

ДИПОЛЬНЫЕ РЕЗОНАНСЫ ИОНИЗИРОВАННОГО КЛАСТЕРА

А. М. Быстров, В. Б. Гильденбург*

*Институт прикладной физики Российской академии наук
603950, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 8 июля 2004 г.

В рамках линейных моделей поляризуемости горячей плазмы исследованы резонансные свойства ионизированного сферического кластера, взаимодействующего с полем оптического излучения. На основании обобщения, учитывающего пространственную дисперсию в известной задаче Ми о дифракции плоской волны на плазменном шаре малых размеров, найдены собственные частоты, постоянные радиационного и столкновительного затухания и резонансные амплитуды полей поверхностного и объемных плазмонов кластера. Роль процессов бесстолкновительной диссипации проанализирована в рамках одномерной кинетической модели, позволившей определить соответствующие константы поглощения плазмонов обоих типов как функции характерной частоты соударений электронов с границами плазмы. Показано, что в определенных областях параметров кластера и внешнего излучения оба типа плазмонов могут испытывать сильный резонанс, приводящий к значительному росту как амплитуды рассеянной волны, так и поглощаемой мощности и поля внутри кластера.

PACS: 36.40.Gk, 52.35.Fp

1. ВВЕДЕНИЕ

Ряд новых интересных эффектов, наблюдаемых при пробое атомных кластеров лазерным излучением высокой интенсивности (аномально сильное поглощение, генерация рентгеновского излучения и многозарядных ионов [1–8]), связан, по-видимому, с явлениями резонанса в ограниченной плазме [4–6, 8–11]. Теоретические исследования этих явлений применительно к горячей лазерно-кластерной плазме основывались до сих пор, главным образом, на простейшей модели электростатического дипольного резонанса диэлектрического шара (известного также под названиями геометрический резонанс, резонанс Ми, резонанс поверхностного плазмона) [4–6, 8, 12]. Эта модель, не учитывающая процессов бесстолкновительного и радиационного затухания колебаний, а также возможности резонансного возбуждения объемных плазмонов¹⁾, становится недостаточной при малых частотах соударений электронов или в условиях, ко-

гда радиус a кластера не слишком мал по сравнению с длиной электромагнитной волны λ_0 (например, при значениях отношения $a/\lambda_0 = 0.03–0.1$, реализовавшихся уже на начальной стадии пробоя кластера в экспериментах [3, 10]). Недостатки этой модели не могут быть восполнены в должной мере также и на основании известных результатов работ, в которых исследуются объемные и поверхностные плазмоны «холодных» металлических кластеров (см., например, [15, 16] и цитированную там литературу), поскольку используемые в них подходы неприменимы к горячей плазме оптического пробоя. В настоящей работе представлены результаты анализа, демонстрирующего роль основных процессов диссипации на резонансах обоих типов в рамках линейной классической модели, учитывающей пространственную дисперсию, обусловленную тепловым движением электронов кластера, и радиационные члены в соотношениях, определяющих его поляризационный отклик. Такая модель, справедливая лишь в полях не слишком высокой интенсивности, позволяет, однако, предсказать условия, в которых начинается резонансный рост поля в плазме и где в первую очередь следует ожидать появления сильных нелинейных эффектов.

*E-mail: bystrov@appl.sci-nnov.ru

¹⁾ Роль объемных и поверхностных плазмонов в формировании одномерной наноструктуры оптического пробоя исследовалась в работах [13, 14].

Отвлекаясь здесь от проблем ионизации кластера и динамики образующейся плазмы, мы уделим основное внимание анализу линейных резонансных характеристик (собственных частот, постоянных затухания, резонансных значений дипольного момента, амплитуды поля и поглощаемой мощности) ионизированного сферического кластера с заданными значениями радиуса и плотности плазмы. Спектр комплексных собственных частот плазменных различных типов описывается сначала (разд. 2) в гидродинамическом приближении, не учитывающем затухания Ландау, на основании результатов работ [17, 18], обобщающих с учетом пространственной дисперсии решение известной задачи Ми [12, 19] о дифракции плоской волны на однородном диэлектрическом шаре. Постоянные затухания, определяемые бесстолкновительным поглощением, которое может быть здесь интерпретировано как поглощение, обусловленное соударениями электронов с границами плазмы, оцениваются затем приближенно на основании рассмотренной в разд. 3 кинетической одномерной («конденсаторной») модели, резонансный спектр которой качественно соответствует полному спектру дипольных резонансов реального трехмерного объекта. В разд. 4 на основании лоренцевской аппроксимации формы резонансных линий, описывающей при малых потерях отклик любого линейного осциллятора вблизи резонанса, проанализированы резонансные свойства плазменного шара с учетом всех видов потерь, рассмотренных в разд. 2 и 3. Определена область параметров (радиус шара, длина электромагнитной волны, скорость теплового движения электронов), где не учитывавшиеся ранее резонансы объемных плазмонов приводят к более сильному росту поля и поглощаемой мощности, чем резонанс Ми.

2. РЕЗОНАНСЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ И ОБЪЕМНЫХ ПЛАЗМОНОВ. ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Решение задачи Ми [12, 19] о дифракции плоской электромагнитной волны на диэлектрическом шаре было обобщено в работах [17, 18] на случай, когда диэлектрик представляет собой «теплую» невырожденную плазму, т. е. среду с пространственной дисперсией, учитываемой в гидродинамическом приближении²⁾. Электромагнитное поле в такой среде

²⁾ Аналогичная задача для холодной вырожденной плазмы металлического кластера рассматривалась в работе [20].

приобретает дополнительную степень свободы, связанную с возможностью возбуждения продольных волн (объемных плазмонов), что требует постановки на границе плазмы дополнительного граничного условия. В качестве такого условия, дополняющего известные условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей, принималось условие непрерывности нормальной компоненты электрического поля, отвечающее модели зеркального отражения электронов на границе. На основе указанного обобщения в работе [18] были исследованы (в бесстолкновительном приближении) мультипольные электрические резонансы плазменного шара малых размеров, связанные с возбуждением как поверхностных, так и объемных плазмонов. Ниже, основываясь на результатах этой работы, дополняемых с учетом соударений электронов, мы проанализируем резонансные свойства шара в дипольном приближении, пренебрегая возбуждением высших электрических мультиполей и колебаний магнитного типа. Первые из них, хотя и способны резонировать в той же области частот, что и дипольные колебания, оказываются менее существенными ввиду более сильного их подавления различными механизмами внутренней диссипации. Вторые фактически вообще не обладают резонансными свойствами, поскольку их собственные частоты отвечают значениям длины волны меньше или порядка радиуса шара и оказываются благодаря этому сравнимыми с декрементами радиационного затухания. Поля магнитных колебаний внутри и вне плазмы в интересующей нас области частот малы по сравнению с полями, найденными в дипольном приближении.

В рамках дипольного приближения решение задачи дифракции (рассеяния) плоской электромагнитной волны

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{e}_x E_0 \exp(ik_0 z - i\omega t), \quad \mathbf{H}_0 = \mathbf{e}_z \times \mathbf{E}_0 \quad (1)$$

($k_0 = \omega/c$, \mathbf{e}_x и \mathbf{e}_z — орты вдоль осей x и z) на однородном плазменном шаре радиуса a с центром в начале координат выражается через векторные сферические функции первого порядка $\mathbf{n}_{e11}^{(1,3)}$, $\mathbf{l}_{e11}^{(1)}$ [19]. В сферической системе координат r , ϑ , φ с полярной осью z и азимутальным углом φ , отсчитываемым в плоскости xy от оси x , для электрического поля рассеянной волны $\mathbf{E}^{(r)}$ и поля внутри шара $\mathbf{E}^{(i)}$ имеем

$$\mathbf{E}^{(r)} = \frac{3E_0}{2} b^r \mathbf{n}_{e11}^{(3)} \exp(-i\omega t), \quad (2)$$

$$\mathbf{E}^{(i)} = \frac{3E_0}{2} (b^t \mathbf{n}_{e11}^{(1)} + b^p \mathbf{l}_{e11}^{(1)}) \exp(-i\omega t), \quad (3)$$

$$\mathbf{n}_{e11}^{(3)} = \frac{1}{k} \nabla \times [\nabla \times \mathbf{r} h_1^{(1)}(k_0 r) f(\vartheta, \varphi)], \quad (4)$$

$$\mathbf{n}_{e11}^{(1)} = \frac{1}{k} \nabla \times [\nabla \times \mathbf{r} j_1(kr) f(\vartheta, \varphi)], \quad (5)$$

$$\mathbf{l}_{e11}^{(1)} = \frac{1}{k_p} \nabla [j_1(k_p r) f(\vartheta, \varphi)]. \quad (6)$$

Здесь $j_1(\xi)$, $n_1(\xi)$ и $h_1^{(1)}(\xi) = j_1(\xi) + in_1(\xi)$ — соответственно сферические функции Бесселя, Неймана и Ханкеля первого порядка, $f(\vartheta, \varphi) = \sin \vartheta \cos \varphi$, \mathbf{r} — радиус-вектор точки, $k = k_0 \sqrt{\varepsilon}$ и $k_p = k_0 \sqrt{\varepsilon} / \beta_T$ — волновые числа поперечной и продольной волн, $\varepsilon = 1 - \omega_p^2 / [\omega(\omega + i\nu)]$ — комплексная диэлектрическая проницаемость холодной плазмы, $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N / m}$ — плазменная (ленгмюровская) частота, e и m — заряд и масса электрона, N — концентрация электронов (плотность плазмы), ν — эффективная частота соударений электронов с тяжелыми частицами, $\beta_T = \sqrt{3} V_T / c$, $V_T = \sqrt{k_B T / m}$ — тепловая скорость, T — температура электронов, k_B — постоянная Больцмана. Предполагается выполненным условие $\beta_T \ll k_0 a$, эквивалентное в области частот $\omega \sim \omega_p$ требованию малости дебаевского радиуса $r_D = V_T / \omega_p$ по сравнению с радиусом шара. В области вне шара ($r > a$) полное поле складывается из полей падающей (1) и рассеянной (2) волн; поле $\mathbf{E}^{(i)}$ внутри шара ($r < a$) представляет собой суперпозицию вихревого (поперечного) поля $\mathbf{E}_t \propto \mathbf{n}_{e11}^{(1)}$ и потенциально-го (продольного) поля $\mathbf{E}_p \propto \mathbf{l}_{e11}^{(1)}$, определяемых уравнениями

$$\nabla \cdot \mathbf{E}_t = 0, \quad \Delta \mathbf{E}_t + k^2 \mathbf{E}_t = 0, \quad (7)$$

$$\mathbf{E}_p = -\nabla \varphi_p, \quad \Delta \varphi_p + k_p^2 \varphi_p = 0. \quad (8)$$

Условия непрерывности компонент полей H_φ , E_ϑ , E_r при $r = a$ приводят к следующим выражениям для коэффициентов b^r , b^t , b^p :

$$b^r = -\frac{F}{F + iG}, \quad b^t = \frac{j_1(k_0 a) + b^r h_1^{(1)}(k_0 a)}{\sqrt{\varepsilon} j_1(ka)}, \quad (9)$$

$$b^p = \frac{2(\varepsilon - 1) b^t j_1(ka)}{ka j_1'(k_p a)},$$

где

$$F = (1 - \varepsilon) j_1(k_p a) j_1(ka) j_1(k_0 a) + \frac{k_p a}{2} j_1'(k_p a) \times$$

$$\times \{ \varepsilon j_1(ka) [k_0 a j_1(k_0 a)]' - j_1(k_0 a) [ka j_1(ka)]' \}, \quad (10)$$

штрихи означают производные по аргументам функций Бесселя, выражение для величины G получается из выражения для F путем замены $j_1(k_0 a)$ на $n_1(k_0 a)$:

$$G = F \{ j_1(k_0 a) \rightarrow n_1(k_0 a) \}. \quad (11)$$

Коэффициенты b^t и b^p определяют соответственно амплитуды поперечного и продольного полей в плазме, а коэффициент b^r — величину дипольного момента шара

$$p = -3ib^r E_0 / 2k_0^3 \quad (12)$$

и полное сечение дипольного рассеяния

$$\sigma = 6\pi |b^r|^2 / k_0^2. \quad (13)$$

В отсутствие соударений спектр частот дипольных резонансов шара определяется условием

$$G(k_0 a, k_p a, \varepsilon) = 0, \quad (14)$$

при выполнении которого коэффициент b^r , дипольный момент и сечение рассеяния достигают максимальных по модулю (резонансных) значений,

$$b^r = -1, \quad p = p_{res} = \frac{3iE_0}{2k_0^3}, \quad \sigma = \frac{6\pi}{k_0^2}, \quad (15)$$

одинаковых для дипольных резонансов всех типов и не зависящих от радиуса a . При $k_0 a \ll 1$ условие резонанса приближенно записывается в виде уравнения

$$(1 - \varepsilon) j_1(k_p a) - \frac{k_p a}{2} j_1'(k_p a) (\varepsilon + 2) = 0, \quad (16)$$

определяющего резонансные частоты ω_{res} целой серии объемных плазмонов и одного поверхностного плазмона. Резонансы объемных плазмонов (т. е. собственно плазменные резонансы, резонансы стоячих плазменных волн) реализуются при определенных соотношениях между длиной плазменной волны и радиусом шара; их частоты ω_n лежат в области $\varepsilon > 0$:

$$\omega_n^2 = \omega_p^2 + 3\alpha_n^2 V_T^2 / a^2, \quad (17)$$

где $\alpha_n = k_p(\omega_n) a$ — коэффициент, зависящий от номера резонанса $n = 1, 2, 3, \dots$ ($\alpha_1 = 5.76$, $\alpha_2 = 9.09$, $\alpha_n (n \gg 1) \approx \pi(n + 1)$). При фиксированном значении частоты поля ω выражение (17) определяет набор резонансных значений ω_{pn}^2 (плотности плазмы), число которых в рамках используемого гидродинамического приближения, $\beta_T / k_0 a = \sqrt{3} V_T / \omega a \ll 1$, может быть достаточно большим, но в любом случае не превышает величины $k_0 a / \pi \beta_T - 1$. Плотность ρ заряда в объемном плазмоне имеет то же пространственное распределение, что и потенциал φ_p :

$$\rho(r, \psi) = -\frac{\Delta \varphi_p}{4\pi} = \frac{k_p^2 \varphi_p}{4\pi}, \quad (18)$$

$$\varphi_p(r, \psi) = -\frac{3}{2} b_p j_1(k_p r) E_0 \cos \psi.$$

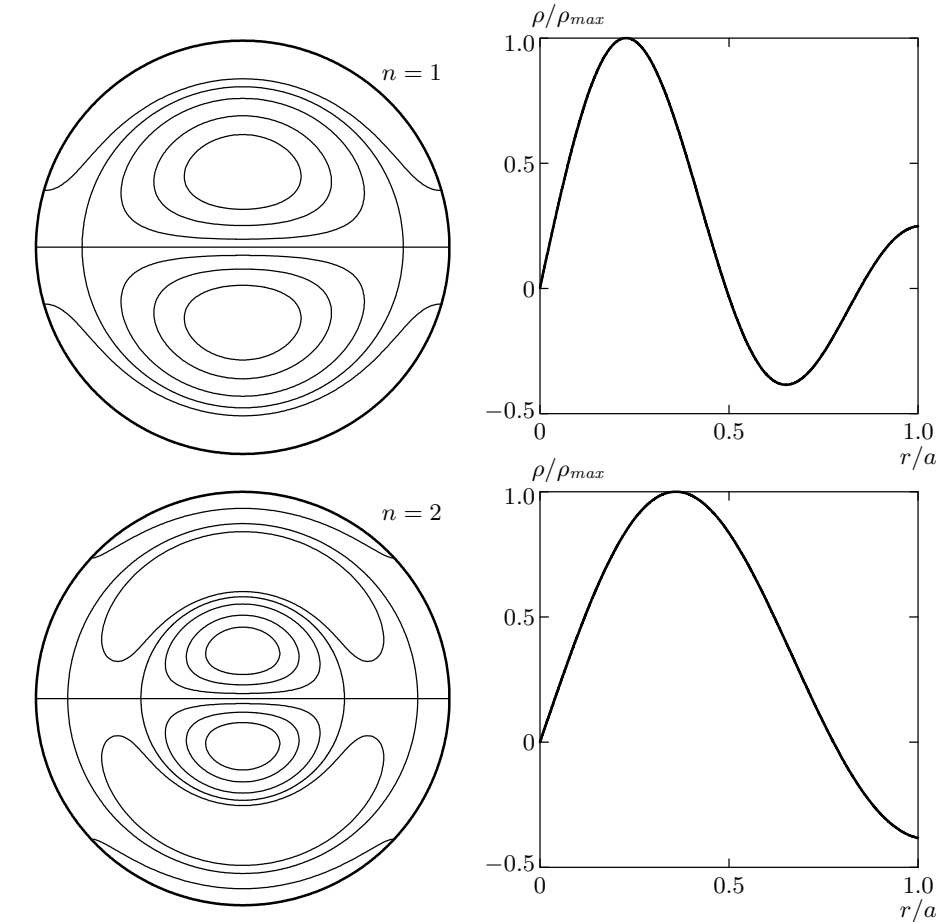


Рис. 1. Линии уровня в меридиональном сечении и радиальные профили плотности заряда в первых двух объемных плазмонах

Здесь $\psi = \arccos(\sin \vartheta \cos \varphi)$ — угол, образуемый радиус-вектором и направлением внешнего электрического поля. Распределения (18) для первых двух объемных плазмонов ($n = 1$ и $n = 2$) показаны на рис. 1.

Резонанс поверхностного плазмона (известный в оптике как резонанс Ми, а в микроволновом и радиочастотном диапазонах как геометрический резонанс, или первый из резонансов Тонкса–Даттнера [21]) лежит в области $\varepsilon < 0$; его частота ω_s приближенно определяется на основании решения соответствующей электростатической задачи и зависит от геометрической формы объекта (для шара $\varepsilon(\omega) = -2$, для цилиндра $\varepsilon(\omega) = -1$). Электрическое поле внутри шара при этом резонансе ($\beta_T \ll k_0 a \ll 1$) близко к однородному, а заряд в основном сосредоточен вблизи границы. Общее условие резонанса $G = 0$ позволяет уточнить электростатическую формулу с учетом волновых

($\sim (k_0 a)^2 \ll 1$) и тепловых ($\sim \beta_T/k_0 a \ll 1$) поправок:

$$\begin{aligned} \varepsilon(\omega_s) &= -2 + \delta, \quad \omega_s = \omega_p/\sqrt{3 - \delta}, \\ \delta &= \frac{3\sqrt{2}\beta_T}{k_0 a} - \frac{12}{5}(k_0 a)^2 \end{aligned} \quad (19)$$

(из уравнения (16), в котором члены порядка $(k_0 a)^2$ опущены, можно найти лишь тепловую часть полной поправки δ).

Радиационную ширину γ^r каждой резонансной линии можно определить как разность между частотами, отвечающими условиям $G = 0$ и $G = F$. Для резонансов объемного и поверхностного плазмонов (далее эти резонансы для краткости будем называть объемным и поверхностным) имеем соответственно

$$\frac{\gamma_n^r}{\omega} = \alpha_n^2 \frac{\beta_T^4}{2k_0 a}, \quad \frac{\gamma_s^r}{\omega} = \frac{(k_0 a)^3}{3}. \quad (20)$$

В силу условия $\beta_T \ll k_0 a \ll 1$ объемные резонансы в отсутствие внутренних потерь хорошо разре-

шены ($\gamma_n^r/(\omega_{n+1} - \omega_n) \sim \beta_T^2 k_0 a \ll 1$) и обладают гораздо меньшей радиационной шириной, чем поверхностный резонанс ($\gamma_n^r/\gamma_s^r \sim \alpha_n^2 (\beta_T/k_0 a)^4 \ll 1$).

3. БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЕ ЗАТУХАНИЕ ОБЪЕМНЫХ И ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОНОВ. МОДЕЛЬ ПЛОСКОГО КОНДЕНСАТОРА

Обобщение полученных в предыдущем разделе результатов на основе кинетического описания 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 качественного представления о роли кинетических эффектов, не учитываемых в гидродинамическом приближении, допустимо ограничиться изучением резонансов ограниченной плазмы в рамках так называемой конденсаторной модели, рассматривая колебания плоского плазменного слоя, частично заполняющего пространство между пластинами плоского конденсатора. Кинетическое описание этой одномерной модели, исследовавшейся ранее лишь в гидродинамическом приближении [21], может быть дано путем представления решения в виде разложения по нормальным продольным волнам однородной плазмы.

Рассмотрим систему (рис. 2), представляющую собой плоский плазменный слой толщины L , расположенный внутри плоского конденсатора параллельно его пластинам, расстояние между которыми $L_c = L + L_0$ (L_0 — ширина не занятого плазмой вакуумного промежутка). Между пластинами при помощи стороннего источника поддерживается пере-

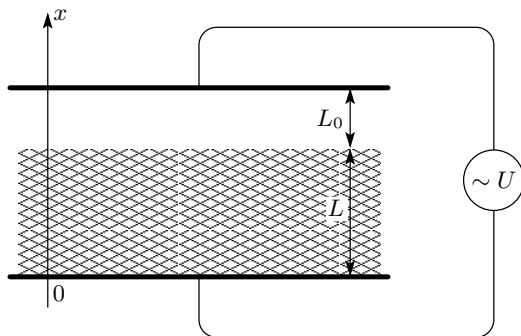


Рис. 2. Одномерная (конденсаторная) модель, используемая для кинетического описания поверхностного и объемных плазмонов сферического кластера

менное напряжение заданной частоты и амплитуды, $U = U_0 \exp(-i\omega t)$, создающее 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 $x = 0$ и $x = L$ плазменного слоя функция распределения электронов по скоростям удовлетворяет условиям зеркального отражения:

$$f(V_x, V_y, V_z) = f(-V_x, V_y, V_z). \quad (21)$$

Поскольку данное граничное условие выполняется автоматически во всех узловых плоскостях стоячей продольной волны в однородной безграничной плазме, поля нормальных (собственных) колебаний 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 этих нормальных колебаний:

$$D = \sum D_n \sin k_n x, \quad E = \sum E_n \sin k_n x, \quad (22)$$

$$k_n = n\pi/L, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

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 плазме, $D_n = \varepsilon_{\parallel}(\omega, k_n) E_n$, находим

$$D_{2n} = 0, \quad D_{2n-1} = \frac{4E_c}{k_{2n-1}}, \quad (23)$$

$$E = \frac{4}{\pi} E_c \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin k_{2n-1} x}{(2n-1) \varepsilon_{\parallel}(\omega, k_{2n-1})}. \quad (24)$$

Здесь ε_{\parallel} — продольная диэлектрическая проницаемость, определяемая в случае максвелловского распределения электронов по скоростям выражением [22]

$$\varepsilon_{\parallel}(\omega, k) = 1 + \frac{\omega_p^2}{k^2 V_T^2} \left[1 - J_+ \left(\frac{\omega}{k V_T} \right) \right], \quad (25)$$

где

$$J_+(x) = x \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) \int_{i\infty}^x \exp\left(\frac{\tau^2}{2}\right) d\tau.$$

В области малых волновых чисел ($kV_T \ll \omega$)

$$\text{Re} \varepsilon_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 + 3 \frac{k^2 V_T^2}{\omega^2} \right), \quad (26)$$

$$\text{Im } \varepsilon_{\parallel} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega \omega_p^2}{(kV_T)^3} \exp\left(-\frac{\omega^2}{2k^2V_T^2}\right). \quad (27)$$

Заметим, что ряд (24) сходится равномерно на всем интервале $(0, L)$, исключая его границы, на которых поле может быть принято равным пределу выражения (24) при $x \rightarrow +0$ и $x \rightarrow L - 0$: $\lim E(x) = E_c$.

Константа E_c в выражении (24) при помощи соотношения

$$\int_0^L E dx + E_c L_0 = U \quad (28)$$

выражается через заданную величину напряжения на пластинах конденсатора:

$$E_c = \frac{U}{L_0} \times \left[1 + \frac{8L}{\pi^2 L_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^2 \varepsilon_{\parallel}(\omega, k_{2n-1})} \right]^{-1}. \quad (29)$$

Условие

$$K(\omega) \equiv 1 + \frac{8L}{\pi^2 L_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^2 \varepsilon_{\parallel}(\omega, k_{2n-1})} = 0 \quad (30)$$

определяет спектр комплексных собственных частот рассматриваемой системы. Исследуем этот спектр в случае слабой пространственной дисперсии ($V_T/\omega L \ll 1$). Пренебрегая величиной $\text{Im } \varepsilon_{\parallel}$ и принимая для $\text{Re } \varepsilon_{\parallel}$ выражение (26), на основании известного тождества

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^2 - x^2} = \frac{\pi}{4x} \text{tg } \frac{\pi x}{2} \quad (31)$$

получаем из (30) уравнение, определяющее действительные части собственных частот:

$$1 + \frac{L}{\varepsilon L_0} \left(1 - \frac{2}{\pi x} \text{tg } \frac{\pi x}{2} \right) = 0, \quad (32)$$

где $x = \sqrt{\varepsilon/3} \omega^2 L / \pi V_T \omega_p$. При $L \sim L_0$ это уравнение имеет множество корней ω_n в области $0 < \varepsilon \ll 1$, где оно принимает вид $\text{tg}(\pi x/2) = \pi x/2$, и один корень ω_s , определяемый условием $\varepsilon = -L/L_0$, в области $\varepsilon < 0$, где $\text{tg } x = i \text{th } |x|$, $|x| \gg 1$. Для действительных собственных частот имеем

$$\omega_n^2 = \omega_p^2 + 3\pi^2 \left[(2n+1)^2 - \frac{8}{\pi^2} \right] \frac{V_T^2}{L^2}, \quad (33)$$

$n = 1, 2, 3, \dots$

$$\omega_s^2 = \frac{\omega_p^2}{1 + L/L_0}. \quad (34)$$

Выражение (33) определяет резонансный спектр одномерных объемных плазмонов при заданном напряжении U . Оно приближенно верно лишь для ограниченного числа типов колебаний ($\varepsilon(\omega_n) \ll 1$). Выражение (34) определяет в данной одномерной модели частоту поверхностного плазмона (она меньше плазменной частоты и зависит от «геометрии» объекта, т. е. от соотношения между длинами L и L_0). При совпадении частоты ω внешнего источника с одной из собственных частот (33), (34) действительная часть функции $K(\omega)$ обращается в нуль, а амплитуда поля E_c достигает резонансного максимума

$$E_c^{max} = \frac{U}{L_0 \text{Im } K(\omega_{res})}.$$

Определяемая кинетическими потерями ширина γ^k линии каждого резонанса может быть найдена как разность между ближайшими действительными частотами, для которых $\text{Re } K(\omega) = 0$ и $\text{Re } K(\omega) = \text{Im } K(\omega)$. Этот расчет, однако, уже не может быть проведен на основании упрощенного выражения (26), поскольку основной вклад в бесконечную сумму, определяющую, согласно (30), величину $\text{Re } K(\omega)$, дают слагаемые высоких порядков, для которых $k_{2n-1} V_T / \omega \sim 1$. Анализ, основанный на использовании общего выражения (25) для $\varepsilon_{\parallel}(\omega, k)$, приводит в рассматриваемом случае ($V_T \ll \omega L$, $L \sim L_0$) к следующим результатам:

а) для объемных плазмонов низших типов ($\varepsilon(\omega_n) \ll 1$)

$$\begin{aligned} \text{Im } K(\omega_n) &= \frac{8gV_T}{\pi \omega_n L_0}, \\ \frac{\gamma_{n0}^k}{\omega_0} &= \frac{12g}{\pi} \varepsilon(\omega_n) \left(\frac{2V_T}{\omega_n L} \right)^3 \approx \\ &\approx 9g\pi \left[(2n+1)^2 - \frac{8}{\pi^2} \right] \left(\frac{2V_T}{\omega_n L} \right)^5; \end{aligned} \quad (35)$$

б) для поверхностного плазмона

$$\text{Im } K(\omega_s) = \frac{2gV_T}{\pi \omega_s L_0}, \quad \gamma_s^r = \frac{gV_T L}{\pi \omega_s L_0 (L + L_0)}. \quad (36)$$

Здесь $g \approx 1.07$ — коэффициент, определяемый путем численного расчета. Следует отметить, что постоянная затухания Ландау [22]

$$\gamma_L(k) = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega^4}{(kV_T)^3} \exp\left(-\frac{\omega^2}{2(kV_T)^2}\right) \quad (37)$$

непосредственно для волновых чисел $k(\omega_n) \approx (2n+1)\pi/L$, отвечающих резонансам объемных плазмонов низших типов, экспоненциально мала;

для них ширина линии (35) определяется затуханием на высших пространственных гармониках разложения (24). Резонансы высоких порядков уширяются с ростом номера n и параметра $V_T/\omega L$ быстрее, чем это дает формула (35), и полностью подавляются при условии $k(\omega)V_T/\omega > 0.2$, т.е. начиная со значений параметра $nV_T/\omega L \approx 0.03$, для которых затухание Ландау перестает быть экспоненциально малым и становится сравнимым с расстоянием между соседними линиями. Ширина γ_n^k линии объемного плазмона n -го порядка во всей области его существования может быть аппроксимирована суммой:

$$\gamma_n^k \approx \gamma_{n0}^k + \gamma_L(k_{2n+1}). \quad (38)$$

Заметим также, что затухание, описываемое выражениями (35), (36), может рассматриваться как обусловленное соударениями электронов с границами плазмы. Скорость затухания определяется при таком подходе скоростью перехода энергии упорядоченного (осцилляторного) движения электрона в момент соударения с границей в энергию теплового движения. При этом ширина γ_s^k линии поверхностного плазмона при $L_0 \sim L$ оказывается величиной порядка характерной частоты $\nu_b = V_T/L$ соударений электрона с границами. Гораздо меньшая ширина линии объемных плазмонов низших типов, $\gamma_{n0}^k \sim \omega(V_T/\omega L)^5$, обусловлена малой величиной отношения амплитуды поля на границе к амплитуде в центре плазменного слоя.

На рис. 3 представлены результаты численных расчетов ширин резонансных линий поверхностного плазмона и нескольких первых объемных плазмонов в зависимости от параметра $V_T/\omega L$. Расчеты проводились на основании общих выражений (25), (29), (30) для случая $L/L_0 = 2$, отвечающего тому же значению резонансной частоты поверхностного плазмона, $\omega_s/\omega_p = 1/\sqrt{3}$, что и для сферического кластера. Кривые 1–3, относящиеся к объемным плазмонам, хорошо согласуются с аппроксимацией (37). Их начальные (пологие) участки описываются формулой (35); при увеличении тепловой скорости сначала происходит переход к более быстрому росту затухания ($\gamma_n^k \approx \gamma_L(k_{2n+1})$), а затем и полное подавление резонанса. Ширина линии поверхностного плазмона (кривая S) следует выражению (36) вплоть до значений $V_T/\omega L \sim 0.1$, начиная с которых ее рост также становится более быстрым.

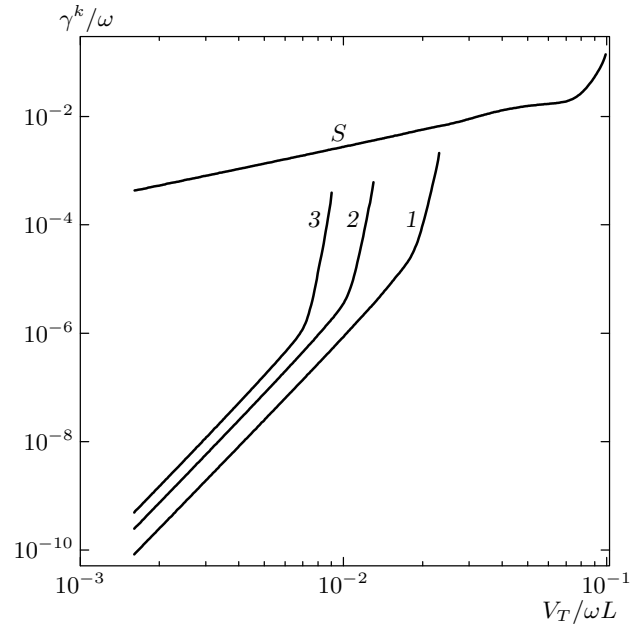


Рис. 3. Зависимость постоянной кинетического (бесстолкновительного) затухания γ^k от параметра $V_T/\omega L$ для первых трех объемных плазмонов (кривые 1–3) и для поверхностного плазмона (кривая S) при $L/L_0 = 2$

4. ПОЛНАЯ ШИРИНА ЛИНИИ. РЕЗОНАНСЫ ПОЛЯ, ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА И ПОГЛОЩАЕМОЙ МОЩНОСТИ

Полная ширина линии (постоянная затухания) γ^t каждого дипольного резонанса сферического кластера представляет собой сумму радиационной ширины γ^r , найденной в разд. 2, и ширины γ^i , определяемой внутренними потерями, складывающимися, в свою очередь, из потерь, обусловленных соударениями электронов с тяжелыми частицами, и бесстолкновительного (кинетического) поглощения:

$$\gamma^t = \gamma^r + \gamma^i, \quad \gamma^i = \gamma^\nu + \gamma^k. \quad (39)$$

В интересующем нас случае сильного резонанса ($\gamma^i \ll \Delta\omega$, где $\Delta\omega$ — интервал между соседними линиями) каждое из слагаемых γ^r , γ^ν , γ^k может быть рассчитано независимо от других, т.е. в предположении, что определяющий его механизм потерь является единственным. Член γ^ν , учитывающий потери на соударения, легко находится на основании общего характеристического уравнения, определяющего комплексную собственную частоту колебаний. В отсутствие других видов потерь это уравнение для

любого из рассматриваемых плазмонов можно записать в виде

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \omega_p^2 / \omega(\omega + i\nu) = \varepsilon_{res},$$

где ε_{res} — некоторая действительная константа (зависящая от параметров кластера и от типа колебания). Отсюда следует, что мнимая часть частоты γ^ν для всех резонансов одна и та же и равна $\gamma^\nu = \nu/2$.

Постоянную кинетического затухания γ^k можно оценить приближенно на основании результатов предыдущего раздела, принимая в качестве модели сферического кластера плазменный слой толщины L , равной диаметру кластера $2a$. Заметим, что при таком выборе толщины L расположение резонансных линий объемных плазмонов в обеих моделях (плоской и сферической) оказывается весьма близким: различия частот составляют около 20% для первого плазмона ($n = 1$), быстро убывают с ростом номера n и полностью исчезают в пределе $n \rightarrow \infty$. Частоты поверхностных плазмонов в обеих моделях, как отмечалось, в точности совпадают ($\varepsilon = -2$, $\omega_s = \omega_p/\sqrt{3}$) при условии $L = 2L_0$. Константы γ_s^k , γ_n^k рассчитываются в этой модели на основании формул (35)–(38) и могут быть выражены через характерную частоту $\nu_b = V_T/2a$ соударений электронов с границами кластера. Как отмечалось выше, в отношении затухания поверхностного плазмона соударения с границей играют ту же роль, что и соударения с тяжелыми частицами: постоянная затухания $\gamma_s^k \approx (4/3\pi)\nu_b$, так что внутренние потери для этого плазмона приближенно определяются суммарной частотой соударений: $\gamma^i \approx (\nu + \nu_b)/2$ (см. также [16, 23]). Однако для объемных плазмонов постоянная кинетического затухания оказывается величиной более высокого порядка малости:

$$\frac{\gamma_n^k}{\omega} \approx 9\pi(2n+1)^2 \left(\frac{\nu_b}{\omega}\right)^5.$$

Отношения величин γ^k , определяемых выражениями (35), (36), к соответствующим постоянным радиационного затухания γ^r для плазмонов обоих типов различаются лишь постоянным множителем и полностью определяются величиной параметра $\beta_T/(k_0a)^4$:

$$\frac{\gamma_s^k}{\gamma_s^r} = \frac{2}{\pi\sqrt{3}} \frac{\beta_T}{(k_0a)^4}, \quad \frac{\gamma_n^k}{\gamma_n^r} \approx \frac{\gamma_s^k}{8\gamma_s^r}. \quad (40)$$

Резонансные кривые $b^r(\omega)$, характеризующие частотную зависимость линейного поляризационного отклика кластера во внешнем поле, в малой окрестности каждого резонанса ω_{res} имеют лоренцеву форму, в которой при условии $\gamma^t \ll \Delta\omega$ наряду

с потерями на излучение очевидным образом могут быть учтены также и внутренние потери:

$$b^r(\omega) = -\frac{\gamma^r}{i(\omega - \omega_{res}) + \gamma^r + \gamma^i}. \quad (41)$$

Коэффициент возбуждения в этой формуле (числитель дроби, или «сила осциллятора» в оптической терминологии) совпадает с радиационной шириной γ^r , так что величина $b^r(\omega_{res})$ достигает максимальной по модулю величины (12), определяемой радиационными потерями, лишь при условии $\gamma^i \ll \gamma^r$. Для поверхностного резонанса это условие накладывает ограничение на величину суммарной частоты соударений электронов с тяжелыми частицами и с границами кластера: $(\nu + \nu_b)/\omega \ll (k_0a)^3$. При сравнительно больших значениях k_0a , в частности при $a/\lambda_0 = k_0a/2\pi = 0.1$, радиационные потери для этого резонанса существенны (и величина $|b_r(\omega_s)| \sim 1$) вплоть до значений $(\nu + \nu_b)/\omega \sim 0.2-0.3$. Однако при условии $\beta_T \gg (k_0a)^4$ радиационные потери играют малую роль (даже при малых ν) и амплитуда дипольного момента при поверхностном резонансе снижается до величины $|b^r(\omega_s)| = \gamma^r/(\nu + \nu_b) \ll 1$. Объемные резонансы, имеющие весьма малую радиационную ширину, $\gamma_n^r \ll \gamma_s^r$, сильнее подавляются внутренними потерями и играют в рассеянном излучении меньшую роль: в области $\gamma_n^r \ll \gamma^i \ll \Delta\omega_n$ отвечающие им максимумы дипольного момента при одинаковых значениях частоты ν соударений значительно ниже, чем в случае поверхностного резонанса. В частности, при $k_0a/2\pi = 0.1$, $\beta_T = 0.03$ нижняя и верхняя границы указанной области значений γ^i соответствуют частотам соударений $\nu/\omega \approx 3 \cdot 10^{-5}$ и $\nu/\omega \sim 10^{-1}$ (кинетические потери для низших объемных плазмонов в этом случае мало существенны: $\gamma_n^k \ll \gamma_n^r$). В области $\nu > \Delta\omega_n$ объемные резонансы фактически полностью подавляются.

По-иному соотносятся между собой пиковые значения амплитуды поля внутри кластера при резонансах различных типов. В некоторой области значений частоты соударений резонанс поля, в отличие от резонанса дипольного момента, оказывается наиболее сильным именно в случае возбуждения объемного плазмона. Причиной этого является осциллирующий характер радиального распределения потенциального поля плазменных колебаний \mathbf{E}_p , приводящий к сильному снижению величины дипольного момента при той же величине максимума поля. Определяя на основании общих соотношений (9)–(11) амплитуды электрического поля в центре кластера вблизи частот объемного (E_n) и поверхностного (E_s) резонансов и обобщая получаемые ло-

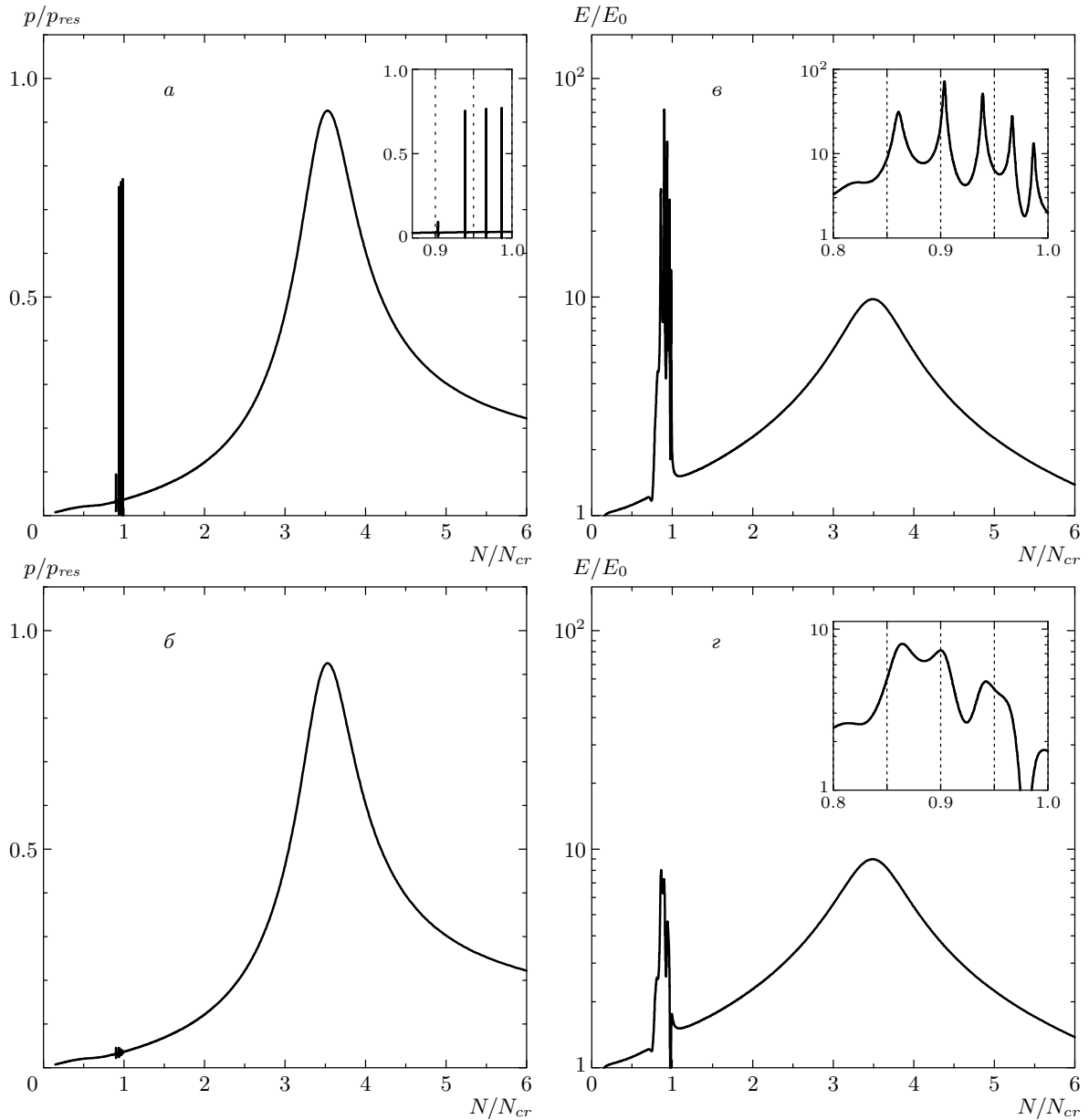


Рис. 4. Зависимости нормированных значений модуля дипольного момента $|b^r| = 2k_0^3|p|/3E_0$ кластера (а, б) и поля E/E_0 в центре кластера (в, г) от плотности плазмы для случая $k_0a = 0.5$, $\beta_T = 10^{-2}$ при $\nu/\omega = 0$ (а), 10^{-4} (б), 10^{-3} (в), 10^{-2} (г)

ренцевы зависимости по типу (41) с учетом всех видов потерь (при $\gamma^i \ll \Delta\omega$), находим

$$E_n \approx \frac{E_0}{k_0 a \beta_T^2} \frac{\gamma_n^r}{\gamma_n^r + \nu/2 + \gamma_n^k}, \quad (42)$$

$$E_s \approx \frac{3E_0}{2(k_0 a)^3} \frac{\gamma_s^r}{\gamma_s^r + \nu/2 + \gamma_s^k}. \quad (43)$$

Как следует из приведенных выражений, при малых внутренних потерях (в области $\nu/2 + \gamma_n^k \ll \gamma_n^r$) объ-

емный резонанс приводит к гораздо более сильному увеличению амплитуды поля, чем поверхностный:

$$\frac{E_n}{E_s} = \frac{2(k_0 a)^2}{3\beta_T^2} \gg 1.$$

Неравенство $E_n > E_s$ сохраняется вплоть до значений суммы $\nu/2 + \gamma_n^k \sim \omega \alpha_n^2 k_0 a \beta_T^2$, сильно превышающих радиационную ширину γ_n^r , т. е. лежащих в области, где соотношение между максимумами диполь-

ного момента кластера при резонансах двух типов является обратным ($|b_s^r| \gg |b_n^r|$). В рассмотренном выше случае, когда $a/\lambda_0 = 0.1$, $\beta_T = 3 \cdot 10^{-2}$, поле при резонансе первого объемного плазмона сильнее, чем при резонансе поверхностного плазмона вплоть до значений $\nu/\omega \sim 10^{-2}$.

На рис. 4 приведены резонансные кривые, изображающие зависимости нормированных значений модуля дипольного момента $|b^r| = 2k_0^3|p|/3E_0$ (рис. 4а, б) и амплитуды поля в центре кластера E/E_0 (рис. 4в, г) от плотности плазмы N , нормированной на критическое значение $N_{cr} = m\omega^2/4\pi e^2$. Кривые рассчитывались на основании общих выражений (9)–(11) при различных значениях параметра ν/ω для случая $k_0a = 0.5$, $\beta_T = 10^{-2}$.

Кинетические потери в проведенном расчете учитывались на основании результатов данного и предыдущего разделов путем замены частоты ν соударений в выражении для комплексной диэлектрической проницаемости ϵ холодной плазмы на величину $\nu + 2\gamma^k$. Зависимость постоянной кинетического затухания γ^k от отношения $\omega_p^2/\omega^2 = N/N_{cr}$ определялась по формулам (35)–(38). Представленные результаты демонстрируют наличие множества резонансных пиков, связанных с возбуждением как поверхностного плазмона при $N \approx 3N_{cr}$ ($\omega \approx \omega_p/\sqrt{3}$), так и серии объемных плазмонов в области $N < N_{cr}$ ($\omega > \omega_p$). Хорошо прослеживаются описанные выше различия поведения резонансов обоих типов для поля в плазме и для дипольного момента кластера при увеличении частоты соударений электронов. Объемные резонансы дипольного момента (рис. 4а, б) сильно подавляются уже при сравнительно малых частотах соударений ($\nu/\omega \sim 10^{-4}$), тогда как в картине резонансов поля (рис. 4в, г) объемные резонансы преобладают вплоть до значений $\nu/\omega \sim 10^{-2}$. Последнее иллюстрируется также кривыми на рис. 5, изображающими зависимость амплитуд поля в центре кластера при резонансах различных типов от частоты соударений электронов.

В реальном эксперименте параметры V_T и ν , определяющие величину внутренних потерь, существенным образом зависят от условий кластерного пробоя. В частности, в условиях туннельной или надпороговой ионизации при интенсивностях $I \sim 10^{14}$ – 10^{16} Вт/см² ионизирующего лазерного излучения достаточно реалистической представляется модель, в которой тепловая энергия электронов принимается равной по порядку величины энергии их осцилляторного движения в оптическом поле, а частота ν соударений определяется кулоновским электрон-ионным взаимодействием. Результа-

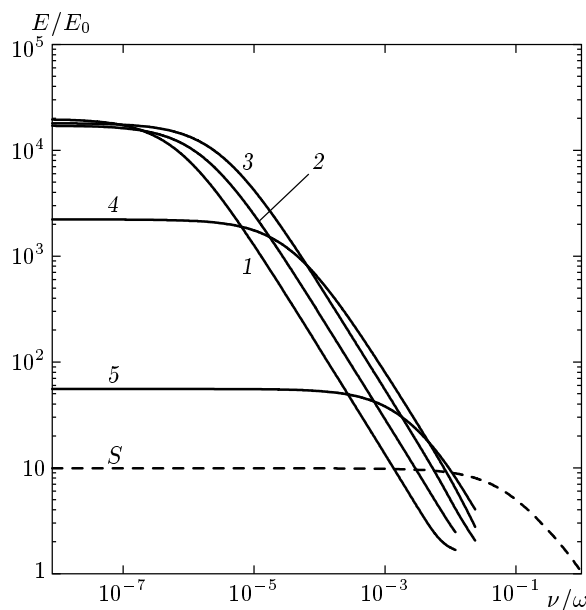


Рис. 5. Зависимость нормированного поля в центре кластера при резонансах объемных плазмонов (кривые 1–5) и резонансе поверхностного плазмона (кривая S) от частоты соударений электронов; $k_0a = 0.5$, $\beta_T = 10^{-2}$

ты расчета на основании такой модели (в предположении $V_T = eE_0/\sqrt{2}m\omega$), представленные на рис. 6 при $\lambda_0 = 400$ нм, $a = 30$ нм и двух значениях интенсивности, также демонстрируют возможность резонансного усиления поля в плазме на частотах как поверхностного, так и объемных плазмонов. Заметим, что ввиду сравнительно большого значения параметра $k_0a = 0.47$ ширина линии и максимум поля для поверхностного резонанса в обоих случаях определяются радиационными потерями ($\gamma_s^r \approx 3.5 \cdot 10^{-2}\omega$), примерно на порядок превышающими потери, обусловленные соударениями электронов с ионами и с границами кластера. Однако в объемных резонансах потери в основном обусловлены электрон-ионными соударениями, а их число определяется кинетическими потерями (затуханием Ландау, допускающим существование двух объемных плазмонов при $I \sim 10^{15}$ Вт/см² и лишь одного при $I = 2 \cdot 10^{15}$ Вт/см²). Интересно отметить, что амплитуда поля второго объемного резонанса (отвечающего меньшим значениям плотности плазмы) оказывается при $I \sim 10^{15}$ Вт/см² примерно вдвое больше амплитуды первого. Это связано с тем, что при увеличении номера резонанса n происходит рост его коэффициента возбуждения («силы осциллятора») в лоренцевской формуле (42), $\gamma_n^r \sim \alpha_n^2 \approx \pi^2(n+1)^2$,

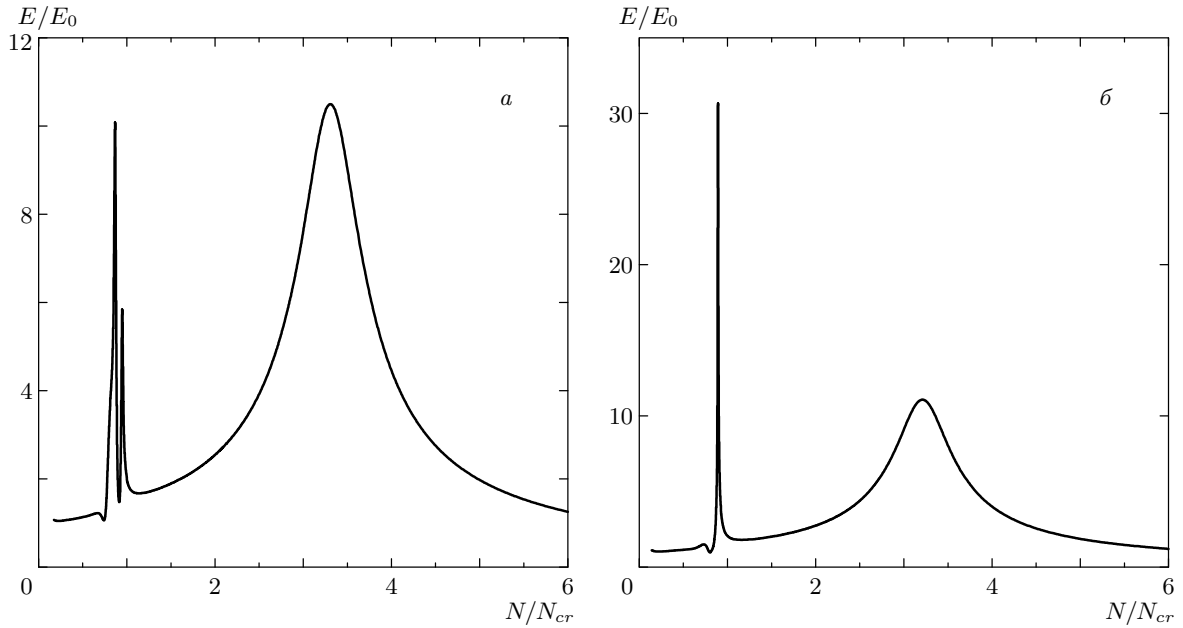


Рис. 6. Зависимость нормированного поля E/E_0 в центре кластера от плотности плазмы для двух значений интенсивности лазерного излучения: $a - I = 10^{15}$ Вт/см²; $b - I = 2 \cdot 10^{15}$ Вт/см² в предположении, что частота соударений и тепловая скорость электронов определяются скоростью их осцилляционного движения; длина волны $\lambda_0 = 400$ нм, радиус кластера $a = 30$ нм

тогда как внутренние потери для первых двух резонансов, определяемые в данном случае, как было сказано, в основном электрон-ионными соударениями, примерно одинаковы.

Поглощаемая в плазме средняя мощность (мощность внутренних потерь) Q^i может быть найдена в дипольном приближении как разность полной мощности

$$Q_{\Sigma} = \left\langle \frac{d\mathbf{p}}{dt} \cdot \mathbf{E}_i \right\rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(-i\omega \mathbf{p}_0 \cdot \mathbf{E}_0^*),$$

отдаваемой полем падающей волны, и мощности дипольного излучения

$$Q^r = \frac{2}{3c^3} \left\langle \left(\frac{d^2\mathbf{p}}{dt^2} \right)^2 \right\rangle = \frac{1}{3c^3} \omega^4 \mathbf{p}_0^2$$

(угловые скобки обозначают усреднение по времени). На основании выражения (41), определяющего резонансные значения дипольного момента, находим величину резонансного поглощения Q_{res}^i при $\gamma^i \ll \Delta\omega$:

$$Q_{res}^i = Q_{\Sigma} - Q^r = \frac{4Q_0\gamma^r\gamma^i}{(\gamma^r + \gamma^i)^2}, \quad Q_0 = \frac{3\omega E_0^2}{16k_0^3}. \quad (44)$$

Здесь Q_0 — максимальное значение поглощаемой мощности, которое достигается при равенстве

радиационных и суммарных внутренних потерь ($\gamma^i = \gamma^k + \nu/2 = \gamma^r$) и зависит только от параметров падающей волны. На рис. 7 приведены зависимости поглощаемой кластером мощности на резонансах поверхностного и нескольких первых объемных плазмонов от частоты столкновений при $k_0a = 0.5$, $\beta_T = 10^{-2}$. В области малых ν/ω поглощение при объемных резонансах больше, чем при поверхностном. Как следует из (20), (35), (36), (39), это соотношение меняется на обратное при $\nu/\omega \approx \alpha_n \beta_T^2 k_0 a / \sqrt{6}$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные нами гидродинамическая и кинетическая модели позволили проанализировать спектры дипольных резонансов однородного сферического кластера малых размеров ($(k_0a)^3 \ll 1$, $k_0 = \omega/c$, a — радиус кластера) с учетом радиационных, столкновительных и кинетических (бесстолкновительных) потерь. Хотя в этих моделях плазма кластера предполагалась невырожденной, полученные результаты остаются качественно верными (с заменой средней тепловой скорости V_T на фермиевскую скорость V_F) и для вырожденной плазмы (в частности,

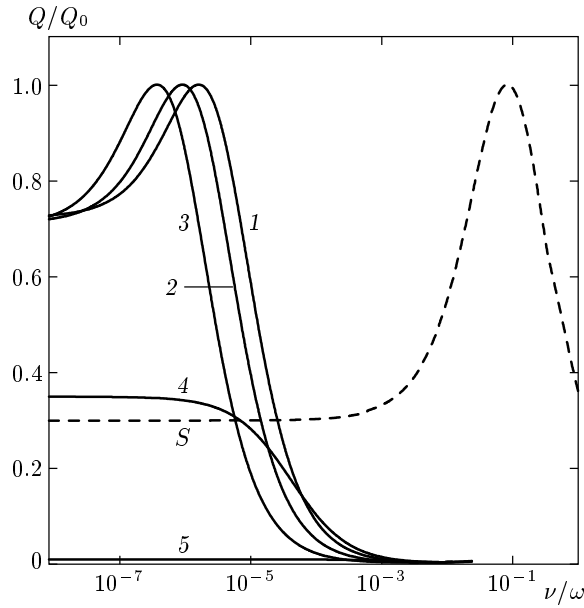


Рис. 7. Зависимость нормированной поглощаемой кластером мощности при резонансах объемных плазмонов (кривые 1-5) и резонансе поверхностного плазмона (кривая S) от частоты соударений электронов; $k_0 a = 0.5$, $\beta_T = 10^{-2}$

для металлических кластеров при нормальной температуре).

В общем случае резонансные спектры кластера содержат линии, отвечающие возбуждению как поверхностного (на частоте $\omega \approx \omega_p/\sqrt{3}$), так и целой серии объемных (на частотах $\omega_n \approx \omega_p$) плазмонов. При малой дебаевской длине $r_D \sim V_T/\omega_p \ll a$ константы радиационного ($\gamma_s^r \propto \omega(k_0 a)^3$) и кинетического ($\gamma_s^k \propto V_T/a$) затухания поверхностного плазмона (резонанса Ми) сильно превышают соответствующие величины γ_n^r, γ_n^k для объемных плазмонов:

$$\frac{\gamma_n^r}{\gamma_s^r} \sim \frac{\gamma_n^k}{\gamma_s^k} \propto \left(\frac{r_D}{a}\right)^4 \ll 1.$$

Если для поверхностного плазмона учет кинетических потерь приводит к увеличению ширины резонансной линии на величину порядка характерной частоты соударений электронов с границей кластера ($\gamma_s^k \propto \nu_b \propto V_T/a$), то для объемных плазмонов соответствующее уширение линии оказывается пропорциональным пятой степени этой частоты ($\gamma_n^k \propto \omega(\nu_b/\omega)^5$). Отношение констант кинетического (γ^k) и радиационного (γ^r) поглощения по порядку величины одинаково для резонансов обоих типов:

$$\frac{\gamma^k}{\gamma^r} \sim \frac{\beta_T}{(k_0 a)^4} \quad \left(\beta_T \sim \frac{V_T}{c}\right).$$

Максимальная интенсивность дипольного рассеяния волны кластером, достигаемая в условиях, когда внутренние потери малы по сравнению с радиационными, одинакова для резонансов всех типов: полное сечение рассеяния при резонансе в этих условиях составляет

$$\sigma_{max}^r = \frac{8\pi|p_{res}|^2\omega^4}{3cE_0^2} = \frac{6\pi}{k_0^2}.$$

Максимум сечения поглощения,

$$\sigma_{max}^i = \frac{8\pi Q_0}{cE_0^2} = \frac{3\pi}{2k_0^2},$$

также не зависящий от типа резонанса и размера кластера, достигается при условии равенства радиационных и внутренних потерь, $\gamma^r = \gamma^k + \nu/2$. Важной резонансной характеристикой является также величина максимума амплитуды поля E в центре кластера, определяющая возможность развития различных нелинейных процессов в плазме. При малых внутренних потерях эта величина оказывается наибольшей для объемных резонансов ($E_n/E_s \sim (a/r_D)^2 \gg 1$).

Возможность проявления и относительная роль резонансов различных типов в тех или иных конкретных условиях существенно определяются величиной отношения константы радиационного затухания γ^r (играющей также роль параметра связи плазмона с внешним полем) к полной ширине линии $\gamma^t = \gamma^r + \gamma^k + \nu/2$. Резонансы, для которых это отношение мало, представлены в общем спектре весьма слабо. Этим можно объяснить отсутствие объемных резонансов в достаточно подробно изученных (см., например, [16]) спектрах рассеяния и поглощения металлических кластеров, характеризуемых при нормальной температуре электронов сравнительно высокими значениями частоты соударений электронов ($\nu/\omega > 0.1$). Однако в «горячей» кластерной плазме, создаваемой лазерными импульсами высокой интенсивности, объемные резонансы, по-видимому, могут быть достаточно сильными. Тепловые скорости электронов в такой плазме больше или порядка упорядоченной скорости их осцилляторного движения, благодаря чему при плотностях потока энергии порядка 10^{15} Вт/см² отвечающие им частоты кулоновских соударений снижаются до значений $\nu \sim (10^{-2}-10^{-3})\omega$, допускающих, как показано в данной статье, эффективное резонансное возбуждение объемных плазмонов. Связанные с ними резонансы рассеянной и поглощаемой кластером мощностей при данных значениях ν еще слабо выражены (что, конечно,

затрудняет их прямое наблюдение в эксперименте), однако при сравнительно больших размерах кластера ($k_0 a \sim 0.2-0.5$) резонанс объемного плазмона приводит к сильному росту амплитуды электрического поля в плазме. Хотя это усиление поля было рассчитано нами в рамках линейной теории, оно свидетельствует о возможности возникновения сильных нелинейных процессов (генерация быстрых электронов, отрыв электронов с глубинных уровней атомов и их вылет из кластера) уже при значениях плотности $N \approx N_{cr}$, а не только для резонанса Ми при втрое больших значениях N . В частности, можно предположить, что именно эффектом возбуждения объемного плазмона были обусловлены нелинейные явления, наблюдавшиеся при рентгеновском пробое кластеров в экспериментах [3], где концентрация электронов при однократной ионизации атомов, т. е. на начальной стадии нелинейного процесса, не могла превысить критическую. Большая величина энергии, переданной плазме кластера в этих экспериментах, по-видимому, может быть объяснена объемным резонансом в условиях примерного равенства внутренних и радиационных потерь.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 02-02-17271, 04-02-16684).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. McPherson, T. S. Luk, B. D. Thompson et al., *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1810 (1994).
2. T. D. Donnelly, T. Ditmire, K. Newman et al., *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2472 (1996).
3. H. Wabnitz, L. Bittner, A. R. B. de Castro et al., *Nature* **420**, 482 (2002).
4. T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik et al., *Phys. Rev. A* **53**, 3379 (1996).
5. В. П. Крайнов, М. Б. Смирнов, *УФН* **170**, 969 (2000).
6. V. P. Krainov and M. B. Smirnov, *Phys. Rep.* **370**, 237 (2002).
7. M. B. Smirnov and V. P. Krainov, *Phys. Rev. A* **69**, 043201 (2004).
8. J. Zweiback, T. Ditmire, and M. D. Perry, *Phys. Rev. A* **59**, R3166 (1999).
9. H. M. Milchberg, S. J. McNaught, and E. Parra, *Phys. Rev. E* **64**, 056402 (2001).
10. K. Y. Kim, I. Alexeev, V. Kumarappan et al., *Phys. Plasmas* **11**, 2882 (2004).
11. S. V. Fomichev, S. V. Popruzhenko, D. F. Zaretsky, and W. Becker, *J. Phys. B* **36**, 3817 (2003).
12. G. Mie, *Ann. Phys. (Leipzig)* **25**, 377 (1908).
13. V. B. Gildenburg, N. A. Zharova, and M. I. Bakunov, *Phys. Rev. E* **63**, 066402 (2001).
14. Н. В. Введенский, В. Б. Гильденбург, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 440 (2002).
15. V. V. Kresin, *Phys. Rep.* **220**, 1 (1992).
16. U. Kreibig and M. Vollmer, *Optical Properties of Metal Clusters*, Springer-Verlag, Berlin (1995).
17. A. Yildiz, *Nuovo Cim.* **30**, 1182 (1963).
18. В. Б. Гильденбург, И. Г. Кондратьев, *Радиотехн. и электр.* **10**, 658 (1965).
19. Дж. А. Стрэттон, *Теория электромагнетизма*, Гостехиздат, Москва (1948).
20. R. Ruppin, *Phys. Rev. B* **11**, 2871 (1975).
21. P. E. Vandenplas and R. W. Gould, *Physica* **28**, 357 (1962).
22. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979).
23. A. Kawabata and R. Kubo, *J. Phys. Soc. Jpn.* **21**, 1765 (1966).