$$

Через  $\mathbf{I}$  в (4) обозначен единичный тензор второго ранга, а через  $\mathbf{T}^{-1}$  - тензор, обратный тензору  $\mathbf{T}$ . Тогда для тензора  $\vec{\alpha}(\omega | \mathbf{B})$  поляризуемости сферической частицы в магнитном поле индукции  $\mathbf{B}$  на основе (2-4) получаем

$$\vec{\alpha}(\omega | \mathbf{B}) = R^3 \begin{pmatrix} \frac{(\varepsilon_{\perp} - \varepsilon_{ex})(\varepsilon_{\perp} + 2\varepsilon_{ex}) - g^2}{(\varepsilon_{\perp} + 2\varepsilon_{ex})^2 - g^2} & \frac{ig3\varepsilon_{ex}}{(\varepsilon_{\perp} + 2\varepsilon_{ex})^2 - g^2} & 0 \\ \frac{-ig3\varepsilon_{ex}}{(\varepsilon_{\perp} + 2\varepsilon_{ex})^2 - g^2} & \frac{(\varepsilon_{\perp} - \varepsilon_{ex})(\varepsilon_{\perp} + 2\varepsilon_{ex}) - g^2}{(\varepsilon_{\perp} + 2\varepsilon_{ex})^2 - g^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{(\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{ex})}{(\varepsilon_{\parallel} + 2\varepsilon_{ex})} \end{pmatrix} \quad (5)$$

Таким образом, из условий минимизации (а при  $\gamma = 0$  – обращении в нуль) знаменателей  $(\varepsilon_{\parallel} + 2\varepsilon_{ex})$  и  $(\varepsilon_{\perp}^2 - g^2 + 4\varepsilon_{\perp}\varepsilon_{ex} + 4\varepsilon_{ex}^2)$  матричных элементов (5) формируются плазмонные резонансы. В случае вакуума  $\varepsilon_{ex} = 1$  и из первого резонанса получаем частоту  $\Omega_{Me}$ . Мы  $\omega_1 = \omega_p / \sqrt{3} = \Omega_{Me}$ . Из условия

$$\varepsilon_{\perp}^2 - g^2 + 4\varepsilon_{\perp}\varepsilon_{ex} + 4\varepsilon_{ex}^2 = 0 \quad (6)$$

получаем две другие резонансные частоты  $\omega_{\pm}$ . Действительно, подставляя (2) и (3) в (6) получаем

$$\varepsilon_{\perp}(\omega_{\pm}) = -2 \pm g \quad \text{или} \quad \frac{\omega^2 - \Omega_L^2}{\omega \pm \Omega_L} = \frac{\Omega_{Me}^2}{\omega}.$$

Из этих уравнений сразу следует  $\omega_{\pm} \approx \Omega_{Me} \pm \Omega_L / 2$ , то есть основная частота плазмонного резонанса расщепляется на две компоненты, расстояние между которыми равно ларморовской частоте:  $\Delta\omega_{\pm} \approx \Omega_L$ . С ростом индукции магнитного поля интервал разбегания компонент растет пропорционально полю, что и наблюдалось ранее [7-8, 10-11].

Тензор (5) с учетом (2) и (3) можно записать в виде, представляющем явную зависимость от частоты  $\omega$

$$\tilde{\alpha}(\omega) = R^3 \omega_p^2 \begin{pmatrix} \frac{F(\omega)}{D^{(+)}(\omega)D^{(-)}(\omega)} & \frac{3i\Omega\omega}{D^{(+)}(\omega)D^{(-)}(\omega)} & 0 \\ -\frac{3i\Omega\omega}{D^{(+)}(\omega)D^{(-)}(\omega)} & \frac{F(\omega)}{D^{(+)}(\omega)D^{(-)}(\omega)} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{F(\omega)} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где  $D^{(\pm)}(\omega) = 3\omega(\omega \pm \Omega_L + i\gamma) - \omega_p^2$ ,  $F(\omega) = \omega_p^2 - 3\omega(\omega + i\gamma)$ . Соответственно три плазмонных резонанса возникает на частотах, являющихся корнями уравнений  $D^{(\pm)}(\omega) = 0$  и  $F(\omega) = 0$ , причем один из резонансов  $\omega_p^2 / F(\Omega_{Me})$  является немагниточувствительным. Две магниточувствительные резонансные частоты  $\omega_{\pm}$  являются корнями квадратного уравнения  $D^{(\pm)}(\omega_{\pm}) = 0$ :  $\omega_{\pm} = (\Omega_{Me}^2 + \Omega_L^2 / 4)^{1/2} \pm \Omega_L / 2$ .

Если частица, входящая в состав кластера представляет собой слоистый сферический композит с анизотропным материалом оболочки (или кора) в среде с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_m$ , выражение для тензора  $\tilde{\alpha}(\omega)$  в случае невырожденного электронного газа металла можно получить, обобщая формулу поляризуемости композита [9] до тензорной формы проницаемости  $\vec{\varepsilon}(\omega) = \vec{\varepsilon}(\omega | B)$  ( $\vec{\varepsilon}_c$  - тензор диэлектрической проницаемости кора)

$$\tilde{\alpha}(\omega) = \left\{ \left[ \vec{\varepsilon}(\omega) - \varepsilon_m \right] \left[ 2\vec{\varepsilon}(\omega) + \vec{\varepsilon}_c \right] - \left[ 2\vec{\varepsilon}(\omega) + \varepsilon_m \right] \left[ \vec{\varepsilon}(\omega) - \vec{\varepsilon}_c \right] \xi^3 \right\} R_2^3 \times \left\{ \left[ \vec{\varepsilon}(\omega) + 2\varepsilon_m \right] \left[ 2\vec{\varepsilon}(\omega) + \vec{\varepsilon}_c \right] - 2 \left[ \vec{\varepsilon}(\omega) - \varepsilon_m \right] \left[ \vec{\varepsilon}(\omega) - \vec{\varepsilon}_c \right] \xi^3 \right\}^{-1}. \quad (8)$$

Информация о спектральных свойствах поляризуемости  $\tilde{\alpha}(\omega)$  может быть получена на основе анализа скалярной величины

$$V_{D-MNP-A}(\omega) \sim \mathbf{p}_D \mathbf{G}(r_D) \tilde{\alpha}(\omega) \mathbf{G}(r_A) \mathbf{p}_A, \quad (9)$$

определяющей эффект увеличения скорости безызлучательной передачи энергии электронного возбуждения между молекулами донора (D) и акцептора (A), находящимися в окрестности наночастицы.  $\mathbf{p}_D$ ,  $\mathbf{p}_A$  – векторы электронных дипольных моментов молекул. Размещая эти молекулы на расстоянии 10 нм друг от друга, а сферический слоистый композит на одной прямой с молекулами – между ними (начало координат – в центре частицы), и направляя векторы дипольных моментов молекул вдоль той же прямой, а вектор индукции магнитного поля – перпендикулярно ей, обнаруживаем два магниточувствительных плазмонных резонанса для действительной спектральной функции  $|V_{D-MNP-A}(\omega)|^2$  на частотах  $5,432 \cdot 10^{15}$  и  $8,396 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ . В качестве композита использовалась полая сферическая металлическая

частица с внешним и внутренним радиусами  $R_2 = 5$  и  $R_1 = 2$  нм соответственно. В данной геометрической конфигурации оба плазмонных резонанса имели схожий характер отклика на действие внешнего магнитного поля: с увеличением индукции магнитного поля от 0 до 5 Тл происходило уменьшение высоты резонансного пика на треть. При дальнейшем возрастании индукции от 5 до 20 Тл происходило расщепление спектрального контура на две симметричные полосы, «расходящиеся» в сторону больших и меньших значений частот от резонансной частоты при нулевом поле. Аналогичное расщепление частоты наблюдалось ранее в [7-8, 10-11], в сплошной металлической наночастице сферической формы. Однако в случае полой частицы, для невырожденного электронного газа формировалось два резонансных пика, и высокочастотный плазмонный резонанс был на два порядка ниже, чем низкочастотный.

*Поглощение энергии электромагнитного поля*

Анизотропная наночастица или двухчастичный кластер помещенные в переменное электромагнитное поле поглощают энергию этого поля с различной эффективностью в зависимости от ориентации вектора  $\mathbf{E}$  напряженности электрического поля относительно осей тензора  $\vec{\alpha}(\omega)$  поляризуемости кластера. Так, поглощаемая в единицу времени энергия электромагнитного поля может быть представлена через характеристики поля и кластера в следующем виде

$$w(\omega) = \frac{1}{2} \omega V \operatorname{Im} [\mathbf{E}^*(\omega) \vec{\alpha}(\omega) \mathbf{E}(\omega)] = \frac{1}{2} \omega V \operatorname{Im} [\mathbf{n}_E \vec{\alpha}(\omega) \mathbf{n}_E] |E(\omega)|^2$$

Тогда скалярная частотнозависящая функция  $\kappa(\omega)$  определяемая выражением [9]

$$\kappa(\omega) = \omega \operatorname{Im} [\mathbf{n}_E \vec{\alpha}(\omega) \mathbf{n}_E], \quad \mathbf{n}_E = \mathbf{E} / E \quad (10)$$

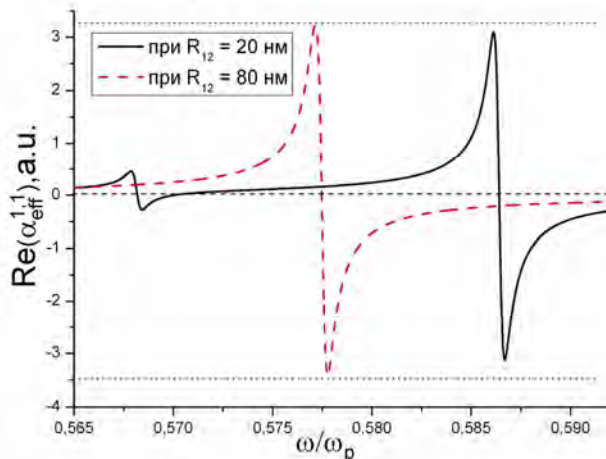
может рассматриваться в качестве коэффициента диссипации поля в анизотропной системе с поляризуемостью  $\vec{\alpha}(\omega)$ .

*Исследование зависимостей спектров дипольной поляризуемости двухчастичного нанокластера от геометрических, физических параметров и индукции магнитного поля*

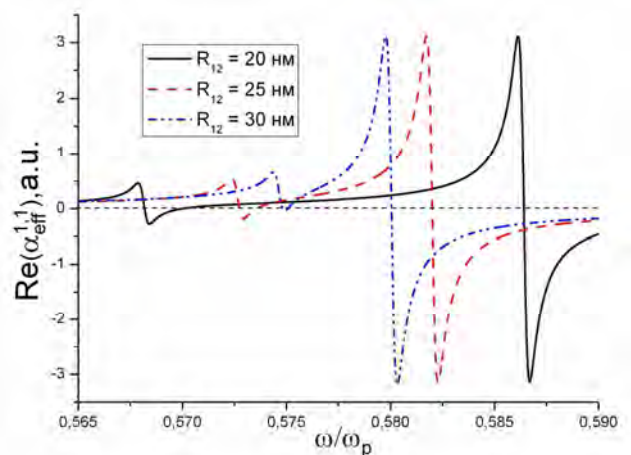
При сравнительно большом значении величины коэффициента затухания  $\gamma$ , влияние магнитного поля на плазмонные резонансы почти незаметно. Это влияние обнаруживается в том случае, когда частоты  $\gamma$  и  $\Omega_L$  имеют один и тот же порядок величины  $\sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$ , что отвечает значениям индукции  $B$  магнитного поля 1-10 Тл.

Вначале рассмотрим частотные зависимости компонент тензора  $\vec{\alpha}_{eff}(\omega)$  на основе выражения (1) в отсутствие внешнего магнитного поля при высокосимметричном расположении оси двухчастичного кластера (направлена вдоль оси  $z$  декартовой системы координат) относительно вектора напряженности  $\mathbf{E}$  поляризующего поля. В этом случае тензор  $\vec{\alpha}_{eff}(\omega)$

диагонален (см., также, [9]). На рис.1 представлен спектр реальной части диагональной  $x$ -компоненты тензора  $\tilde{\alpha}_{eff}(\omega)$  поляризуемости для двух различных расстояний  $R$  (20 и 80 нм) между двумя сферическими частицами кластера, в случае, когда радиусы частиц были различными – 5 и 8 нм. При большом размере кластера ( $R=80$  нм) основной плазмонный резонанс практически совпадает по частоте с резонансом Ми, но приблизительно вдвое превосходит последний по амплитуде. Очевидно это отвечает ситуации слабо взаимодействующих друг с другом частиц кластера, когда эффективная поляризуемость системы складывается из поляризуемостей ее частей. С уменьшением расстояния между частицами до 20 нм этот резонанс сдвигается в высокочастотную область, незначительно уменьшаясь по амплитуде. Это соответствует проявлению диполь-дипольного взаимодействия между компонентами кластера и частотной зависимости отклика, характерной для случая поперечной поляризации (направлений вектора  $\mathbf{E}_0$  в плоскости  $xu$ , перпендикулярной оси кластера) [9]. Кроме того, при сближении частиц, в низкочастотной области появляется новый малоамплитудный плазмонный резонанс, происхождение которого связано с различием размеров частиц, образующих кластер. При равенстве радиусов этих частиц этот резонанс исчезает. На рис. 2 прослеживаются те же зависимости, что имели место для рис. 1, но уже для трех различных расстояний  $R$  между частицами кластера, изменяющимся с малым шагом: 20, 25 и 30 нм. С ростом этого расстояния наблюдается тенденция к сближению частот двух различных плазмонных резонансов. В области частоты Ми происходит их слияние.

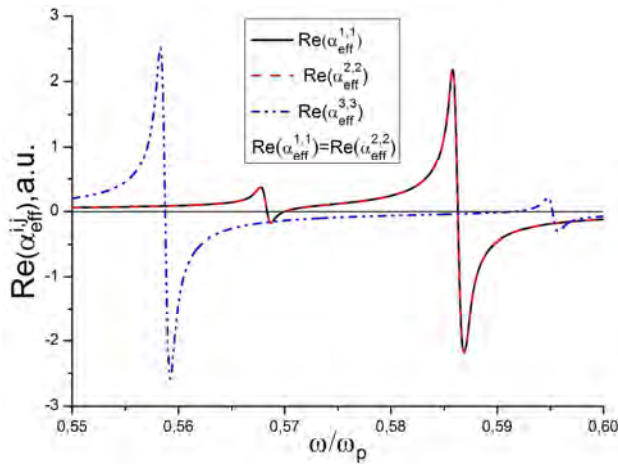


**Рис. 1.** Спектры дипольной поляризуемости системы из двух сферических частиц для различных расстояний  $R$  между частицами: 80 нм (пунктирная кривая) и 20 нм (сплошная кривая). Представлены частотные (в единицах плазменной частоты  $\omega_p$ ) зависимости реальной части  $\tilde{\alpha}_{eff}(\omega)$  для случая поперечной поляризации. Радиусы частиц  $R_1=5$  нм,  $R_2=8$  нм;  $\gamma = 5 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ .

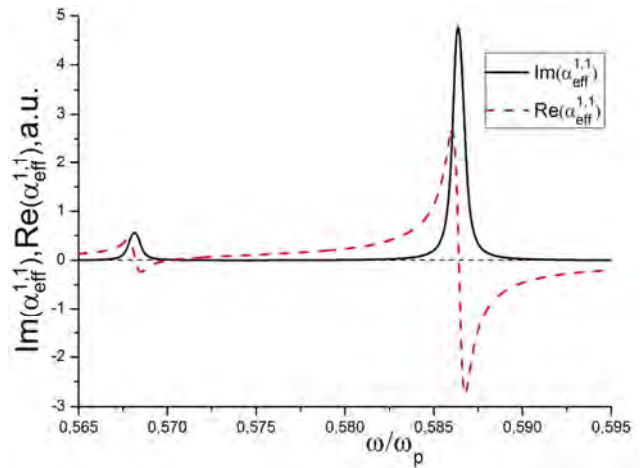


**Рис. 2.** Сближение плазмонных резонансов двухчастичного кластера при изменении расстояния  $R$  между частицами: 20 (сплошная кривая), 25 (штриховая кривая) и 30 нм (штрих-пунктирная кривая). Случай поперечной поляризации. Радиусы частиц  $R_1=5$  нм,  $R_2=8$  нм;  $\gamma = 5 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ .

На рис. 3 представлены частотные зависимости двух различающихся реальных частей диагональных элементов тензора  $\vec{\alpha}_{eff}(\omega)$  для продольной  $\alpha_{eff}^{(3,3)}$  и поперечной  $\alpha_{eff}^{(1,1)} = \alpha_{eff}^{(2,2)}$  поляризуемостей. Из графика видно, что имеет место инверсия положений на шкале частот главного и побочного плазмонных резонансов при переходе от продольной к поперечной поляризуемости. На рис. 4 показаны частотные зависимости действительной и мнимой частей поперечной поляризуемости  $\alpha_{eff}^{(1,1)} = \alpha_{eff}^{(2,2)}$  двухчастичного кластера с двумя плазмонными резонансами, характерные и для других аналогичных систем.



**Рис. 3.** Инверсия частот двух плазмонных резонансов для случаев продольной  $\alpha_{eff}^{(3,3)}$  (штрих-пунктирная кривая) и поперечной  $\alpha_{eff}^{(1,1)} = \alpha_{eff}^{(2,2)}$  поляризацій. Расстояние между частицами кластера  $R=20$  нм. Радиусы частиц кластера  $R_1=5$  нм,  $R_2=8$  нм.  $\gamma = 5 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ .



**Рис. 4.** Частотные зависимости действительной  $\text{Re} \alpha_{eff}^{(1,1)}(\omega)$  (пунктирная кривая) и мнимой  $\text{Im} \alpha_{eff}^{(1,1)}(\omega)$  (сплошная кривая) частей поперечной поляризуемости двухчастичного кластера. Значения параметров – такие же как и для рис. 3.

#### *Спектры поляризуемости кластера в магнитном поле*

В случае симметричной конфигурации, когда направление вектора индукции магнитного поля совпадает с осью кластера, структура тензора  $\vec{\alpha}_{eff}(\omega)$  аналогична структуре матриц (5) или (7)

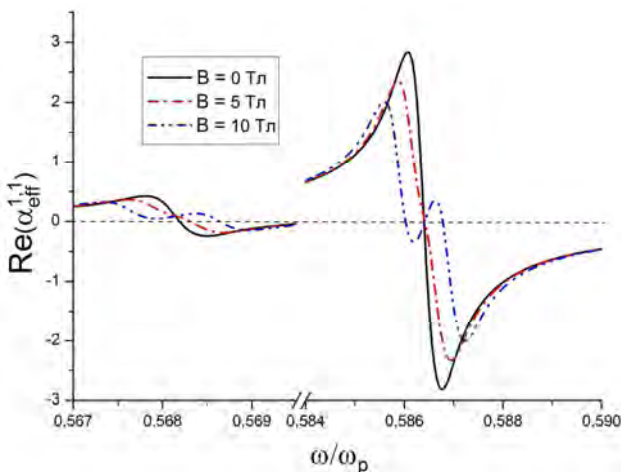
$$\vec{\alpha}_{eff} = \begin{pmatrix} X_{11} & X_{12} & 0 \\ -X_{12} & X_{22} & 0 \\ 0 & 0 & X_{33} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

где  $X_{11}=X_{22}$ .

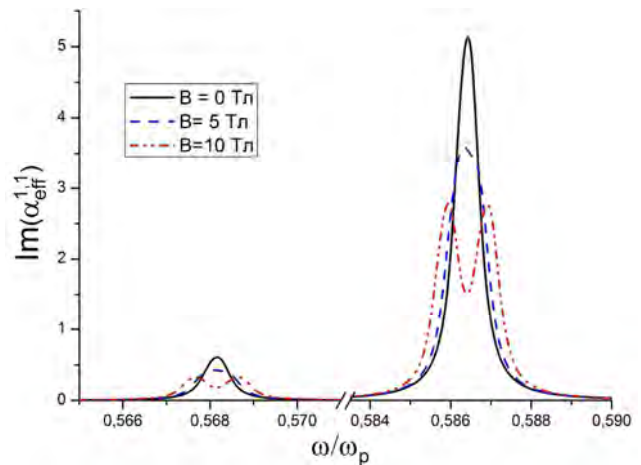
В исследованных нами случаях величина основного резонансного пика – модуля одного из диагональных элементов тензора  $\vec{\alpha}_{eff}(\omega)$  (11) больше резонансных пиков недиагональных элементов. Матричный элемент

$\alpha_{eff}^{(3,3)}(\omega) = X_{33}$ , в отличие от  $\alpha_{eff}^{(1,1)}(\omega) = X_{11}$ , не зависит от магнитного поля.

На рис. 5 и 6 представлены спектры действительной и мнимой частей диагонального элемента  $\alpha_{eff}^{(1,1)}(\omega) = X_{11}$  тензора поляризуемости кластера в магнитном поле индукции 5 и 10 Тл. Для сравнения на графиках даны спектры этих величин в нулевом магнитном поле. При включении внешнего поля происходит характерное расщепление резонансных полос спектров  $Re X_{11}(\omega)$ ,  $Im X_{11}(\omega)$  на две отдельные линии, как и в случае отдельных составляющих кластера в магнитном поле, наблюдавшееся ранее в работах [7-8, 10-11].



**Рис. 5.** Зависимость спектра реальной части поляризуемости  $\alpha_{eff}^{(1,1)}(\omega)$  кластера от индукции внешнего магнитного поля  $B$ . Сплошная кривая – спектр без поля, пунктирная –  $B=5$  Тл, штрих-пунктирная –  $B=10$  Тл. Радиусы частиц кластера  $R_1=5$  нм,  $R_2=8$  нм.  $R=20$  нм.  $\gamma = 5 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ .

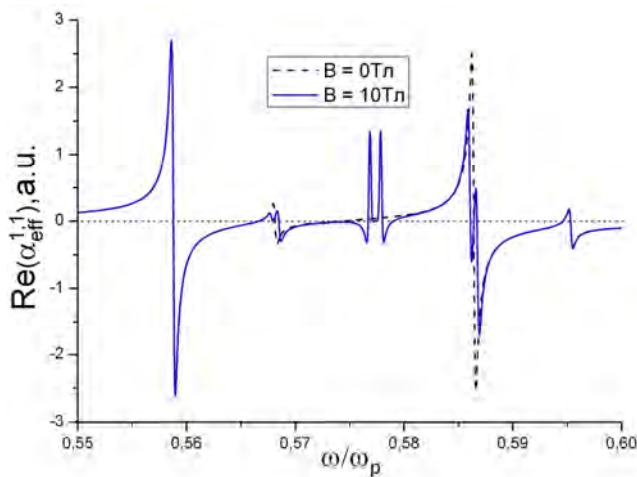


**Рис. 6.** Зависимость спектра мнимой части поляризуемости  $\alpha_{eff}^{(1,1)}(\omega)$  кластера от индукции внешнего магнитного поля  $B$ . Сплошная кривая – спектр без поля, пунктирная –  $B=5$  Тл, штрих-пунктирная –  $B=10$  Тл. Радиусы частиц кластера  $R_1=5$  нм,  $R_2=8$  нм.  $R=20$  нм.  $\gamma = 3 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ .

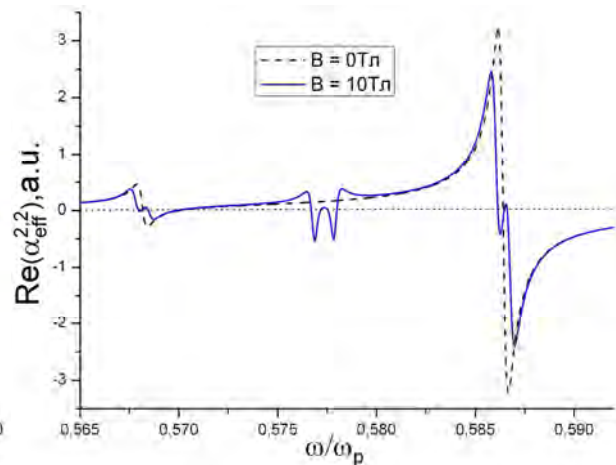
Зависимости от магнитного поля спектров  $Re X_{12}(\omega)$ ,  $Im X_{12}(\omega)$  недиагонального элемента матрицы (11) носят аналогичный характер.

При отклонении оси кластера от направления вектора  $\mathbf{B}$  индукции магнитного поля (ось  $z$  декартовой системы координат) на угол  $45^\circ$ , спектры реальных частей  $Re \alpha_{eff}^{(1,1)}(\omega)$ ,  $Re \alpha_{eff}^{(2,2)}(\omega)$  диагональных компонент тензора  $\tilde{\alpha}_{eff}(\omega)$  существенным образом трансформируются. На рис. 7 и 8 показаны частотные зависимости  $Re \alpha_{eff}^{(1,1)}(\omega)$ ,  $Re \alpha_{eff}^{(2,2)}(\omega)$  в нулевом магнитном поле и поле индукции  $B=10$  Тл для такой – не соосной ориентации системы.





**Рис. 7.** Спектры реальной части  $\text{Re}\alpha_{\text{eff}}^{(1,1)}(\omega)$  тензора поляризуемости кластера в магнитном поле индукции  $B=10$  Тл (сплошная кривая) и нулевом поле (штриховая кривая).



**Рис. 8.** Спектры реальной части  $\text{Re}\alpha_{\text{eff}}^{(2,2)}(\omega)$  тензора поляризуемости кластера в магнитном поле индукции  $B=10$  Тл (сплошная кривая) и нулевом поле (штриховая кривая).

Работа поддержана Минобрнауки РФ (Госзадание Министерства. Проект № 1.3.11).

#### Список литературы

1. **Климов В. В.** Наноплазмоника. М.: Физматлит. 2009. – 480 с.
2. **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.
3. **Born M., Wolf E.** Principles of Optics. Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light. Forth edition. Pergamon Press. Oxford-London-Edinburgh-New York-Raris-Frankfurt. 1968.
4. **Mie G.** // Ann. der Physik. 1908. -V. 25. –P. 377-445.
5. **Кучеренко М.Г.** Межмолекулярный безызлучательный перенос энергии вблизи шаровой нанополочки с вырожденным электронным газом // Всеросс. Конфер. «Фотоника органических и гибридных наноструктур».- Черноголовка: ИПХФ РАН.- 2011.- С.89.
6. **Кучеренко М.Г.** Влияние шаровых наноразмерных металлокомпозитов на скорость безызлучательной передачи энергии между молекулами // Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. «Университетский комплекс как регион. центр образования, науки и культуры». Сек. 8. Вопросы фундам. и прикл. физики. Оренбург: ОГУ, 2012. – С. 926-933.
7. **Kucherenko M.G., Pen'kov S.A.** Magnetic field effect on intermolecular radiationless energy transfer near metallic nanoparticle // Abstract. 3-rd A.N. Terenin Internat. Symp. «MOLECULAR PHOTONICS» 2012. St. Petersburg. - P. 64.
8. **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. «Университетский комплекс как региональный центр образования, науки и культуры». Секция 8. Вопросы фундам. и приклад. физики. – С.934-942. Оренбургский гос. ун-т. – Оренбург: ОГУ, 2012. - 2927 с.

9. **Кучеренко М.Г.** Тензорное представление динамической поляризуемости двухчастичного нанокластера в приближении точечных диполей // Матер. Всеросс. научно-метод. конфер. «Университетский комплекс как регион. центр образования, науки и культуры». Вопросы фундам. и прикл. физики. Оренбург: ОГУ, 2013.

10. **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.

11. **Большаков Д. С., Пеньков С. А., Кучеренко М. Г.** Влияние магнитного поля на безызлучательный перенос энергии вблизи проводящего наноразмерного эллипсоида // Матер. IV Междунар. научно-практ. конфер. Сборник научных трудов. – Краснодар, 2012. –33 т. – С. 58. – ISBN 978-5-905897-17-7.

12. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Электродинамика сплошных сред. Т.8. М.: Физматлит. 2010. – 656 с.

**Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А.** Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука. 1975. -256 с.