

УДК 535.4

## Рассеяние ультракоротких лазерных импульсов на металлических наночастицах

В. А. Астапенко

*Представлен теоретический анализ рассеяния ультракоротких лазерных импульсов на металлических наносферах, помещенных в диэлектрическую среду. На основании развитого подхода в рамках справедливости теории возмущений проведен расчет основных характеристик рассматриваемого процесса как функции параметров задачи. Особое внимание уделено влиянию длительности импульса и фазы несущей по отношению к огибающей на спектр возбуждения рассеяния и величину квантового выхода.*

PACS: 42.65.Re

*Ключевые слова:* ультракороткий лазерный импульс, металлические наносферы, рассеяние излучения, квантовый выход, фазовые эффекты.

### Введение

В последнее десятилетие стремительно развивается технология генерации ультракоротких лазерных импульсов фемто- и аттосекундного диапазона длительности с контролируемой формой огибающей [1—3]. В этой связи возникает вопрос о специфических особенностях взаимодействия ультракоротких импульсов с веществом и возможности их практического использования. Среди таких возможностей важное место занимает управление вероятностью фотопроцессов с помощью изменения фазы несущей частоты по отношению к огибающей импульса (СЕ-фаза — carrier-envelope phase). В англоязычной литературе данный способ управления называется фазовым контролем. Фазовый контроль экспериментально наблюдался во внешнем фотоэффекте с поверхности золотой фольги под действием лазерных импульсов с управляемой СЕ-фазой [4], а также в работах, посвященных динамике молекулярной изомеризации [5], скорости фотодиссоциации молекул [6], генерации высоких гармоник [7] и в ряде других.

Теория взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с веществом развивалась как на основе численного решения уравнения Шредингера [8] или уравнения для вектора Блоха [9], так и с помощью аналитических методов [10]. В работе [11], например, исследовалась динамика двухуровневой системы, возбуждаемой субцикловым электромагнитным импульсом, на основе комбинации аналитического, пертурбативного и численного подходов.

Рассматриваемые в статье металлические наночастицы перспективны для биомедицинских применений в качестве наномаркеров, а также как наносенсоры химического состава, электрического заряда, внешнего электрического поля и т. д. [12]. В отличие от молекул красителей, цвет которых определяется фотопоглощением и люминесценцией, доминирующим фотопроцессом в случае металлических наночастиц является рассеяние излучения. Поэтому установление специфических черт рассеяния ультракоротких лазерных импульсов актуально для разработки физической основы использования наночастиц в атто- и фемтосекундном диапазоне длительностей.

Статья посвящена анализу рассеяния ультракоротких лазерных импульсов на металлических наносферах, помещенных в диэлектрическую матрицу. Рассматривается область интенсивностей лазерного излучения, в которой справедливо описание фотопроцесса в рамках теории возмущений, а также исследуется спектральный диапазон вблизи плазмонного резонанса, который наиболее важен для практических применений металлических наночастиц.

### Вероятность фотопроцесса за все время действия ультракороткого импульса

Для относительно длинных лазерных импульсов, когда длительность импульса  $\Delta t_p$  существенно превышает период колебания электромагнитного поля на несущей частоте  $T = 2\pi/\omega$  (т. е.  $\Delta t_p \gg T$ ), фотопроцессы в рамках теории возмущений обычно описываются с помощью вероятности в единицу времени  $w$ . Вероятность в единицу времени удобно выразить через сечение процесса в монохроматическом поле  $\sigma(\omega)$  в соответствии с хорошо известной формулой

Астапенко Валерий Александрович, заведующий кафедрой. Московский физико-технический институт. Россия, 141700, г. Долгопрудный МО, Институтский пер., 9. Тел. (495) 408-49-77. E-mail: astval@mail.ru

Статья поступила в редакцию 25 августа 2010 г.

$$w = \sigma(\omega) \frac{I}{\hbar \omega}, \quad (1)$$

где  $I$  — интенсивность излучения на частоте  $\omega$ .

Спектральная интенсивность излучения на "текущей" частоте  $\omega'$  выражается на основе [13] в виде следующего равенства:

$$\frac{dI}{d\omega'} \equiv I(\omega') = \frac{c}{(2\pi)^2} \times \int_{-\infty}^{\infty} \langle E_i(t) E_i(t+\tau) \rangle_t \exp(i\omega'\tau) d\tau, \quad (2)$$

где  $c$  — скорость света, угловые скобки обозначают усреднение по времени, а по дважды повторяющимся индексам предполагается суммирование.

В реальности распределения  $I(\omega')$  имеет конечную спектральную ширину  $\Delta\omega \neq 0$ . До создания лазеров, генерирующих ультракороткие импульсы, можно было полагать, что  $\Delta\omega \ll \omega$ , поскольку  $\Delta t_p \gg T$ . Соответствующее излучение является квазимонохроматическим, для него легко обобщить формулу (1), переписав ее в виде

$$w = \int \sigma(\omega') \frac{I(\omega')}{\hbar \omega'} d\omega', \quad (3)$$

где  $I(\omega')$  — спектральная интенсивность излучения (2).

Использование для описания фотопроцессов вероятности в единицу времени (1), (3) и интенсивности излучения (2) предполагает усреднение по промежутку времени  $\Delta t \gg T$ . Очевидно, что такое усреднение становится неадекватным для ультракоротких импульсов, длительность которых может быть меньше периода на несущей частоте. Поэтому нужно оперировать понятием вероятности процесса за все время действия импульса  $W$  и интенсивностью излучения, зависящей от времени  $I(t)$ . Спектральная интенсивность в этом случае будет даваться формулой, аналогичной равенству (2), в котором отсутствует усреднение по времени:

$$I(\omega', t) = \frac{c}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} E_i(t) E_i(t+\tau) \exp(i\omega'\tau) d\tau. \quad (4)$$

Тогда можно формально ввести зависящую от времени вероятность процесса в единицу времени:

$$w(t) = \int \sigma(\omega') \frac{I(\omega', t)}{\hbar \omega'} d\omega', \quad (5)$$

через которую очевидным образом выражается вероятность процесса  $W$  за все время действия импульса излучения (в пределе теории возмущений  $W \ll 1$ ):

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} w(t) dt = \int_0^{\infty} \sigma(\omega') \int_{-\infty}^{\infty} \frac{I(\omega', t)}{\hbar \omega'} dt d\omega'. \quad (6)$$

Воспользуемся теперь равенством

$$\int_{-\infty}^{\infty} I(\omega', t) dt = \frac{c}{(2\pi)^2} |\mathbf{E}(\omega')|^2, \quad (7)$$

где  $\mathbf{E}(\omega')$  — фурье-образ напряженности электрического поля в лазерном импульсе.

Соотношение (7) можно получить из определения зависящей от времени интенсивности (4) путем разложения напряженности электрического поля в интеграл Фурье. Подставляя (7) в (6), для вероятности фотопроцесса за все время действия лазерного импульса находим следующее выражение:

$$W = \frac{c}{(2\pi)^2} \int_0^{\infty} \sigma(\omega') \frac{|\mathbf{E}(\omega')|^2}{\hbar \omega'} d\omega'. \quad (8)$$

Формула (8) была получена в работе [10] для фотопоглощения в рамках последовательного квантово-механического рассмотрения на основании теории возмущений. В настоящей работе используем выражение (8) для описания рассеяния ультракороткого лазерного импульса. Тогда под величиной  $\sigma(\omega')$  нужно понимать спектральное сечение рассеяния излучения  $\sigma_{scat}(\omega')$ .

Для вероятности рассеяния излучения на заданной частоте  $\omega'$  за все время действия ультракороткого лазерного импульса из соотношения (8) следует равенство:

$$\frac{dW_{scat}}{d\omega'} = \frac{c}{(2\pi)^2} \sigma_{scat}(\omega') \frac{|\mathbf{E}(\omega')|^2}{\hbar \omega'}. \quad (9)$$

Отсюда для дифференциальной по частоте энергии рассеянного излучения имеем:

$$\frac{d\Delta E_{scat}}{d\omega'} = \frac{c}{(2\pi)^2} \sigma_{scat}(\omega') |\mathbf{E}(\omega')|^2. \quad (10)$$

В формулах (9) и (10) под частотой  $\omega'$  понимается частота рассеянного монохроматического излучения в отличие от несущей частоты ультракороткого импульса  $\omega$ .

Для интегральной энергии рассеянного излучения при воздействии ультракороткого импульса на мишень из равенства (10) следует, что

$$\Delta E_{scat} = \frac{c}{(2\pi)^2} \int_0^{\infty} \sigma_{scat}(\omega') |\mathbf{E}(\omega')|^2 d\omega'. \quad (11)$$

Полученные выражения (9)—(11) описывают поглощение ультракороткого импульса с заменой сечения рассеяния на сечение поглощения.

### Сечение рассеяния излучения на металлической сфере

Рассмотрим рассеяние ультракороткого лазерного импульса на металлических наносферах, помещенных в однородную среду (матрицу). Для того чтобы воспользоваться полученными в предыдущем разделе формулами, необходимо знать сечение рассеяния излучения на соответствующей мишени. Воспользуемся для этого результатом теории Ми [14], который дает разложение сечения рассеяния на металлической сфере в виде следующего ряда

$$\sigma_{scat}^{(Mie)} = \frac{2\pi c^2}{\epsilon_m \omega^2} \times \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \left\{ |a_n(x, mx, m)|^2 + |b_n(x, mx, m)|^2 \right\}, \quad (12)$$

где  $x = kr_s = \sqrt{\epsilon_m} \frac{\omega}{c} r_s$  и  $m = \sqrt{\epsilon_s(\omega)/\epsilon_m}$  — два основных параметра теории;  $\epsilon_s(\omega)$ ,  $\epsilon_m$  — диэлектрические проницаемости материала наносферы и матрицы. Коэффициенты разложения  $a_n$  и  $b_n$  равны:

$$a_n(x, y, m) = \frac{\psi'_n(y)\psi_n(x) - m\psi'_n(x)\psi_n(y)}{\psi'_n(y)\zeta_n(x) - m\zeta'_n(x)\psi_n(y)}, \quad (13)$$

$$b_n(x, y, m) = \frac{m\psi'_n(y)\psi_n(x) - \psi'_n(y)\psi_n(x)}{m\psi'_n(y)\zeta_n(x) - \zeta'_n(x)\psi_n(y)}, \quad (14)$$

где

$$\psi_n(z) = z j_n(z) = \sqrt{\frac{\pi z}{2}} J_{n+1/2}(z); \quad (15)$$

$$\zeta_n(z) = z h_n^{(1)}(z) = \sqrt{\frac{\pi z}{2}} H_{n+1/2}^{(1)}(z) \quad (16)$$

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 является комплексной величиной. Она может быть выражена через действительную  $n_s(\omega)$  и мнимую  $\kappa_s(\omega)$  части показателя преломления металла:

$$\epsilon_s(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega) = [n_s(\omega)]^2 - [\kappa_s(\omega)]^2 + 2in_s(\omega)\kappa_s(\omega). \quad (17)$$

Для функций  $n_s(\omega)$  и  $\kappa_s(\omega)$  используем экспериментальные данные, полученные в работе [15]. Диэлектрическую проницаемость матрицы полагаем действительной и не зависящей от частоты излучения. Использование объемных значений диэлектрической проницаемости для наносферы оправдано, поскольку в работе [12] показано, что такой подход обеспечивает хорошее соответствие с экспериментальными данными для сечения рассеяния излучения на золотых и серебряных наносферах.

Для сечения экстинкции излучения на металлической сфере теория Ми дает:

$$\sigma_{ext}^{(Mie)} = \frac{2\pi c^2}{\epsilon_m \omega^2} \times \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \text{Re} \{ a_n(x, mx, m) + b_n(x, mx, m) \}. \quad (18)$$

Величина  $\sigma_{ext}I_0$  представляет собой мощность излучения, удаляемую из падающего на наночастицу светового луча интенсивности  $I_0$ , за счет поглощения и рассеяния. Отношение сечения рассеяния к сечению экстинкции называется *квантовым выходом*  $\eta_\sigma = \sigma_{scat}/\sigma_{ext}$ . Квантовый выход характеризует относительную величину удаляемой из светового луча мощности, которая идет на рассеяние излучения, т. е. может быть зарегистрирована фотоприемником. Подставляя сечение экстинкции (18) в формулу (11), можно найти, какая энергия будет удалена из лазерного импульса в результате его взаимодействия с металлической наносферой.

### Импульс лазерного излучения

Предположим, что напряженность электрического поля лазерного импульса изменяется со временем по закону:

$$E(t) = E_0 \exp(-t^2/\Delta t^2) \cos(\omega t + \varphi), \quad (19)$$

где параметр  $\Delta t$  пропорционален длительности импульса  $\Delta t_p$ ;

$\varphi$  — фаза несущей по отношению к огибающей, которая, как уже было сказано, в англоязычной литературе называется *carrier-envelope phase* (CE-фаза).

Покажем [10], что между параметром  $\Delta t$  и длительностью импульса гауссовой формы (19) существует соотношение:

$$\Delta t_p = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \Delta t \cong 1,253 \Delta t. \quad (20)$$

При выполнении соотношения (20) в пределе длинных импульсов в рамках теории возмущений

вероятность за все время действия импульса равна произведению параметра  $\Delta t_p$  на вероятность процесса в единицу времени при заданной форме импульса (19). Введем в рассмотрение число оптических циклов в импульсе  $n_c$ :

$$n_c = \frac{\Delta t_p}{T} = \frac{\omega \Delta t_p}{2\pi}. \quad (21)$$

С помощью (21) получаем для параметра  $\Delta t$ , фигурирующего в формулах (19) и (20), следующее выражение через число циклов в импульсе:

$$\Delta t = \frac{2\sqrt{2\pi} n_c}{\omega}. \quad (22)$$

В дальнейшем будем рассматривать ультракороткие лазерные импульсы, для которых число циклов на несущей частоте  $n_c \sim 1$  и меньше. К настоящему времени экспериментально получены полтороцикловые лазерные импульсы  $n_c = 1,5$ , в которых стабилизирована величина СЕ-фазы с точностью нескольких процентов [16].

Квадрат модуля фурье-образа электрического поля (19), который определяет согласно (8) вероятность рассеяния излучения за все время действия лазерного импульса, выраженный через число циклов  $n_c$ , имеет вид:

$$|E(\omega')|^2 = 2\pi^2 \left( \frac{n_c E_0}{\omega} \right)^2 G_E(\omega', \omega, n_c) \times [1 + K_{ph}(\omega', \omega, n_c) \cos(2\varphi)]; \quad (23)$$

$$G_E(\omega', \omega, n_c) = \exp \left[ -4\pi n_c^2 \left( 1 - \frac{\omega'}{\omega} \right)^2 \right] + \exp \left[ -4\pi n_c^2 \left( 1 + \frac{\omega'}{\omega} \right)^2 \right]; \quad (24)$$

$$K_{ph}(\omega', \omega, n_c) = \operatorname{sech} \left( 8\pi n_c^2 \frac{\omega'}{\omega} \right). \quad (25)$$

Функция (24) описывает спектр лазерного импульса в пренебрежении фазовыми эффектами (зависимостью от СЕ-фазы). Функция (25) характеризует влияние СЕ-фазы на фотопроект на заданной частоте рассеяния  $\omega'$ .

### Результаты расчетов и обсуждение

Для выяснения роли эффектов, связанных с ультракоротким характером лазерного импульса, введем аналог сечения фотопроект в монохроматическом поле по формуле

$$\tilde{\sigma}(\omega, n_c, \varphi) = \frac{W(\omega)}{\langle j_{ph} \rangle \Delta t_p} = \frac{4\hbar\omega^2}{cE_0^2} \frac{W(\omega)}{n_c}, \quad (26)$$

где  $W$  — вероятность фотопроект за все время действия импульса (8);

$\langle j_{ph} \rangle$  — средняя плотность потока фотонов.

В приведенном равенстве выделена зависимость величины  $W$  от несущей частоты ультракороткого импульса  $\omega$ . Отметим, что в сечение (26) входит вероятность рассеяния (8), просуммированная по всем частотам рассеянного излучения. Поэтому величина (26) может быть названа сечением возбуждения рассеяния (по аналогии с сечением возбуждения люминесценции).

В отличие от сечения в монохроматическом поле, которое определяется только свойствами мишени, его аналог (26), вообще говоря, зависит от параметров импульса излучения, причем  $\tilde{\sigma} \rightarrow \sigma$  для  $n_c \gg 1$ . Таким образом, вычисляя сечение (26) с помощью формул (8) и (12) и сравнивая результат с сечением (12), можно судить о влиянии параметров ультракороткого импульса на рассматриваемый фотопроект. Результаты таких вычислений представлены на рис. 1 и 2 в спектральном диапазоне, отвечающем возбуждению плазмона на поверхности металлической наносферы.

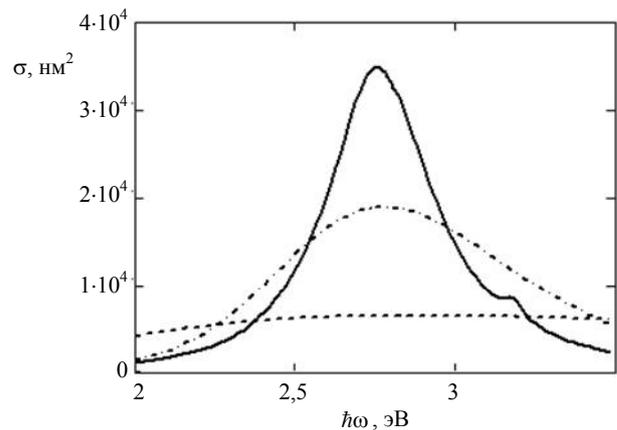
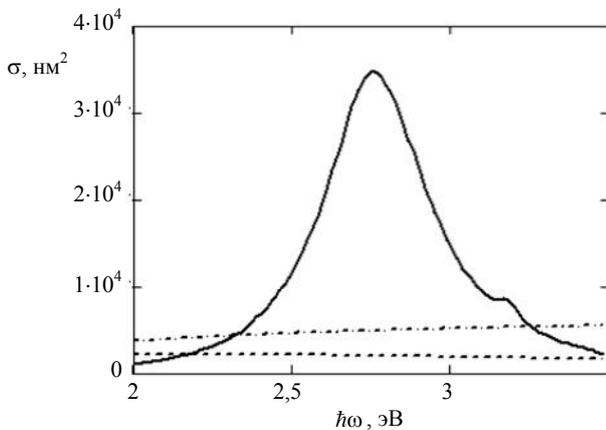


Рис. 1. Сечение рассеяния излучения на серебряной наносфере ( $r_s = 30$  нм) в стекле при возбуждении лазерными импульсами различной длительности как функция энергии фотона на несущей частоте:

— — предел длинного импульса; — · — —  $n_c = 2$ ;  
- - - -  $n_c = 0,5$

На рис. 1 сравнивается сечение в монохроматическом поле с сечением (26) при рассеянии двухциклового ( $n_c = 2$ ) и полциклового ( $n_c = 0,5$ ) лазерных импульсов на серебряной наносфере в стекле. Радиус наносферы предполагается равным 30 нм, чему отвечает энергия плазмонного резонанса 2,7 эВ. Видно, что уже в случае двухциклового импульса спектральная зависимость сечения возбуждения рассеяния существенно отличается от своего монохроматического аналога. Происходит уширение спектрального максимума, обусловленного возбуждением поверхностных плазмонов,

с уменьшением величины сечения в максимуме частотной зависимости. Еще более существенные изменения имеют место для полуциклового импульса: плазмонный максимум полностью сглаживается, величина сечения уменьшается примерно в 4 раза по сравнению с максимальным значением в пределе длинного импульса. Расчет показывает, что модификация спектра рассеянного излучения оказывается еще более существенной для наносфер меньшего радиуса, в которых плазмонный резонанс более узкий. Отметим, что в рассматриваемом случае для  $n_c = 2$  ширина спектра лазерного импульса сравнивается с шириной плазмонного резонанса (0,4 эВ для  $r_c = 30$  нм), чем и объясняется модификация спектра возбуждения рассеяния ультракоротким импульсом излучения по сравнению со случаем монохроматического возбуждения.



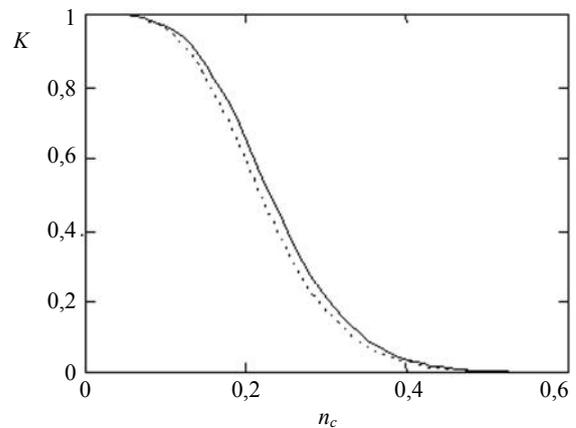
**Рис. 2.** Сечение рассеяния излучения на серебряной наносфере ( $r_s = 30$  нм) в стекле при возбуждении лазерными импульсами ( $n_c = 0,25$ ) с различной СЕ-фазой как функция энергии фотона на несущей частоте:  
 — — предел длинного импульса; — · — —  $\varphi = 0$ ;  
 - - - -  $\varphi = \pi/2$

На рис. 2 приведены спектры возбуждения рассеяния лазерного излучения на серебряной наносфере в стекле при возбуждении четвертьцикловыми импульсами с различной СЕ-фазой. Видно, что спектральный максимум полностью исчез, величина сечения сильно уменьшилась. Кроме того, имеется существенная зависимость от СЕ-фазы: величина сечения для косинус-импульса ( $\varphi = 0$ ) примерно в два раза больше величины сечения для синус-импульса ( $\varphi = \pi/2$ ).

Для анализа величины фазовых эффектов в полной вероятности рассеяния ультракороткого лазерного импульса введем коэффициент фазовой модуляции по формуле:

$$K^{(scat)} = \frac{W_{scat}(\varphi = 0) - W_{scat}(\varphi = \pi/2)}{W_{scat}(\varphi = 0) + W_{scat}(\varphi = \pi/2)}. \quad (27)$$

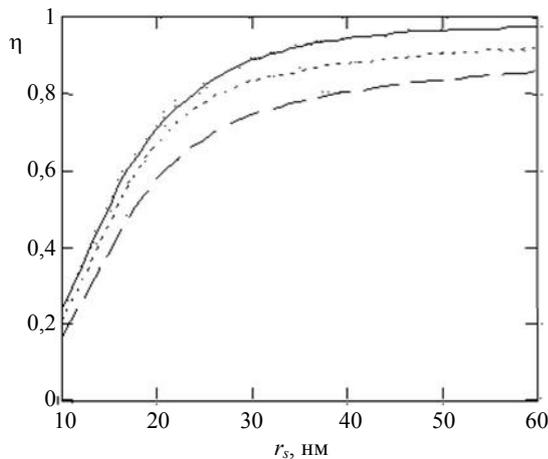
Результат расчета коэффициента фазовой модуляции (27) как функции длительности рассеивающегося импульса гауссовой формы (19) приведен на рис. 3. На этом же рисунке показана функция (25), описывающая фазовую модуляцию рассеяния излучения на заданной частоте, т. е. для  $\omega' = \omega$ . Хорошо видно, что имеется практически полное совпадение обеих зависимостей. Таким образом, о роли СЕ-фазы в рассеянии ультракороткого импульса на металлической наносфере можно судить по коэффициенту фазовой модуляции (25). Поскольку функция  $\text{sech}(x)$  немала для  $x < 1$ , то условие существенности фазовых эффектов в пертурбативном режиме можно записать в виде неравенства  $n_c \leq 0,5/\sqrt{2\pi} \approx 0,2$ , которое следует из выражения (25) для  $\omega' = \omega$ . Анализ показывает, что коэффициент фазовой модуляции растет с ростом радиуса наносферы. По аналогии с квантовым выходом при возбуждении фотопроцесса длинными импульсами ( $\eta_\sigma = \sigma_{scat}/\sigma_{ext}$ ) можно ввести квантовый выход, равный отношению энергии рассеяния и энергии экстинкции  $\eta_\sigma = \Delta E_{scat}/\Delta E_{ext}$  — при возбуждении ультракоротким электромагнитным импульсом. Легко показать, что  $\eta \rightarrow \eta_\sigma$  для  $n_c \gg 1$ .



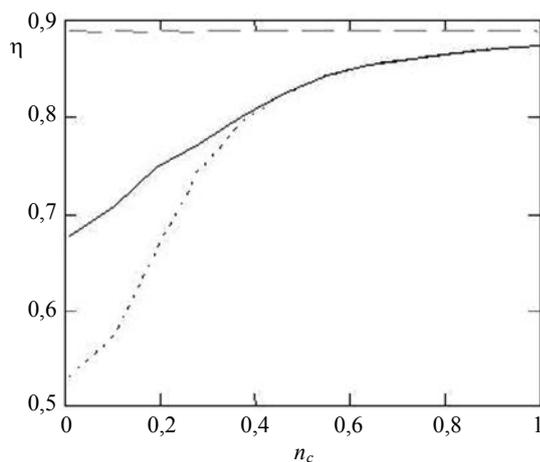
**Рис. 3.** Зависимость коэффициента фазовой модуляции от длительности импульса:  
 — — функция (25) для  $\omega' = \omega$ ; — · — — рассеяние на серебряной наносфере с радиусом 30 нм,  $h\omega = 2,7$  эВ

Результаты расчета по формулам (11), (12), (18) квантового выхода  $\eta_\sigma = \Delta E_{scat}/\Delta E_{ext}$  при рассеянии излучения, возбуждаемого ультракороткими лазерными импульсами, представлены на рис. 4 и 5. На первом из них показана зависимость  $\eta$  от радиуса серебряной наносферы при возбуждении рассеяния полу- и четвертьцикловым лазерным импульсом с энергией фотона на несущей частоте 2,5 эВ. Видно возрастание квантового выхода при увеличении радиуса наносферы, выходящее на

насыщение для больших радиусов ( $r_c > 30$ ) нм. Этот рост обусловлен различной зависимостью сечения рассеяния и поглощения монохроматического излучения на металлических наносферах. Действительно,  $\sigma_{scat} \propto r_s^6$ , в то время как  $\sigma_{abs} \propto r_s^3$  в области малых  $r_s$ . Поскольку  $\eta \propto \sigma_{scat}/(\sigma_{scat} + \sigma_{abs})$ , то из вышесказанного вытекает возрастание параметра  $\eta$ . Из графиков рис. 4 также следует, что даже для субцикловых рассеивающихся импульсов отличие квантового выхода от своего значения в пределе длинного импульса не превышает 20 %, причем с уменьшением длительности импульса параметр  $\eta$  уменьшается.



**Рис. 4. Зависимость квантового выхода от радиуса наносферы для различных длительностей импульса:**  
 ———— предел длинного импульса; ..... —  $n_c = 0,5$ ;  
 - - - - -  $n_c = 0,25$ ,  $\hbar\omega = 2,5$  эВ



**Рис. 5. Зависимость квантового выхода от числа импульсов в цикле для двух значений SE-фазы при рассеянии лазерного излучения на серебряной наносфере ( $r_s = 30$  нм), энергия фотона на несущей частоте 2,7 эВ:**  
 - - - - - описывает квантовый выход в приближении длинного импульса; ————  $\varphi = 0$ ; ..... —  $\varphi = \pi/2$

На рис. 5 представлена зависимость квантового выхода от длительности субцикловых лазерного

импульса для различных значений SE-фазы. На этом же рисунке приведен квантовый выход в пределе длинного импульса. Из данного рисунка следует, что влияние SE-фазы на квантовый выход в рассматриваемом здесь пертурбативном режиме рассеяния проявляется только для  $n_c < 0,4$ . Этот вывод относится также к случаю рассеяния на наносферах других радиусов. Отличие от приближения длинного импульса начинает сказываться при  $n_c \leq 1$ , однако существенная разница возникает только для субцикловых импульсов. В пределе нулевой длительности квантовый выход при рассеянии косинус-импульса на серебряной сфере радиусом 30 нм на 28 % больше, чем при рассеянии синус-импульса. Для радиуса 10 нм указанное отличие составляет 43 %.

### Заключение

На основании развитого подхода дан анализ рассеяния ультракоротких лазерных импульсов на металлической наносфере, помещенной в диэлектрическую матрицу, в спектральной области вблизи плазмонного резонанса. В рамках теории возмущений получены аналитические выражения, описывающие рассеяние излучения, которые применимы к случаю малоцикловых и субцикловых рассеивающихся импульсов.

Показано, что спектр возбуждения рассеяния существенно отличается от своего аналога в случае длинных импульсов, начиная с двухциклового импульса. При рассеянии субцикловых импульсов зависимость энергии рассеяния от несущей частоты лазерного импульса в области плазмонного максимума утрачивает свой резонансный характер, а величина соответствующего сечения уменьшается примерно на порядок.

Установлено, что в случае справедливости теории возмущений зависимость полной вероятности рассеяния от SE-фазы возникает только для субцикловых лазерных импульсов, когда  $n_c < 0,4$ .

Показано, что квантовый выход рассеяния субцикловых импульсов уменьшается на 10—40 % по сравнению со случаем длинных лазерных импульсов, причем это уменьшение более существенно для синус-импульса в диапазоне длительностей  $n_c < 0,4$ . С уменьшением радиуса наносферы в пределе нулевой длительности импульса разница квантовых выходов для рассеяния синус- и косинус-импульсов возрастает.

Полученные результаты могут быть использованы при анализе возможности применения металлических наночастиц в качестве наномаркеров и наносенсоров в аттосекундном временном диапазоне.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 07-09-00165) и Министерства образования и науки РФ в рамках программы "Развитие научного потенциала высшей школы" (проект № 2.1.1/2637).*

#### Литература

1. Wittmann T., Horvath B., Helml W. et al.// Nature Phys. 2009. V. 5. P. 357.
2. Nisoli M., Sansone G.// Prog. Quant. Electronics. 2009. V. 33. P. 17.
3. Krausz F., Ivanov M.// Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81. P. 163.
4. Apolonski A., Dombi P., Paulus G. G. et al.// Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. 073902.
5. Uiberacker C., Jakobetz W.// J. Chem. Phys. 2004. V. 120. P. 11532.
6. Hosseini B. H., Sadeghpour H. R., Balakrishnan N.// Phys. Rev. A. 2005. V. 71. 023402.
7. Cavalieri A. L., Goulielmakis E., Horvath B. et al. // New J. Phys. 2007. V. 9. P. 242.
8. Borydyug N. V., Krainov V. P.//Las. Phys. Lett. 2007. V. 4. P. 418.
9. Arustamyan M. G., Astapenko V. A.// Las. Phys. 2008. V. 18. P. 768.
10. Astapenko V. A. // Phys. Lett. A. 2010. V. 374. P. 1585.
11. Došlić N. // Phys. Rev. A. 2006. V. 74. 013402.
12. Sonnichsen C. Plasmons in metal nanostructures. — Gottingen: Cuvillier Verlag, 2001.
13. Клышко Д. Н. Физические основы квантовой электроники. — М.: Наука, 1986.
14. Van de Hulst H. C. Light scattering by small particles. — NY: Dover Publications, 1981.
15. Johnson P. B., Chirsty R. W.// Phys. Rev. B. 1972. V. 6. P. 4370.
16. Horvath B. Dissertation. Munchen. 2009.

## Scattering of ultra-short laser pulses on metallic nanoparticles

V. A. Astapenko

Moscow Institute of Physics and Technology, Institutskii per. 9, Dogoprudny,  
Moscow region, 141700, Russia  
E-mail: astval@mail.ru

*The work is devoted to theoretical analysis of ultra-short laser pulse scattering on metallic nanospheres immersed in dielectric medium. In the framework of perturbation theory with the help of developed method the calculation of main characteristics of considered process is carried out as functions of the problem parameters. Special attention is given to the pulse duration and carrier-envelope phase influence on the scattering excitation spectrum and scattering quantum yield.*

PACS: 42.65.Re

*Keywords:* ultra-short laser pulse, metallic nanospheres, radiation scattering, quantum yield, phase effects.

Bibliography — 16 references.

*Received August 25, 2010*