

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОСФЕРАХ С УЧЕТОМ ПЛАЗМОННЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ

В. А. Астапенко, С. Ю. Свита*

*Московский физико-технический институт (государственный университет)
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 27 февраля 2015 г.

Исследованы спектрально-угловые особенности рассеяния электромагнитных импульсов различной длительности (от квазимонохроматических до ультракоротких) на металлических наночастицах в диэлектрике для различных значений параметров задачи. Показано, что характер интерференции вкладов в процесс поверхностных плазмонов различной мультипольности существенно зависит от угла рассеяния и порождает резкие особенности в спектре рассеяния монохроматического излучения. В случае ультракоротких импульсов исследована зависимость вероятности и спектра рассеяния от длительности импульса и угла рассеяния.

DOI: 10.7868/S0044451015090023

1. ВВЕДЕНИЕ

Бурное развитие нанотехнологий и методов генерации коротких электромагнитных импульсов (ЭМИ) с заданными параметрами [1] делает актуальным исследование особенностей взаимодействия коротких и ультракоротких ЭМИ с наночастицами. Важным видом наночастиц являются металлические наносферы из серебра или золота, помещенные в диэлектрическую среду (матрицу).

Использование металлических наносфер перспективно в различных областях человеческой деятельности: от сенсорных применений в технике, биологии и медицине [2] до фототермической терапии опухолей [3].

Для сенсорных применений важно знать специфику рассеяния ЭМИ различной длительности и несущей частоты на наносферах радиусом 10–100 нм, помещенных в диэлектрические матрицы.

Как известно, максимумы в спектральной эффективности рассеяния излучения на металлических наносферах отвечают возбуждению плазмонов различной мультипольности на поверхности сфер [2]. Низкочастотные максимумы соответствуют воз-

буждению дипольных поверхностных плазмонов. Квадрупольные, октупольные и т. д. поверхностные плазмоны отвечают максимумам сечения рассеяния, лежащим в более высокочастотном диапазоне. Хотя максимумы сечения рассеяния излучения на плазменах различной мультипольности разнесены по частоте, спектральные области их вклада в процесс, вообще говоря, перекрываются. Тогда (для заданного угла рассеяния) возможна интерференция этих вкладов, которая может носить как конструктивный, так и деструктивный характер.

Настоящая статья посвящена теоретическому исследованию рассеяния электромагнитных импульсов различной длительности на металлических наносферах с учетом интерференции вкладов плазмонов различной мультипольности.

2. РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ РАЗЛИЧНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ: ОБЩИЕ ФОРМУЛЫ

Рассмотрим сначала общие способы описания фотоиндуцированных процессов, включая поглощение и рассеяние излучения на нанообъектах.

В монохроматическом приближении для количественной характеристики фотоиндуцированного процесса, как правило, используется вероятность в

*E-mail: astval@mail.ru

единицу времени w , которая связана с сечением процесса σ равенством

$$w = \sigma(\omega)j_\omega, \quad (1)$$

где j_ω — плотность потока фотонов в монохроматическом излучении на частоте ω , определяемая через интенсивность I как

$$j_\omega = I/\hbar\omega. \quad (2)$$

Отметим, что выражение (1) справедливо в так называемом пертурбативном режиме, когда вероятность процесса пропорциональна интенсивности излучения.

Из формулы (1), в частности, следует линейная зависимость полной вероятности, т. е. вероятности за все время действия импульса, от длительности импульса Δt :

$$W^{(m)} = \sigma(\omega)j_\omega\Delta t = \sigma(\omega)\frac{I}{\hbar\omega}\Delta t. \quad (3)$$

В общем случае, когда длительность импульса меньше характерного времени электронных процессов в мишени, формулы (1) и (3) становятся неприменимыми. Тогда нужно исходить из последовательного квантовомеханического рассмотрения, которое приводит к следующей формуле для вероятности фотопроцесса за все время действия импульса [4]:

$$W = \frac{c}{(2\pi)^2} \int_0^\infty \sigma(\omega') \frac{|E(\omega')|^2}{\hbar\omega'} d\omega', \quad (4)$$

где $\sigma(\omega')$ — сечение фотопроцесса, $E(\omega')$ — фурье-образ напряженности электрического поля в импульсе, c — скорость света.

В случае рассеяния линейно поляризованного ЭМИ на сферически-симметричной мишени для спектральной вероятности за все время действия ЭМИ имеем [5]

$$W_{sc}(\omega, \theta, \varphi) = \int_0^\infty \sigma_{sc}(\omega', \theta, \varphi) \frac{dN_{ph}}{ds d\omega'} d\omega', \quad (5)$$

где $\sigma_{sc}(\omega', \theta, \varphi)$ — спектрально-угловое сечение рассеяния, θ и φ — полярный и азимутальный углы рассеяния (ось x предполагается направленной вдоль вектора напряженности электрического поля в падающем на мишень излучении),

$$\frac{dN_{ph}}{ds d\omega'} = \frac{c}{(2\pi)^2} \frac{|E(\omega')|^2}{\hbar\omega'} \quad (6)$$

— число фотонов на частоте ω' , прошедших через элемент площади ds за все время рассеяния ультракороткого импульса (УКИ) на мишени. Подставляя формулу (6) в выражение (5), находим

$$W_{sc}(\omega, \theta, \varphi) = \frac{c}{(2\pi)^2} \int_0^\infty \sigma_{sc}(\omega', \theta, \varphi) \times \frac{|E(\omega')|^2}{\hbar\omega'} d\omega'. \quad (7)$$

Заметим, что в монохроматическом пределе

$$|E(\omega')|^2 \propto E_0^2 \Delta t \delta(\omega - \omega'). \quad (8)$$

Подставляя (8) в формулы (4), (7), получаем выражение (3).

3. СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВОЕ СЕЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОСФЕРАХ

В случае металлических наносфер спектрально-угловое сечение рассеяния монохроматического линейно поляризованного излучения представляется в виде

$$\sigma_{sc}(\omega, \theta, \varphi) = \pi r_s^2 Q_{sc}(\omega, \theta, \varphi). \quad (9)$$

Здесь r_s — радиус наносферы, $Q_{sc}(\omega, \theta, \varphi)$ — спектрально-угловая эффективность рассеяния, которая выражается через функцию рассеяния $F_{sc}(\omega, \theta, \varphi)$ следующим образом [6]:

$$Q_{sc}(\omega, \theta, \varphi) = \frac{4}{x^2} F_{sc}(\omega, \theta, \varphi), \quad (10)$$

где $x = kr_s$, $k = \sqrt{\varepsilon_m}\omega/c$ — волновой вектор излучения в матрице с диэлектрической проницаемостью ε_m , в которую помещены наносферы; θ, φ — полярный и азимутальный углы волнового вектора рассеянного излучения (рис. 1).

Для функции рассеяния монохроматического излучения на частоте ω в заданный телесный угол имеем [6]

$$F_{sc}(\omega, \theta, \varphi) = |S_1(\omega, \theta)|^2 \sin^2 \varphi + |S_2(\omega, \theta)|^2 \cos^2 \varphi, \quad (11)$$

где

$$S_1(\theta, \omega) = \sum_{n=1}^\infty \frac{2n+1}{n(n+1)} \times \{a_n(\omega)\pi_n(\theta) + b_n(\omega)\tau_n(\theta)\}, \quad (12)$$

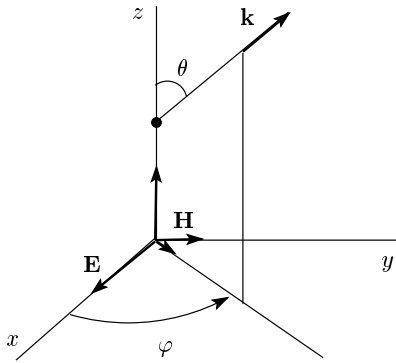


Рис. 1. Геометрия рассеяния линейно поляризованного излучения на наносфере

$$S_2(\theta, \omega) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \times \{a_n(\omega)\tau_n(\theta) + b_n(\omega)\pi_n(\theta)\} \quad (13)$$

и

$$\pi_n(\theta) = \frac{P_n^1(\cos\theta)}{\sin\theta}, \quad \tau_n(\theta) = \frac{dP_n^1(\cos\theta)}{d\theta}. \quad (14)$$

Таким образом, формулы (9)–(14) дают спектрально-угловое сечение рассеяния. В случае неполяризованного излучения, когда $\langle \cos^2 \varphi \rangle = \langle \sin^2 \varphi \rangle = 1/2$, функция рассеяния (11) утрачивает зависимость от азимутального угла φ , а вместе с ней также эффективность и сечение рассеяния зависят только от частоты и полярного угла.

Из равенств (14) имеем для двух предельных случаев рассеяния вперед $\theta = 0$ и назад $\theta = \pi$:

$$\pi_n(\theta = 0) = \tau_n(\theta = 0) = n(n+1)/2, \quad (15)$$

$$\pi_n(\theta = \pi) = -\tau_n(\theta = \pi) = (-1)^{n+1}n(n+1)/2. \quad (16)$$

Коэффициенты мультипольного разложения в формулах (12), (13) a_n и b_n равны

$$a_n(x, y, m) = \frac{\psi'_n(y)\psi_n(x) - m\psi'_n(x)\psi_n(y)}{\psi'_n(y)\zeta_n(x) - m\zeta'_n(x)\psi_n(y)}, \quad (17)$$

$$b_n(x, y, m) = \frac{m\psi'_n(y)\psi_n(x) - \psi'_n(y)\psi'_n(x)}{m\psi'_n(y)\zeta_n(x) - \zeta'_n(x)\psi_n(y)}, \quad (18)$$

где $m = \sqrt{\varepsilon_s(\omega)/\varepsilon_m}$; $\varepsilon_s(\omega)$, ε_m — диэлектрические проницаемости материала наносферы и матрицы. Коэффициенты

$$\psi_n(z) = zj_n(z) = \sqrt{\frac{\pi z}{2}} J_{n+1/2}(z), \quad (19)$$

$$\zeta_n(z) = zh_n^{(1)}(z) = \sqrt{\frac{\pi z}{2}} H_{n+1/2}^{(1)}(z) \quad (20)$$

— функции, введенные Дебаем; $j_n(z)$, $h_n^{(1)}(z)$ — сферические функции Бесселя и Ханкеля, $J_{n+1/2}(z)$ и $H_{n+1/2}^{(1)}(z)$ — функции Бесселя и Ханкеля полуцелого порядка.

Диэлектрическая проницаемость металлической сферы может быть выражена через действительную $n_s(\omega)$ и мнимую $\kappa_s(\omega)$ части показателя преломления металла:

$$\varepsilon_s(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega) = [n_s(\omega)]^2 - [\kappa_s(\omega)]^2 + 2in_s(\omega)\kappa_s(\omega). \quad (21)$$

Для функций $n_s(\omega)$ и $\kappa_s(\omega)$ используем экспериментальные данные, полученные в работе [7]. Диэлектрическую проницаемость матрицы полагаем действительной и не зависящей от частоты излучения.

Для эффективности рассеяния назад (radar back scattering) и вперед (forward scattering) из выражений (10)–(16) имеем

$$Q_{RBS} = \frac{1}{x^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(-1)^n [a_n - b_n] \right|^2, \quad (22)$$

$$Q_{FS} = \frac{1}{x^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) [a_n + b_n] \right|^2. \quad (23)$$

Интегральная по углу рассеяния эффективность имеет вид

$$Q_{int} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) [|a_n|^2 + |b_n|^2]. \quad (24)$$

Видно, что в отличие от формул (22), (23) интегральная эффективность (24) не содержит слагаемых, обусловленных интерференцией амплитуд рассеяния a_n , b_n .

Спектральные эффективности рассеяния назад, вперед и нормированная интегральная эффективность рассеяния излучения на серебряных наносферах радиусом 40 нм в различных матрицах, рассчитанные по приведенным выше формулам, представлены на рис. 2–4.

Из рис. 2 следует, что эффективность рассеяния назад ($\theta = 180^\circ$) имеет глубокий минимум на частоте $\hbar\omega = 3.15$ эВ, обусловленный деструктивной интерференцией вкладов дипольных и квадрупольных плазмонов в рассеяние. Напротив, эффективность рассеяния вперед ($\theta = 0$) на частоте $\hbar\omega = 3.116$ эВ имеет ярко выраженный интерференционный максимум, обусловленный конструктивной интерференцией дипольных и квадрупольных плазмонов. Отметим, что дипольный максимум эффективности рассеяния приходится на энергию фотона $\hbar\omega = 2.56$ эВ.

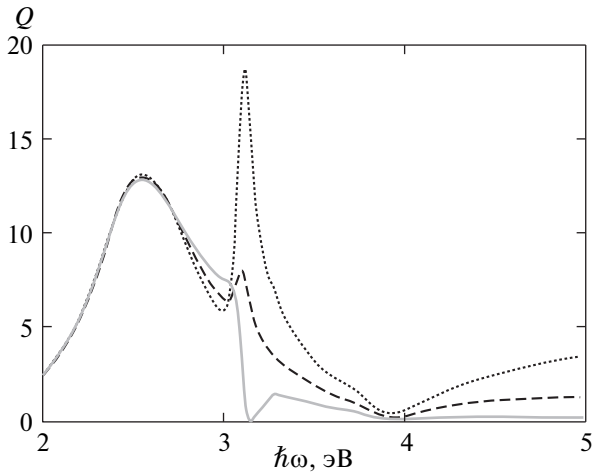


Рис. 2. Спектральная эффективность рассеяния на серебряной наносфере радиуса 40 нм в стекле: сплошная кривая — рассеяние назад, пунктирная кривая — рассеяние вперед, штриховая кривая — интегральное по углу рассеяние

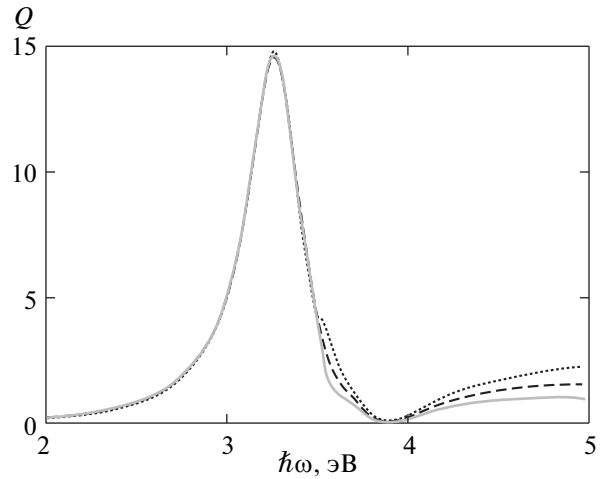


Рис. 4. То же, что на рис. 2, для серебряных наносфер в воздухе

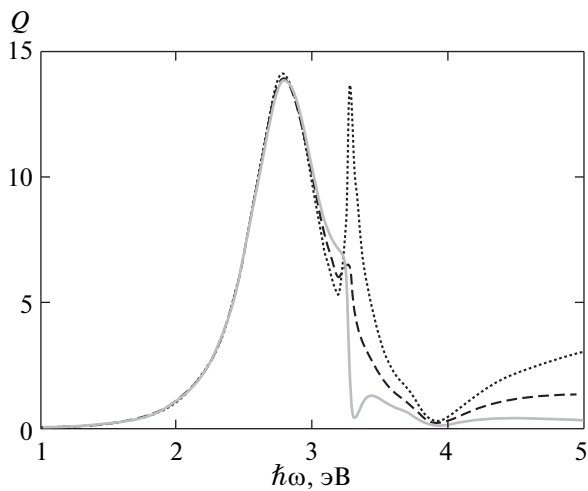


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для серебряных наносфер в воде

При переходе к матрице с меньшей диэлектрической проницаемостью — воде ($\epsilon_m = 1.78$), — как это видно из рис. 3, роль интерференционных эффектов уменьшается. Для серебряных наносфер в воздухе интерференционные эффекты в рассеянии практически исчезают (рис. 3).

Отметим, что минимум эффективности рассеяния на рис. 2–4, приходящийся на энергию фотона $\hbar\omega = 3.95$ эВ, не связан с интерференционными эффектами, а определяется ростом мнимой части ди-

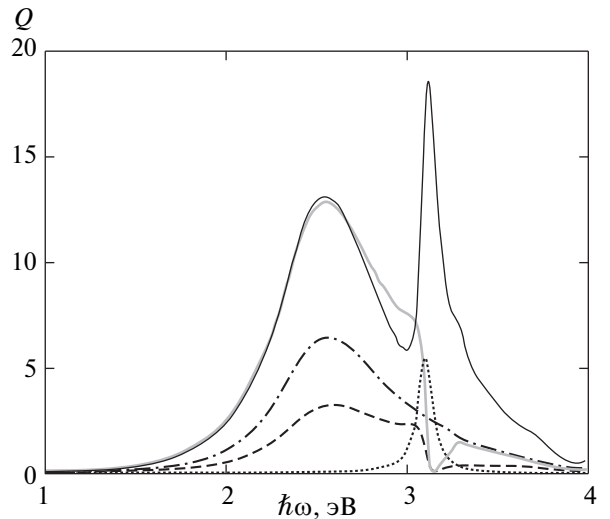


Рис. 5. Спектральная эффективность рассеяния излучения на серебряной наносфере радиусом $r_s = 40$ нм в стекле ($\epsilon_m = 2.25$) для разных углов рассеяния: жирная сплошная кривая — рассеяние назад $\theta = 180^\circ$, пунктирная — $\theta = 90^\circ$, штриховая — $\theta = 60^\circ$, штрихпунктирная — $\theta = 45^\circ$, тонкая сплошная кривая — рассеяние вперед $\theta = 0$; $\varphi = 0$

электрической проницаемости серебра в диапазоне $\hbar\omega > 3.9$ эВ, который обусловлен вкладом межзонных переходов.

На рис. 5 представлена спектральная эффективность рассеяния на наносферах серебра в стекле для различных полярных углов рассеяния и нуле-

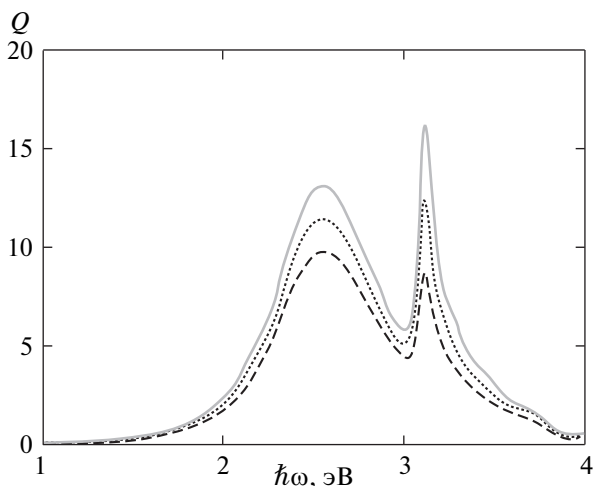


Рис. 6. Спектральная эффективность рассеяния линейно поляризованного излучения на серебряной наносфере радиуса 40 нм для полярного угла $\theta = 30^\circ$: $\varphi = 90^\circ$ (сплошная кривая), 45° (пунктирная), 0 (штриховая)

вого азимутального угла $\varphi = 0$ (см. рис. 1). Видно, что для угла рассеяния $\theta = 90^\circ$ кривая спектральной эффективности имеет симметричную колоколообразную форму с центром при $\hbar\omega = 3.11$ эВ, что отвечает возбуждению квадрупольных плазмонов. В этом случае вклад дипольных плазмонов в рассеяние равен нулю, поскольку направление волнового вектора рассеянного излучения и вектора напряженности электрического поля в падающей волне совпадают и, таким образом, поляризации падающего и рассеянного излучения взаимно ортогональны. Для угла рассеяния $\theta = 45^\circ$ (штрихпунктирная кривая на рис. 5) отсутствует вклад квадрупольных плазмонов в рассеяние, которое в этом случае в основном обусловлено возбуждением дипольных плазмонов. Небольшая асимметрия штрихпунктирной кривой объясняется вкладом октупольных плазмонов, спектр которых имеет центральную частоту $\hbar\omega = 3.27$ эВ.

Зависимость эффективности рассеяния линейно поляризованного излучения от азимутального угла φ зависит от величины полярного угла рассеяния θ , что демонстрируется графиками рис. 6 для полярного угла рассеяния $\theta = 30^\circ$ и графиками рис. 7 для $\theta = 90^\circ$. На рис. 7 видно, что для азимутального угла $\varphi = 0$ отсутствует вклад дипольных плазмонов в рассеяние, как об этом уже говорилось выше.

Спектральная эффективность рассеяния в заданный телесный угол ($\theta = 60^\circ, \varphi = 0$) приведена на

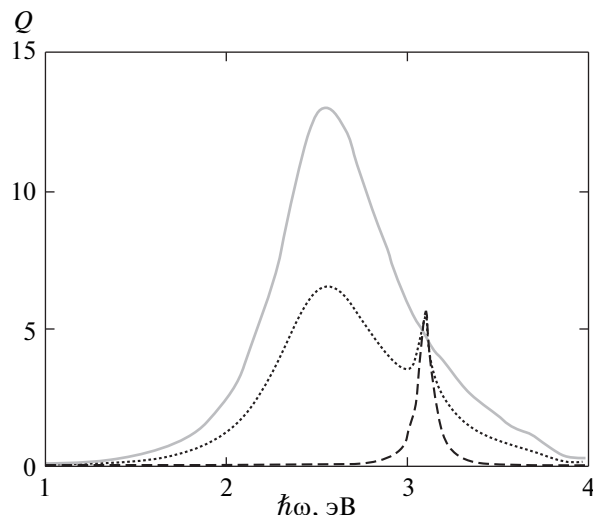


Рис. 7. То же, что на рис. 6, для полярного угла $\theta = 90^\circ$

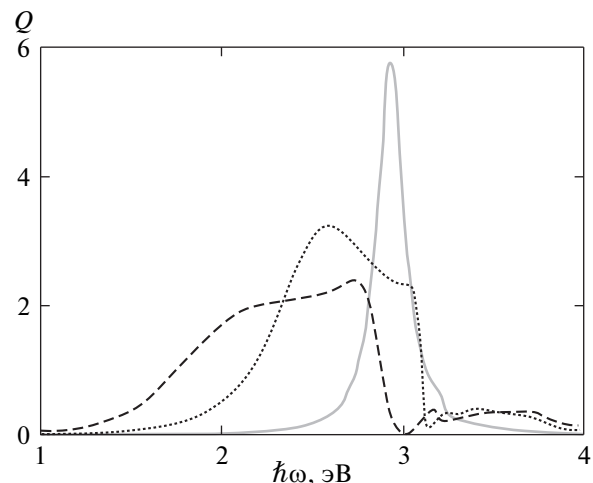


Рис. 8. Спектральная эффективность рассеяния для различных радиусов серебряных наносфер в стекле и угла рассеяния $\theta = 60^\circ, \varphi = 0$: $r_s = 20$ нм (сплошная кривая), 40 нм (пунктирная), 60 нм (штриховая)

рис. 8 для различных радиусов серебряных наносфер, помещенных в стекло. Видно, что для наименьшего радиуса — $r_s = 20$ нм — квадрупольный резонанс практически отсутствует, а максимум дипольного рассеяния смещен в сторону больших частот по сравнению с рассеянием на наносферах больших радиусов ($r_s = 40$ нм, $r_s = 60$ нм). Деструктивная интерференция дипольного и квадрупольного плазмонных резонансов в данном случае наиболее

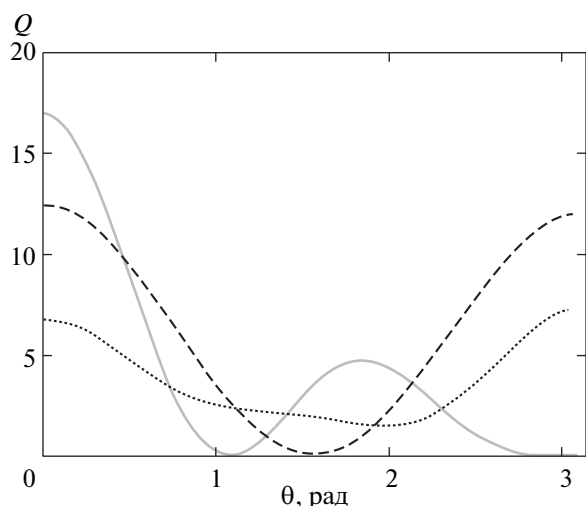


Рис. 9. Угловые зависимости эффективности рассеяния излучения на серебряной сфере радиуса 42 нм в стекле для разных частот: $\hbar\omega = 3.132$ эВ (сплошная кривая), 3.0 эВ (пунктирная), 2.5 эВ (штриховая)

сильно проявляется для наносферы радиусом 60 нм: эффективность рассеяния близка к нулю при энергии фотона вблизи 3 эВ.

Угловая зависимость рассеяния излучения на серебряной наносфере ($r_s = 42$ нм) в стекле представлена на рис. 9 для различных энергий фотона.

Из рис. 9 следует, что для данного радиуса наносферы деструктивная интерференция дипольного и квадрупольного вкладов в рассеяние проявляется при энергии фотона $\hbar\omega = 3.132$ эВ ($\lambda = 396$ нм) для двух углов рассеяния 1.08 рад ($\theta = 62^\circ$) и $\theta = 180^\circ$. Минимум эффективности при $\hbar\omega = 2.5$ эВ (штриховая кривая на рис. 9) не связан с плазмонными интерференционными эффектами, а обусловлен параллельностью векторов напряженности поля в падающем и рассеянном излучениях. Энергии фотона $\hbar\omega = 3$ эВ отвечает промежуточный случай, когда интерференция искажает дипольную угловую зависимость, но не приводит к глубоким минимумам в эффективности рассеяния.

4. РАССЕЯНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ НА СЕРЕБРЯНЫХ НАНОСФЕРАХ

Рассмотрим рассеяние на металлической наносфере в стекле электромагнитного импульса фемтосекундного диапазона. Предположим, что импульс имеет скорректированную гауссову форму [8]. Фу-

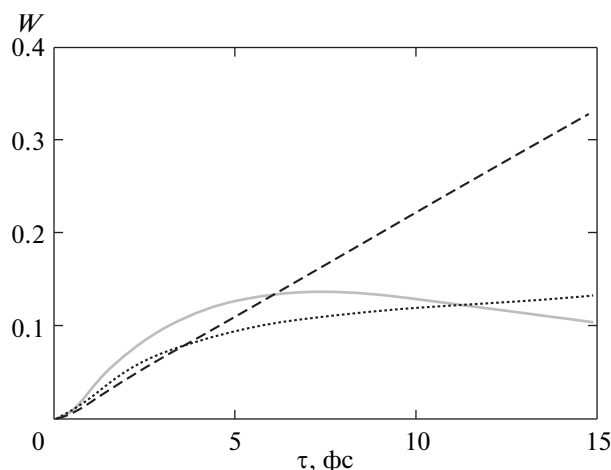


Рис. 10. Зависимости вероятности рассеяния электромагнитного импульса на серебряной наносфере ($r_s = 42$ нм) в стекле от его длительности для различных углов рассеяния: $\theta = 180^\circ$ (сплошная кривая), 150° (пунктирная), 135° (штриховая); $\varphi = 0$, несущая частота $\hbar\omega = 3.132$ эВ

рье-образ скорректированного гауссова импульса (СГИ, CGP) равен

$$E_{CGP}(\omega', \omega, \tau, \varphi) = iE_0\tau\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega'^2\tau^2}{1 + \omega^2\tau^2} \times \left\{ \exp\left(-i\varphi - (\omega - \omega')^2\frac{\tau^2}{2}\right) - \exp\left(i\varphi - (\omega + \omega')^2\frac{\tau^2}{2}\right) \right\}, \quad (25)$$

где ω , τ — несущая частота и длительность импульса, ω' — текущая частота, φ — фаза несущей по отношению к огибающей. Множитель перед фигурными скобками в правой части равенства (25) обеспечивает отсутствие постоянной составляющей в спектре импульса, в пределе $\omega\tau > 1$ его можно опустить. Подставляя в формулу (7) выражение для сечения рассеяния, следующее из (9)–(14), а также фурье-образ импульса (25), можно рассчитать спектрально-угловую вероятность рассеяния СГИ. В дальнейшем, если не оговорено противное, предполагаем, что $E_0 = 10^{-3}$ ат. ед., что соответствует интенсивности излучения порядка $3 \cdot 10^{10}$ Вт/см².

Проанализируем сначала зависимость вероятности рассеяния от длительности импульса в случае, когда плазмонные интерференционные эффекты проявляются наиболее ярко. Это имеет место, например, при рассеянии излучения назад на серебряной наносфере радиусом около 40 нм, помещенной в стекло (см. рис. 2). Расчет показывает, что

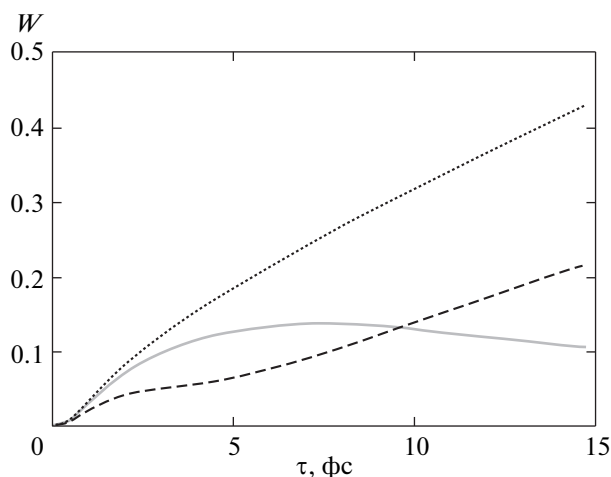


Рис. 11. Вероятность рассеяния назад как функция длительности импульса для различных несущих частот: $\hbar\omega = 3.132$ эВ (сплошная кривая), 3.09 эВ (пунктирная), 3.27 эВ (штриховая); $\varphi = 0$

эффективность данного рассеяния при энергии фотона 3.132 эВ и радиусе наносферы $r_s = 42$ нм составляет $5.4 \cdot 10^{-5}$, т. е. близка к нулю из-за деструктивной интерференции дипольного и квадрупольного вкладов. Вероятность рассеяния СГИ в этом случае (сплошная кривая на рис. 10) имеет максимум при длительности $\tau \approx 7$ фс. Заметим, что период колебания электромагнитного поля на частоте, отвечающей энергии фотона 3 эВ, составляет 0.218 фс, т. е. длительность СГИ в точке максимума сплошной кривой рис. 10 равна примерно 32 циклам на несущей частоте. Указанный максимум вероятности связан с наличием минимума в спектральной эффективности рассеяния на несущей частоте и уменьшением ширины спектра импульса с ростом его длительности. При угле рассеяния $\theta = 135^\circ$ вероятность процесса представляет собой монотонно возрастающую функцию τ , которая в субфемтосекундном диапазоне возрастает квадратично с увеличением длительности, но уже для $\tau > 1$ фс выходит на линейный режим. В этом случае роль интерференционных эффектов пренебрежимо мала. Угол рассеяния $\theta = 150^\circ$ отвечает промежуточному случаю, когда интерференция дипольного и квадрупольного рассеяния носит деструктивный характер, но не столь значительна по величине, как при рассеянии назад.

На рис. 11 представлена зависимость вероятности рассеяния СГИ назад от его длительности для различных несущих частот и радиуса наносферы 42 нм. Выбранные несущие частоты соответствуют

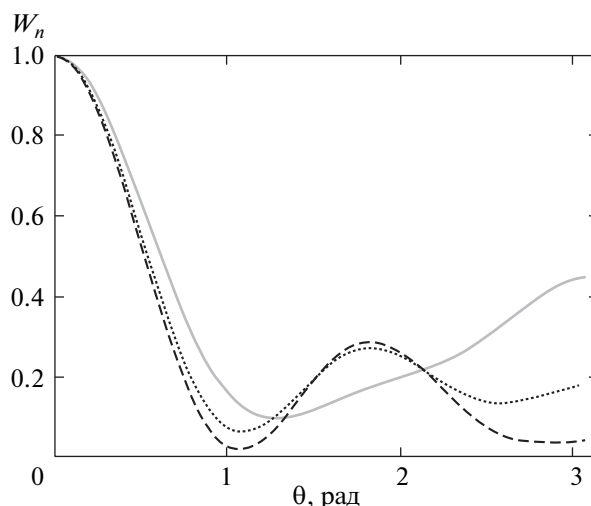


Рис. 12. Нормированные угловые зависимости вероятности рассеяния на частоте минимальной эффективности рассеяния ($\hbar\omega = 3.132$ эВ) для различных длительностей УКИ: $\tau = 1$ фс (сплошная кривая), 5 фс (пунктирная), 15 фс (штриховая); $\varphi = 0$

минимуму эффективности рассеяния излучения в стекле ($\hbar\omega_{min} = 3.132$ эВ — сплошная кривая), а также частотам по обе стороны от частоты минимума (см. рис. 2). Видно, что изменение несущей частоты вблизи минимального значения эффективности рассеяния существенно изменяет характер зависимости $W(\tau)$. Линейный рост вероятности рассеяния имеет место для частот $\omega \neq \omega_{min}$ при $\tau > 10$ фс. В случае, когда $\omega = \omega_{min}$, вероятность рассеяния $W(\tau)$ так же, как и на рис. 10, монотонно уменьшается в диапазоне $\tau > 10$ фс.

Угловые зависимости вероятности рассеяния УКИ на серебряной сфере радиуса 42 нм для различных длительностей импульса представлены на рис. 12 для несущей частоты $\hbar\omega_{min} = 3.132$ эВ, отвечающей минимуму эффективности при рассеянии назад (рис. 2). Видно, что в данном случае с укорочением импульса увеличивается вероятность рассеяния назад, что объясняется ростом спектральной ширины СГИ. Напротив, в пределе длинных импульсов вероятность рассеяния назад уменьшается из-за большей роли деструктивной интерференции дипольного и квадрупольного рассеяний. Расчет показывает, что для других несущих частот $\omega \neq \omega_{min}$ угловая зависимость вероятности рассеяния в пределе коротких импульсов практически не изменяется, а в случае длинных импульсов различие проявляется для больших углов рассеяния.

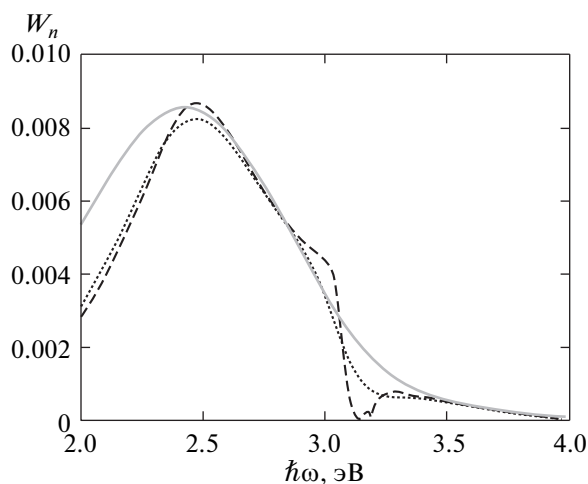


Рис. 13. Нормированные спектры рассеяния УКИ назад для различных длительностей импульсов: $\tau = 2$ фс (сплошная кривая), 5 фс (пунктирная), 40 фс (штриховая)

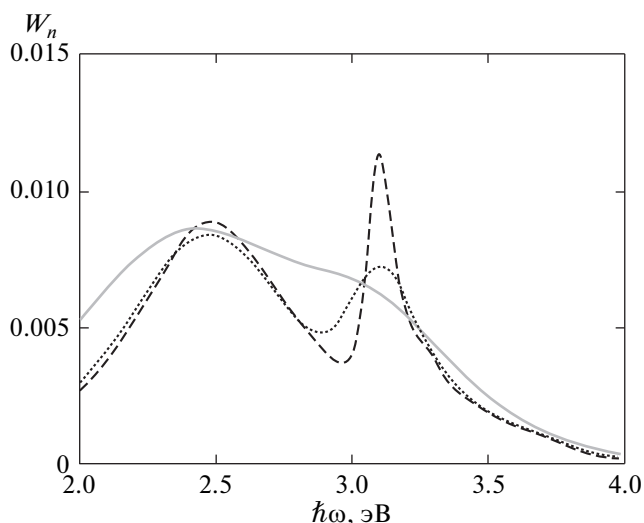


Рис. 14. Нормированные спектры рассеяния УКИ вперед для различных длительностей импульсов: $\tau = 2$ фс (сплошная кривая), 5 фс (пунктирная), 40 фс (штриховая)

На рис. 13, 14 представлена эволюция спектральной вероятности рассеяния назад (рис. 13) и вперед (рис. 14) на серебряной наносфере радиуса 42 нм с уменьшением длительности импульса. Для удобства сравнения спектры нормированы таким образом, чтобы в максимуме дипольного рассеяния они имели примерно одинаковую величину. Расчеты проводились для $E_0 = 10^{-4}$ ат. ед. Видно, что для доста-

точно длинных импульсов спектр рассеяния приближается к своему монохроматическому аналогу (см. рис. 2). Так, для $\tau > 40$ фс хорошо проявляется интерференционный минимум в спектре вероятности рассеяния УКИ назад (рис. 13), а на рис. 14 для той же длительности импульса имеет место интерференционный максимум. Напротив, для коротких импульсов с длительностью порядка 1–5 фс спектр вероятности рассеяния описывается относительно гладкой кривой без экстремумов, отражающих плазмонные интерференционные эффекты.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассчитаны и проанализированы спектрально-угловые и временные зависимости параметров рассеяния как длинных, так и ультракоротких линейно поляризованных импульсов на наносферах в различных матрицах с учетом интерференционных эффектов, обусловленных вкладом в процесс поверхностных плазмонов различной мультипольности. Основные расчеты проведены для серебряных наносфер в стекле. Показано, что с уменьшением диэлектрической проницаемости матрицы роль интерференционных эффектов в рассеянии становится пренебрежимо малой.

Установлено, что характер межплазмонной интерференции в значительной степени определяется полярным углом рассеяния ЭМИ. Так, например, при рассеянии излучения назад на наносферах радиусом около 40 нм интерференция вкладов дипольных и квадрупольных плазмонов в процесс носит деструктивный характер. В результате эффективность рассеяния фотона с энергией 3.1 эВ имеет глубокий минимум. Напротив, для тех же параметров задачи межплазмонная интерференция приводит к появлению резкого максимума в спектральной эффективности рассеяния вперед.

Продемонстрировано, что зависимость вероятности рассеяния УКИ назад от его длительности на несущей частоте, отвечающей интерференционному минимуму в сечении рассеяния, имеет характер кривой с максимумом, которая монотонно убывает с ростом длительности импульса.

Показано, что угловая зависимость вероятности рассеяния УКИ на несущей частоте, отвечающей деструктивной плазмонной интерференции, возрастает для больших углов рассеяния с укорочением ЭМИ. Для малых углов рассеяния зависимость вероятности от длительности импульса слабая.

Анализ эволюции спектра вероятности рассеяния УКИ вперед и назад с изменением длительности показал, что с укорочением ЭМИ до нескольких фемтосекунд интерференционные особенности в спектрах рассеяния исчезают, и они описываются относительно гладкими кривыми без резких особенностей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Госзаказа (НИР № 1940).

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Th. Hassan, A. Wirth, I. Grguras et al., *Rev. Sci. Instr.* **83**, 111301 (2012).
2. C. Sonnichsen, *Plasmons in Metal Nanostructures*, Cuvillier Verlag, Göttingen (2001).
3. E. Boulais, R. Lachaine, A. Hatéf, and M. Meunier, *J. Photochem. Photobiol. C* **17**, 26 (2013).
4. V. A. Astapenko, *Phys. Lett. A* **374**, 1585 (2010).
5. В. А. Астапенко, *ЖЭТФ* **139**, 228 (2011) [*JETP* **112**, 193 (2011)].
6. H. C. Van de Hulst, *Light Scattering by Small Particles*, Dover Publ., New York (1981).
7. P. B. Johnson and R. W. Chirsty, *Phys. Rev. B* **6**, 4370 (1972).
8. Qiang Lin, Jian Zheng, and W. Becker, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 253902 (2006).