

УДК 001.89; 001.83

ПОВЕРХНОСТНЫЕ И ОБЪЕМНЫЕ ПЛАЗМОНЫ В ЛАЗЕРНО-КЛАСТЕРНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

© 2011 г.

*В.Б. Гильденбург*¹, *В.А. Костин*², *И.А. Павличенко*¹

¹ Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского

² Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

gil@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 08.06.2011

Исследуются резонансные явления, обусловленные возбуждением поверхностного и объемных плазмонов атомного кластера внешним переменным полем. Показано, что резонансы дипольного момента кластера на частотах объемных плазмонов сильно подавляются потерями, обусловленными соударениями электронов, в то время как резонансы поля в центре кластера, обусловленные возбуждением этих плазмонов, при нормальных условиях выражены не менее сильно, чем резонансы поверхностного плазмона.

Ключевые слова: атомный кластер, поверхностный плазмон, объемный плазмон, резонанс, пространственная дисперсия.

Введение

Как известно, взаимодействие лазерного импульса с кластерной плазмой может сопровождаться резонансными явлениями, связанными с возбуждением коллективных электронных колебаний атомного кластера на частотах порядка плазменной. Интерес к этим явлениям связан в настоящее время как с общими проблемами исследования оптических спектров рассеяния и поглощения кластеров различных типов (металлических или ионизированных) [1, 2], так и с перспективами их разнообразных практических применений (генерация быстрых частиц и рентгеновского излучения [3, 4], создание нанодисперсных сред с управляемыми свойствами, диагностика и контроль сверхбыстрых оптических и плазменных процессов т.д.). К настоящему времени наиболее подробно изучены (в рамках как линейных, так и нелинейных задач; см., например, [1–7]) резонансные эффекты, обусловленные возрастанием амплитуды дипольных колебаний сферического кластера на частоте *поверхностного плазмона* $\omega_0 = \omega_p / \sqrt{3}$; ($\omega_p = (4\pi e^2 N / m)^{1/2}$ – плазменная частота, e и m – соответственно заряд и масса электрона, N – плотность электронов). В то же время ряд важных вопросов, касающихся резонансного спектра *объемных плазмонов* (на частотах, превышающих ω_p) и даже самой возможности их возбуждения в кластерах различных типов и их

относительной роли в лазерно-кластерном взаимодействии в присутствии различных механизмов диссипации, пока остаются мало изученными даже в рамках линейных моделей.

В настоящей работе строится последовательная плазменная модель, позволяющая исследовать в рамках гидродинамического и кинетического подходов спектры линейного поляризованного отклика кластеров малых размеров с учетом пространственной дисперсии, обусловленной тепловым движением электронов. Именно пространственная дисперсия, игнорировавшаяся фактически в большинстве предыдущих исследований по лазерно-кластерному взаимодействию, является основным фактором, определяющим структуру поля и дисперсионные свойства объемных плазмонов (сферических продольных волн с длиной волны, определяемой размерами кластера), а также возможность их возбуждения внешними полями и скорость бесстолкновительного затухания. Мы проанализируем эти вопросы применительно к двум видам наноплазмы, образующей кластер: горячая (максвелловская) плазма ионизированного кластера и холодная (вырожденная) плазма металлического кластера. Во втором (следующем после введения) разделе работы в рамках квазистатической модели, учитывающей пространственную дисперсию в гидродинамическом приближении, рассчитан полный электронный спектр поляризованного отклика сферического кластера, размеры которого малы по сравнению с длиной падающей волны, но

велики по сравнению с дебаевским (или фермиевским) радиусом электронов; найдены собственные частоты и константы радиационного и столкновительного затухания плазмонов обоих типов. В третьем разделе на основании более полного кинетического описания, примененного к одномерной («конденсаторной») модели со сходным спектром поляризационного отклика, найдены основные скейлинги, определяющие зависимость констант бесстолкновительного затухания плазмонов обоих типов от размера кластера и тепловой или фермиевской скорости электронов. В заключительном, четвертом разделе на основании результатов численного расчета представлены резонансные кривые дипольного момента и поля в центре кластера, иллюстрирующие сравнительную роль возбуждений поверхностного и объемного плазмонов в кластерах различных типов при различных значениях частоты соударений электронов.

Гидродинамическая модель (приближение слабой пространственной дисперсии)

В рамках модели, учитывающей пространственную дисперсию в гидродинамическом приближении, исследование резонансных свойств однородного плазменного тела малых размеров сводится к решению следующей краевой задачи для потенциала электрического поля $\varphi(\mathbf{r})\exp(-i\omega t)$ (см. также [8–10]):

в вакууме (вне плазмы)

$$\varphi \equiv \varphi^{(e)}; \Delta\varphi^{(e)} = 0; \quad (1)$$

внутри плазмы $\varphi \equiv \varphi^{(i)} = \varphi_t + \varphi_p$,

$$\Delta\varphi_t = 0; \Delta\varphi_p + k_p^2\varphi_p = 0, \quad (3)$$

где $k_p = \sqrt{\varepsilon/3}/V_0$ – волновое число продольной (ленгмюровской) волны, $\varepsilon = 1 - [\omega_p^2/\omega(\omega + i\nu)]$ – диэлектрическая проницаемость «холодной» плазмы, ν – эффективная частота соударений электронов с тяжелыми частицами; скорость V_0 определяется (см., например, [11]) либо тепловой скоростью электронов ($V_0 = V_T = \sqrt{T_e/m}$) в максвелловской плазме ионизированного кластера с электронной температурой T_e , либо фермиевской скоростью ($V_0 = \sqrt{1/5}V_F$, $V_F = (3\pi^2)^{1/3}hN^{1/3}/m$) в вырожденной плазме металлического кластера. На границе плазмы S потенциал и его нормальная производная удовлетворяют следующим граничным условиям:

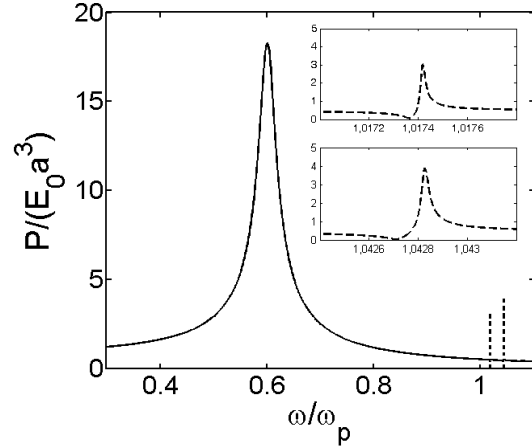


Рис. 1. Резонансная кривая дипольного момента ионизированного кластера с параметрами $a = 20$ нм, $V_T/c = 10^{-2}$, $\omega_p = 8 \times 10^{15}$ 1/с, $\nu/\omega_p = 10^{-5} - 10^{-3}$. Пунктиром изображены резонансы объемных плазмонов при $\nu/\omega_p = 10^{-5}$, исчезающие при $\nu/\omega_p > 10^{-4}$

$$\varphi^{(e)}(S) = \varphi^{(i)}(S),$$

$$\frac{\partial\varphi^{(e)}}{\partial n}(S) = \varepsilon \frac{\partial\varphi_t}{\partial n}(S),$$

$$\frac{\partial\varphi^{(e)}}{\partial n}(S) = \frac{\partial\varphi^{(i)}}{\partial n}(S). \quad (4)$$

Уравнения (3) вытекают из материального уравнения

$$\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E} + (3V_0^2/\omega^2)\nabla(\nabla\mathbf{E}), \quad (5)$$

связывающего в гидродинамическом приближении комплексные амплитуды векторов электрической индукции \mathbf{D} и напряженности монохроматического электрического поля $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$ и допускающего возможность представления поля в плазме в виде суперпозиции «поперечного» ($\mathbf{E}_t = -\nabla\varphi_t$, $(\nabla\mathbf{E}_t)_n = 0$) и «продольного» ($\mathbf{E}_p = -\nabla\varphi_p$, $(\nabla\mathbf{E}_p)_n \neq 0$) полей, описываемых независимыми уравнениями (3). Первое и второе из граничных условий (4) выражают требование непрерывности тангенциальной компоненты электрического поля и нормальной компоненты электрической индукции, вытекающее в общем случае непосредственно из уравнений Максвелла при отсутствии на границе сторонних источников. Последнее из условий (4) представляет собой дополнительное (по отношению к электростатике обычных диэлектриков) граничное условие, необходимость в котором обусловлена повышением порядка общей системы уравнений электростатики (т.е. фактически – появлением дополнительной степени свободы в виде про-

дольного поля \mathbf{E}_p) при учете пространственной дисперсии. Конкретный вид этого условия в данном случае (непрерывность нормальной компоненты электрического поля $E_n = -\partial\varphi/\partial n$) основывается на принимаемой нами здесь модели границы кластера: предполагается, что нормальная компонента плотности электронного тока на границе $j_n = i\omega(D_n - E_n)/4\pi$ равна нулю, т.е. плазма кластера локализована в потенциальной яме прямоугольной формы. Такое предположение близко к реальности в случае, если размеры кластера a велики по сравнению с дебаевской длиной (длиной Томаса–Ферми в вырожденной плазме) $\lambda_D = V_0/\omega_p$, что вместе с условием квазистатичности поля ограничивает область допустимых размеров кластера в рамках рассматриваемой модели как сверху, так и снизу: $\lambda_D \ll a \ll c/\omega_p$.

Для плазменного шара радиуса a решение задачи (1)–(4) легко находится методом разделения переменных в сферических координатах и выражается через сферические гармоники. Интересующее нас решение дипольного типа (с вектором дипольного момента $\mathbf{p} = \mathbf{e}_z p$, параллельным заданному внешнему полю $\mathbf{E}_0 = \mathbf{e}_z E_0 \exp(-i\omega t)$, в которое вносится шар) имеет вид $\varphi^{(e,i)} = \Phi^{(e,i)}(r) \cos\vartheta$, где r – расстояние до центра, ϑ – полярный угол, образуемый радиусом с полярной осью (осью симметрии решения) z . Радиальные функции $\Phi(r)$ внутри и вне плазмы находятся как решения уравнений (1) и (3), удовлетворяющие условиям ограниченности поля в начале координат и на бесконечности:

$$r \leq a, \quad \Phi^{(i)} = C_1 r + C_2 j_1(k_p r), \quad (6)$$

$$r \geq a, \quad \Phi^{(e)} = (p/r^2) - E_0 r + (2i\omega^3/3c^3)pr. \quad (7)$$

Здесь $j_1(k_p r)$ – сферическая функция Бесселя первого порядка, константа p имеет смысл амплитуды дипольного момента шара, c – скорость света в вакууме. Последнее слагаемое в правой части (7) введено с целью учета радиационных потерь, обусловленных полем радиационного трения $\mathbf{E}_{rad} = (2/3c^3)(d^3\mathbf{p}/dt^3)$, которое, как и внешнее поле \mathbf{E}_0 , в рамках используемой квазистатической модели на масштабах порядка радиуса a может рассматриваться как однородное. Константы C_1, C_2, p определяются из системы уравнений, получаемой из граничных условий (4):

$$C_1 a + C_2 j_1(k_p a) = (p/a^2) - E_0 a - (2i/3)k^3 p a, \quad (8)$$

$$\varepsilon C_1 = -(2p/a^3) - E_0 - (2i/3)k^3 p, \quad (9)$$

$$C_1 + C_2 k_p j_1'(k_p a) = -(2p/a^3) - E_0 - (2i/3)k^3 p. \quad (10)$$

В частности, дипольный момент кластера

$$p = \frac{a^3(\varepsilon - 1)(1 - G)E_0}{\varepsilon + 2[1 + (\varepsilon - 1)G] - (2i/3)(ka)^3(\varepsilon - 1)(1 - G)},$$

$$G = \frac{j_1(k_p a)}{k_p a j_1'(k_p a)}, \quad (11)$$

где $j_1'(k_p a)$ – производная функции Бесселя по аргументу, $k = \omega/c$ – волновое число поперечной волны в вакууме. Важной характеристикой поляризованного отклика кластера, определяющей, в частности, возможность возникновения нелинейных эффектов в исследуемом взаимодействии, является максимальное значение амплитуды поля E_{max} , достигающееся (в интересующих нас условиях сильного резонанса) в центре кластера ($r = 0$) и равное, как следует из уравнений (8)–(10),

$$E_{max} = E(0) = C_1 + C_2 k_p j_1'(k_p a) = \frac{[3j_1'(k_p a) - \varepsilon + 1]E_0}{j_1'(k_p a)\{\varepsilon + 2[1 + (\varepsilon - 1)G] - i\beta\}}$$

где $\beta = (2/3)(ka)^3(\varepsilon - 1)(1 - G)$.

Приравняв нулю знаменатель (11) или (12), получаем уравнение

$$\varepsilon + 2 = 2(1 - \varepsilon)[G - i(ka)^3(1 - G)/3], \quad (13)$$

определяющее (вместе с приведенными выше выражениями для $\varepsilon(\omega)$ и $k_p(\omega)$) полный спектр комплексных собственных частот дипольных плазмонов (одного поверхностного и целой серии объемных) сферического кластера. При малых значениях параметров v/ω и $(ka)^3$ действительные части собственных частот находятся из уравнения:

$$G(k_p a) = \frac{1}{2} \left(\frac{3\omega^2}{\omega_p^2} - 1 \right). \quad (14)$$

Действительная часть частоты поверхностного плазмона может быть получена из (14), если учесть, что волновое число k_p на этой частоте чисто мнимое и по порядку величины равно обратной дебаевской длине: $k_p(\omega_0) \sim i\lambda_D^{-1}$; параметр $k_p(\omega_s)a \sim ia/\lambda_D$ в этом случае, в силу принятого нами условия $a \gg \lambda_D$, велик по модулю, и левая часть уравнения (14) $G(k_p a) \approx (k_p a)^{-1} \ll 1$. Электрическое поле по-

верхностного плазмона однородно почти во всем объеме плазмы; исключение составляет лишь тонкий пограничный слой толщиной порядка λ_D , где в основном и сосредоточиваются колебательные возмущения плотности заряда. Действительные частоты объемных плазмонов ω_n ($n=1, 2, 3, \dots$) лежат в области $\omega > \omega_p$:

$$\frac{\omega_n^2}{\omega_p^2} = 1 + 3 \left(\frac{\mu_n \lambda_D}{a} \right)^2, \quad (15)$$

где $\mu_n \equiv k_{pn} a$ – нумеруемые в порядке возрастания корни уравнения

$$G(\mu) \equiv \frac{j_1(\mu)}{\mu j_1'(\mu)} = 1 + \frac{9}{2} \left(\frac{\mu \lambda_D}{a} \right)^2. \quad (16)$$

Поля каждого объемного плазмона внутри плазмы представляют собой суперпозицию однородного поля и поля сферической стоячей продольной волны.

Используемое гидродинамическое приближение (приближение слабой пространственной дисперсии) применимо в области, где $k_{pn} \lambda_D \equiv \mu_n \lambda_D / a \ll 1$ и $\omega_n \approx \omega_p$; в этой области $\mu_1 = 5.76$, $\mu_2 = 9.09$, $\mu_3 = 12.32$, $\mu_n = (n+1)\pi$ при $n \gg 1$. При достаточно большом отношении a/λ_D условие $k_{pn} \lambda_D \ll 1$ можно считать выполненным для плазмонов с номерами $n \leq n_{\max} \sim 10^{-1} a/\lambda_D$. Затухание Ландау, не учитываемое в гидродинамическом приближении, может (наряду с другими механизмами потерь) определять константы затухания и общую картину спектра плазмонов в этой области (см. следующий раздел), но при $n > n_{\max}$ оно заведомо приводит к полному их подавлению.

Затухание как поверхностного, так и объемного плазмонов в общем случае определяется тремя видами потерь: соударениями электронов, радиационным затуханием и бесстолкновительными потерями (затуханием Ландау). Если полные потери не слишком велики, они могут учитываться аддитивно, т.е. полная константа затухания (мнимая часть частоты, ширина линии) каждого плазмона может быть представлена соответственно как сумма трех слагаемых: $\gamma_n = \gamma_c + \gamma_m + \gamma_{Ln}$, каждое из которых рассчитывается независимо, в предположении, что соответствующий ему вид потерь является единственным. Константа столкновительного затухания $\gamma_c = \nu/2$ одна и та же для плазмонов всех типов. Расчет радиационной ширины линии γ_m на основании уравнения (13) (при $\nu=0$) дает

соответственно для поверхностного ($n=0$) и объемного ($n=1, 2, 3, \dots$) плазмонов

$$\frac{\gamma_{r0}}{\omega_0} = \frac{1}{3} \left(\frac{\omega_0 a}{c} \right)^3, \\ \frac{\gamma_{rn}}{\omega_n} = \frac{9}{2} \mu_n^2 \left(\frac{\lambda_D}{a} \right)^4 \left(\frac{\omega_n a}{c} \right)^3. \quad (17)$$

Как видим, объемные плазмоны обладают гораздо меньшей радиационной шириной линии, чем поверхностный ($\gamma_{rn}/\gamma_{r0} = (27/2) \times \mu_n^2 (\lambda_D/a)^4 \ll 1$), и при наличии одних лишь радиационных потерь хорошо разрешены:

$$\gamma_{rn}/(\omega_{n+1} - \omega_n) \approx \\ \approx (3/2\pi) \mu_n (\lambda_D/a)^2 (\omega_n a/c)^3 \ll 1. \quad (18)$$

Бесстолкновительное затухание. Модель плоского конденсатора

Обобщение представленных выше результатов на основе более строгого кинетического описания, позволяющего учесть наряду с радиационными и столкновительными также и бесстолкновительные потери (затухание Ландау), связано, вообще говоря, со значительными трудностями, обусловленными необходимостью удовлетворить граничным условиям для функции распределения электронов по скоростям на сферической (не плоской) поверхности. Однако для получения приближенных оценок допустимо ограничиться изучением резонансов ограниченной плазмы в рамках одномерной (так называемой «конденсаторной») модели, обладающей сходным спектром плазмонов [10] и допускающей точное кинетическое описание, основанное на разложении поля по системе нормальных (плоских) волн однородной безграничной плазмы.

Рассмотрим систему, представляющую собой плоский плазменный слой толщины L , частично заполняющий пространство между пластинами плоского конденсатора; промежутки ширины L_0 между пластинами остаются незаполненными. На пластины подано переменное напряжение заданной частоты и амплитуды от стороннего источника: $U = U_0 \exp(-i\omega t)$, которое создает внутри конденсатора переменное поле $\mathbf{E} = \mathbf{e}_x E(x) \exp(-i\omega t)$ (ось x перпендикулярна пластинам). Размеры пластин велики по сравнению с расстоянием между ними, что позволяет рассматривать задачу как одномерную. На границах плазменного слоя $x=0$ и $x=L$ функция распределения электронов по скоро-

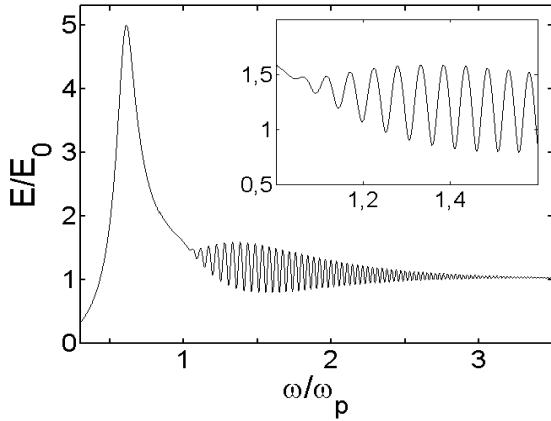


Рис. 2. Резонансная кривая максимального поля в центре металлического кластера с параметрами $a = 4$ нм, $V_F = 10^8$ см/с, $\omega_p = 8 \times 10^{15}$ 1/с, $v/\omega_p = 10^{-1}$

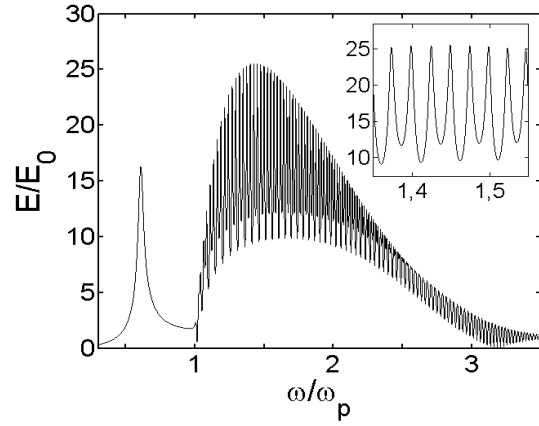


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, при $v/\omega_p = 10^{-2}$

стям удовлетворяет условиям зеркального отражения $f(V_x, V_y, V_z) = f(-V_x, V_y, V_z)$. Поскольку данное граничное условие выполняется автоматически во всех узловых плоскостях стоячей продольной волны в однородной безграничной плазме, поля нормальных собственных колебаний плазменного слоя представляют собой на промежутке $0 < x < L$ (где они отличны от нуля) функции вида $\sin k_n x$, где $k_n = n\pi/L$, $n = 1, 2, 3, \dots$. Амплитуды x -компонент электрической индукции D и электрического поля в плазме $E(x)$ могут быть представлены в виде фурье-разложений по системе нормальных колебаний:

$$D = \sum D_n \sin k_n x, \quad E = \sum E_n \sin k_n x. \quad (19)$$

Учитывая, что в рассматриваемой одномерной задаче $D = \text{const} = E_c$, где E_c – однородное поле в вакуумном промежутке, а амплитуды фурье-компонент индукции и поля связаны между собой известными соотношениями кинетической теории волн в однородной безграничной плазме, $D_n = \varepsilon_{\parallel}(\omega, k_n) E_n$, находим:

$$D_{2n} = 0, \quad D_{2n-1} = \frac{4E_c}{(2n-1)\pi},$$

$$E = \frac{4}{\pi} E_c \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin k_{2n-1} x}{(2n-1) \varepsilon_{\parallel}(\omega, k_{2n-1})}, \quad (20)$$

где $\varepsilon_{\parallel}(\omega, k)$ – продольная диэлектрическая проницаемость, определяемая видом невозмущенной (фоновой) функции распределения электронов по скоростям. Константа E_c при помощи соотношения $\int_0^L E dx + E_c L_0 = U_0$ выражается через заданную величину напряжения на пластинах конденсатора:

$$E_c = \frac{U_0}{L_0 K(\omega)},$$

$$K(\omega) = 1 + \frac{8L}{\pi^2 L_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^2 \varepsilon_{\parallel}(\omega, k_{2n-1})}. \quad (21)$$

Уравнение $K(\omega) = 0$ определяет спектр комплексных собственных частот рассматриваемой системы. Проанализируем этот спектр для тех же двух типов функции распределения электронов (максвелловского и фермиевского), что и в предыдущем разделе, используя известные выражения для функций $\varepsilon_{\parallel}(\omega, k)$ (см., например, [11]). В обоих случаях, пренебрегая мнимыми частями этой функции (в предположении $V_0/(\omega_p L) \ll 1$), получаем из условия $K(\omega) = 0$ следующее уравнение, определяющее действительные части собственных частот

$$\frac{2}{\pi \xi} \tan \frac{\pi \xi}{2} = 1 + \frac{L_0}{L} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right), \quad (22)$$

где $\xi = \sqrt{1 - (\omega_p/\omega)^2} \omega^2 L / (\pi \sqrt{3} V_0 \omega_p)$. Подобно (13) это уравнение определяет как частоту поверхностного плазмона

$$\omega_0 = \omega_p \left(1 + \frac{L}{L_0} \right)^{-1/2}, \quad (23)$$

так и серию частот объемных плазмонов

$$\frac{\omega_n^2}{\omega_p^2} = 1 + 12 \left(\tilde{\mu}_n \frac{\lambda_D}{L} \right)^2, \quad (24)$$

где $\tilde{\mu}_n$ – корни уравнения $\tilde{\mu}^{-1} \tan \tilde{\mu} = 1 + (12L_0/L)(\tilde{\mu} \lambda_D/L)^2$, $n = 1, 2, 3, \dots$ (обозначения V_0 и λ_D здесь те же, что и в формулах (3), (5), (15), (16)). При $L = 2L_0 = 2a$ (что и предполага-

ется в дальнейшем) спектры плазмонов рассмотренной плоской модели и сферического кластера радиуса a , рассмотренного в предыдущем разделе, почти идентичны: частота поверхностного плазмона (23) в точности совпадает с частотой Ми $\omega_p/\sqrt{3}$, а различия в сдвигах частот объемных плазмонов по отношению к плазменной частоте, определяемые формулами (24) и (15) при одинаковых числах n , не превышают нескольких процентов при $n \sim 1$ и исчезают при $n \rightarrow \infty$.

Бесстолкновительное (кинетическое) поглощение в поле, представленном в виде разложения (20), обусловлено в основном диссипацией энергии, заключенной в высших пространственных гармониках. Поэтому соответствующие константы затухания γ_L (мнимые части собственной частоты) плазмонов обоих типов при малом параметре $\lambda_D/L = V_0/(\omega_p L)$ оказываются не экспоненциально малыми величинами (что имело бы место для одиночной синусоидальной гармоники с волновым числом $k \sim 1/L$), а представляют собой степенные функции этого параметра; расчет на основании выражения (21) дает для констант затухания поверхностного и объемных плазмонов соответственно:

$$\gamma_{L0} = g_1 \frac{V_0}{a}, \quad \gamma_{Ln} = g_2 \omega_p (2n+1)^2 \left(\frac{V_0}{\omega_p a} \right)^5, \quad (25)$$

где константы $g_{1,2}$ зависят от вида функции распределения: для максвелловской плазмы $g_1 \cong 0.23$, $g_2 \cong 30$; для вырожденной (фермиевской) плазмы $g_1 \cong 0.049$, $g_2 \cong 5.46$.

Резонансы дипольного момента и поля в центре кластера

На основании полученных результатов были рассчитаны частотные зависимости дипольного момента p (11) и поля в центре кластера E_{\max} (12) для кластера с размерами $a \sim 4-20$ нм и твердотельной плотностью электронов $N \cong 4 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Кинетические потери в этих расчетах учитывались на основе качественной модели, отождествляющей константы бесстолкновительного затухания γ_{Ln} поверхностного и объемных плазмонов шара радиуса a с соответствующими константами затухания (25) плоского слоя толщины $L = 2L_0 = 2a$. Как показали проведенные расчеты, резонансы диполь-

ного момента на частоте поверхностного плазмона в условиях, которые могут представлять практический интерес, выражены гораздо сильнее, чем на частотах объемных плазмонов. Последние, ввиду их весьма малой радиационной ширины (и поэтому малого коэффициента возбуждения внешним полем), сильно подавляются уже при сравнительно низких частотах соударений электронов; соответствующие им резонансные значения дипольного момента сравнимы со значениями, достигающимися на резонансе поверхностного плазмона, лишь при чрезвычайно низких (заведомо нереализуемых) значениях частоты соударений электронов ($\nu/\omega_p \leq 10^{-5}$). Это иллюстрируется резонансными кривыми $p(\omega)$, представленными на рис.1 для ионизированного кластера с параметрами $V_T/c = 10^{-2}$, $\omega_p = 8 \times 10^{15} \text{ 1/c}$, $a = 20$ нм. Пунктиром на этом рисунке изображены части резонансной кривой, отвечающие возбуждению объемных плазмонов при значении $\nu/\omega_p = 10^{-5}$. При $\nu/\omega_p > 10^{-4}$ эти резонансы практически полностью исчезают и резонансная кривая (сплошная линия) содержит только один пик, отвечающий поверхностному плазмону.

По-иному обстоит дело для резонансов поля в центре кластера. Вплоть до значений $\nu/\omega_p \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ (представляющихся достаточно реалистическими как для фермиевской плазмы металлического кластера при температурах $\sim 100-300$ К, так и для «горячей» плазмы ионизированного кластера) резонансные максимумы поля на частотах объемных плазмонов имеют тот же порядок величины, что и максимум, соответствующий резонансу поверхностного плазмона. Это иллюстрируется резонансными кривыми $E_{\max}(\omega)$, представленными на рис. 2, 3 для металлических кластеров при значениях параметров $V_F = 10^8 \text{ см/с}$ (что соответствует указанному выше значению электронной плотности), $a = 4$ нм, $\nu/\omega_p = 10^{-1}$ и 10^{-2} и на рис. 4 для ионизированного кластера с максвелловской плазмой при $V_T = 10^8 \text{ см/с}$, $a = 12$ нм, $\nu/\omega_p = 10^{-2}$. Возможность возбуждения сильных резонансов поля на частотах объемных плазмонов указывает на то, что они могут быть ответственными за возникновение нелинейных эффектов в лазерно-кластерном взаимодействии и определять в соответствующем диапазоне энергий сечения рассеяния кластера, облучаемого потоком электронов.

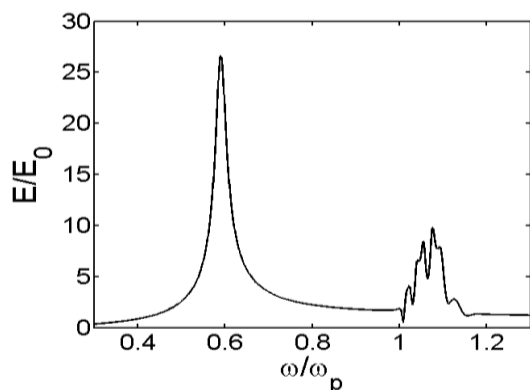


Рис. 4. Резонансная кривая максимального поля в центре ионизированного кластера с параметрами $a = 12$ нм, $V_T = 10^8$ см/с, $\omega_p = 8 \times 10^{15}$ 1/с, $v/\omega_p = 10^{-2}$

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы и грантов РФФИ 09-02-01490 и 11-02-01416.

Список литературы

1. Kreibitz U. and Vollmer M. Optical Properties of Metal Clusters. B.: Springer-Verlag, 1995.
2. Крайнов В.П., Смирнов М.В. // УФН. 2000. Т. 170. С. 969.
3. Ditmire T., Donnelly T., Rubenchik et al. // Phys. Rev. A. 1996. V. 53. P. 3379.
4. Wabnitz H., Bittner L., de Castro A.R.B. et al. // Nature. 2002. V. 420. P. 482.
5. Milchberg H.M., McNaught S.J., Parra E. // Phys. Rev. E. 2001. V. 64. P. 056402.
6. Singhal H., Arora V., Naik P.A. et al. // Phys. Rev. A. 2005. V. 72. P. 043201.
7. Kundu M., Popruzhenko S.V., Bauer D. // Phys. Rev. A. 2007. V. 76. P. 033201.
8. Гильденбург В.Б., Кондратьев И.Г. // Радиотехника и электроника. 1965. Т. 10. С. 658.
9. Ruppin R. // Phys. Rev. B. 1975. V. 11. P. 2871.
10. Быстров А.М., Гильденбург В.Б. // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. С. 478.
11. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979.

SURFACE AND VOLUME PLASMONS IN LASER-CLUSTER INTERACTION

V.B. Goldenburg, V.A. Kostin, I.A. Pavlichenko

Resonance phenomena caused by the excitation of surface and volume plasmons in the atomic cluster interacting with an external alternating field are studied. The resonances of the cluster dipole moment at volume plasmon frequencies are found to be heavily damped by electron-electron-collision losses, while the field resonances at the cluster center under normal conditions are no less pronounced than those of the surface plasmon.

Keywords: atomic cluster, surface plasmon, volume plasmon, resonance, spatial dispersion.