

Трехчастотное тепловое рассеяние света в растворах электролитов

Н.Ф.Бункин, В.Н.Стрельцов

Рассмотрено смещенное по частоте рассеяние монохроматической электромагнитной волны в растворе электролита при промежуточном поглощении (испускании) кванта продольного флуктуационного теплового поля. Получен спектр рассеянного излучения в зависимости от плазменных параметров среды.

Ключевые слова: тепловое рассеяние, растворы электролитов, рэлеевское рассеяние.

Исследование физических механизмов формирования крыла линии рэлеевского рассеяния остается классической задачей молекулярной оптики на протяжении вот уже нескольких десятилетий. Само составление библиографии по этому вопросу представляет собой непростую задачу; теоретический и экспериментальный аспекты данной проблемы достаточно полно изложены в работах [1–5].

В недавних работах одного из авторов настоящей статьи [6, 7] был предложен и исследован новый шумовой механизм рассеяния, основанный на нелинейном многофотонном взаимодействии электромагнитного поля падающей волны с флуктуационными тепловыми продольными или поперечными компонентами поля, генерируемого в ионной подсистеме. Параметры поля рассеянного излучения определяются при этом плазменными параметрами ионного компонента и пространственной симметрией системы.

Для обычных изотропных сред в дипольном приближении все нелинейные оптические восприимчивости четного порядка обращаются в нуль, поэтому в наинизшем порядке флуктуационная часть тензора рассеяния возникает при учете (в лагранжиане системы) четырехфотонного взаимодействия падающего, рассеянного и теплового полей, что при небольших частотных сдвигах отвечает керровской (по тепловому полю) нелинейности в системе. Такая физическая ситуация рассматривалась в упомянутых работах [6, 7].

В настоящей работе исследуется рассеяние монохроматической плоской волны в растворе электролита при учете квадрупольного кубического взаимодействия падающего и рассеянного полей с флуктуационным тепловым полем образца, приводящего к реальным или виртуальным комбинационным переходам в молекулярной системе (рис.1).

Определим предварительно эффективный дипольный момент, отвечающий тензору квадрупольного рассеяния третьего порядка для изолированной молекулы с набо-

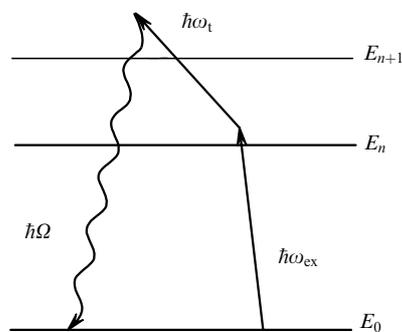


Рис.1. Трехфотонное взаимодействие с преобразованием частоты Ω рассеянного фотона вверх (ω_{ex} – частота падающей волны, ω_1 – частота продольного теплового поля).

ром собственных энергетических состояний $|n\rangle$, соответствующим энергиям E_n . Далее будем рассматривать лишь продольную компоненту теплового поля, описываемую в используемой ниже кулоновской калибровке скалярным случайным потенциалом $\varphi_l(\mathbf{r})$. В обычных условиях радиус корреляции потенциала φ_l теплового поля превышает размеры рассеивающих молекул и взаимодействие теплового поля с молекулами можно учитывать в дипольном приближении.

В нерелятивистском пределе взаимодействие рассеивателя со всеми рассматриваемыми полями описывается лагранжианом

$$L_{\text{int}} = - \sum_{\alpha} \frac{q_{\alpha} \mathbf{r}_{\alpha}}{c} [\mathbf{A}_{\text{ex}}(\mathbf{r}_{\alpha}) + \hat{\mathbf{A}}_{\text{qu}}(\mathbf{r}_{\alpha})] - \mathbf{d} \mathbf{E}_l, \quad (1)$$

где \mathbf{d} – полный дипольный момент рассеивающей молекулы; \mathbf{r}_{α} – радиус-векторы образующих ее зарядов q_{α} ; α – индекс суммирования по всем зарядам рассеивателя; $\mathbf{A}_{\text{ex}}(\mathbf{r}_{\alpha})$, $\hat{\mathbf{A}}_{\text{qu}}(\mathbf{r}_{\alpha})$ – векторные потенциалы падающей плоской волны и квантованного поперечного поля рассеяния соответственно, взятые в точке расположения соответствующих зарядов; $\mathbf{E}_l = -\nabla\varphi_l/\partial t$. Без изменения динамики системы к лагранжиану (1) может быть добавлена полная производная

$$\frac{d}{dt} \sum_{\alpha} \frac{q_{\alpha} \mathbf{r}_{\alpha}}{c} (\mathbf{A}_{\text{ex}} + \hat{\mathbf{A}}_{\text{qu}}).$$

Лагранжиан (1) тогда принимает следующий вид:

$$L_{\text{int}} = \sum_{\alpha} \frac{q_{\alpha} r_{\alpha}}{c} \left(\frac{dA_{\text{ex}}}{dt} + \frac{d\hat{A}_{qu}}{dt} \right) - dE_t.$$

Полную производную векторного потенциала A можно представить в виде

$$\frac{dA}{dt} = \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial A}{\partial r_{\alpha}} \frac{\partial r_{\alpha}}{\partial t}.$$

При $r = 0$ первое слагаемое отвечает обычному дипольному взаимодействию рассеивателя с полем, второе – квадрупольному. Далее будем рассматривать квадрупольное взаимодействие рассеивателя с полем падающего излучения A_{ex} и учитывать только второе слагаемое в производной dA/dt .

Следует отметить, что при достаточно высокой концентрации ионов дебаевский радиус экранирования r_D , определяющий радиус корреляции для продольного поля E_t , может оказаться сравнимым с длиной волны c/ω_{ex} рассеиваемого оптического поля: $(\omega_{\text{ex}}/c)r_D \sim 1$. В этих условиях, разумеется, следует учитывать квадрупольный член во взаимодействии молекулярной системы с флуктуационным полем. Окончательно имеем

$$L_{\text{int}} = -d_i E_{\text{qui}} - d_i E_{ti} + \frac{1}{\omega_{\text{ex}} q_{\alpha}} d_i E_{\text{ex}i} k_j \dot{d}_{j\alpha}.$$

Здесь \mathbf{k} – волновой вектор падающей волны; $\mathbf{k}E_{\text{ex}} = 0$; i и j – индексы, соответствующие компонентам в декартовых координатах (по повторяющимся индексам производится суммирование). Во избежание громоздкости выражений ниже будем считать, что в системе (1) имеется одна легкая (по сравнению с другими) заряженная частица, вносящая определяющий вклад в электромагнитное взаимодействие, и опустим номер α этого заряда. Возврат к общему случаю очевиден.

Рассмотрим матричный элемент перехода

$$M = \langle (\Omega, \lambda), 0 | U(\infty) | 0, 0 \rangle.$$

Начальное состояние отвечает вакуумному состоянию квантованного поля и основному состоянию рассеивателя. Конечное состояние соответствует рассеянному фотону с частотой Ω и поляризацией λ ; $U(t)$ – оператор временной эволюции.

Искомый матричный элемент возникает в третьем порядке малости по потенциалу взаимодействия:

$$M_3 = \frac{i}{3! \omega_{\text{ex}} q_{\alpha} \hbar^3} \langle (\Omega, \lambda), 0 | \int \int \int \hat{P}[d_{\alpha}(t_1) E_{\text{qu}\alpha}(\Omega) e^{i\Omega t_1} \times d_j(t_2) E_{ij}(t_2) d_l(t_3) E_{\text{ex}l} e^{-i\omega_{\text{ex}} t_3} k_p \dot{d}_p(t_3)] dt_1 dt_2 dt_3 | 0, 0 \rangle. \quad (2)$$

Здесь \hat{P} – оператор хронологического упорядочения, взятый в представлении взаимодействия. Индекс α относится теперь к компонентам векторов \mathbf{d} , \mathbf{E}_{qu} , индекс l – к компонентам \mathbf{d} , \mathbf{E}_{ex} , индекс j – к компонентам \mathbf{d} , \mathbf{E}_t и индекс p – к компонентам \mathbf{k} , \mathbf{d} .

Введем обозначения для матричного элемента квадрупольного перехода:

$$\begin{aligned} & \langle r | d_l(t) E_{\text{ex}l} \exp(-i\omega_{\text{ex}} t) k_p \dot{d}_p(t) | n \rangle \\ & = \exp[-it(\omega_n - \omega_r + \omega_{\text{ex}})] k_p E_{\text{ex}l} \kappa_{pl}^{nr}, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\kappa_{pl}^{nr} = \sum_s i(\omega_s - \omega_n) d_p^{ns} d_l^{sr};$$

$d^{ns} = \langle n | \mathbf{d} | s \rangle$; ω_n – собственная частота состояния $|n\rangle$. Разлагая $E_t(t)$ в интеграл Фурье:

$$E_t(t) = \int E_t(\omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad (4)$$

подставляя (3), (4) в (2) и вводя стандартным образом промежуточные единичные операторы $I = \sum |n\rangle \langle n|$, после всех интегрирований находим

$$\begin{aligned} M_3 = & -\frac{i}{3\hbar^3 \omega_{\text{ex}} q} E_{\text{qu}\alpha} E_{\text{ex}l} k_p E_{ij} (\Omega - \omega_{\text{ex}}) \\ & \times \sum_{n,r} \left[\frac{\kappa_{pl}^{on} d_j^{nr} d_{\alpha}^{ro}}{(\Omega - \omega_r + \omega_o)(\omega_{\text{ex}} + \omega_o - \omega_n)} \right. \\ & + \frac{\kappa_{pl}^{on} d_{\alpha}^{nr} d_j^{ro}}{(\omega_{\text{ex}} + \omega_o - \omega_n)(\omega_{\text{ex}} - \Omega - \omega_r)} \\ & + \frac{d_j^{on} \kappa_{pl}^{nr} d_{\alpha}^{ro}}{(\Omega - \omega_r)(\Omega - \omega_{\text{ex}} + \omega_o - \omega_n)} \\ & + \frac{d_{\alpha}^{on} \kappa_{pl}^{nr} d_j^{ro}}{(\omega_o - \omega_n - \Omega)(\omega_{\text{ex}} - \Omega + \omega_o - \omega_r)} \\ & + \frac{d_{\alpha}^{on} d_j^{nr} \kappa_{pl}^{ro}}{(\omega_o - \omega_n - \Omega)(\omega_o - \omega_r - \omega_{\text{ex}})} \\ & \left. + \frac{d_j^{on} d_{\alpha}^{nr} \kappa_{pl}^{ro}}{(\omega_o - \omega_n + \Omega - \omega_{\text{ex}})(\omega_o - \omega_r - \omega_{\text{ex}})} \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

В случае возникновения в системе резонансных переходов в соответствующие обращающиеся в нуль знаменатели должны быть введены мнимые добавки, определяющие затухание резонансных возбужденных уровней. Матричный элемент (5) можно связать с эффективным дипольным моментом $d(t)$ рассеивающей системы, рассмотрев переход первого порядка с гамильтонианом $H_{\text{eff}} = -d(t)E_{\text{qu}}(t)$.

Перейдем теперь к вычислению интенсивности I рассеянного излучения на частоте Ω . Спектральная компонента $I(\Omega)$ определяется выражением

$$I(\Omega) \sim \int E_t(t + t') E_t^*(t) e^{i\Omega t} dt.$$

Случайная функция E_t стационарна, и для спектральных компонент $E_t(\omega)$ выполняется равенство $\langle E_{ij}(\Omega - \omega_{\text{ex}}, \mathbf{r}) \times E_{ij}^*(\omega' - \omega_{\text{ex}}, \mathbf{r}) \rangle = \psi_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \Omega) \delta(\Omega - \omega')$. Таким образом, $\langle I(\Omega) \rangle$ определяется коррелянтом $\psi_{ij}(\Omega - \omega_{\text{ex}})$ на частоте $\Omega - \omega_{\text{ex}}$.

Вектор Пойнтинга \mathbf{W} поля рассеяния в волновой области в направлении единичного вектора \mathbf{w} можно представить в виде

$$\mathbf{W} = \frac{c}{8\pi} [\mathbf{E}\mathbf{H}^*] = \frac{c}{8\pi} \mathbf{H}^2 \mathbf{w}.$$

Во фраунгоферовской зоне имеем

$$H^2(\Omega) = (\Omega/c)^2 (1/16\pi R^2) \int (d(\Omega, \mathbf{r})\mathbf{w})(d^*(\Omega, \mathbf{r}')\mathbf{w}) \times \exp[-i(\Omega/c)(\mathbf{r} - \mathbf{r}')\mathbf{w}] d\mathbf{r}d\mathbf{r}',$$

где интегрирование ведется по рассеивающему объему; R – расстояние от рассеивателя до точки наблюдения. В пренебрежении краевыми эффектами в случае достаточно больших рассеивающих объемов для функций $E_i(\omega)$ удобно использовать фурье-представление

$$E_i(\omega, \mathbf{r}) = \int E_i(\omega, \mathbf{p}) e^{-i\mathbf{p}\mathbf{r}} d\mathbf{p}. \quad (6)$$

С хорошей степенью точности флуктуационное поле $E_i(\mathbf{r})$ можно считать однородным, и для функции корреляции фурье-образов $E_i(\mathbf{p})$ имеем

$$\langle E_{ij}(\mathbf{p}, \omega) E_{ij}(\mathbf{p}', \omega) \rangle = f_{ij}(\mathbf{p}, \omega) \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}').$$

Таким образом, в общем случае для плотности электромагнитной энергии получаем

$$\langle H^2 \rangle = \left(\frac{\Omega^2}{4c\pi R} \right)^2 \iint e_{\beta\gamma\alpha} e_{\beta\gamma\delta} n_\gamma n_\delta \chi_{\alpha ij} \chi_{imqr}^* E_{exj} E_{exq} \times k_l k_r f_{im}(\Omega - \omega_{ex}, \mathbf{p}) \exp[i(\mathbf{k} - \mathbf{p} - (\Omega/c)\mathbf{n})\mathbf{r}] \times \exp[-i(\mathbf{k} - \mathbf{p} - (\Omega/c)\mathbf{n})\mathbf{r}'] \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}') d\mathbf{r}d\mathbf{r}' d\mathbf{p}d\mathbf{p}'. \quad (7)$$

Здесь χ – тензоры нелинейной восприимчивости, определяющие дипольный момент единицы объема; e_{ijn} – символы Леви-Чивита. При выводе (7) мы пренебрегли поправками на действующее поле. Предполагается также, что рассеивающая среда прозрачна для падающего оптического излучения. Последнее условие сводится к требованию $\omega_{ex} \gg \omega_p$, где ω_p – плазменная ионная частота. В слабых электролитах в обычных условиях указанное неравенство для оптического диапазона выполняется с большим запасом.

В изотропной среде тензор четвертого ранга имеет три независимых базовых элемента [8]: $\chi_{xxxx}, \chi_{xyxy}, \chi_{xyyx}$. Остальные недиагональные элементы получаются из приведенных попарной заменой соответствующих совпадающих индексов. Диагональные элементы равны сумме указанных элементов.

Пусть ось z выбранной системы координат совпадает с направлением волнового вектора \mathbf{k} падающей волны, а ось x направлена вдоль вектора \mathbf{E}_{ex} . В соответствии с вышесказанным дипольный момент \mathbf{d} содержит лишь компоненты d_x, d_z , определяемые, соответственно, компонентами теплового поля E_{tz} и E_{tx} . Рассмотрим рассеянное излучение в направлении падающей волны. Описанная конфигурация отвечает линейной поляризации излучения с вектором $\mathbf{H} = \{0, H, 0\}$.

Для определенности будем считать рассеивающий объем шаром с радиусом ρ . Выполняя в (7) интегрирование по пространственным переменным \mathbf{r}, \mathbf{r}' и \mathbf{p}' , получаем

$$\langle H^2 \rangle = \frac{\Omega^4}{c^2 R^2} |\chi_{xzxz}|^2 |E_{ex}|^2 k^2 \int f_{zz}(\Omega - \omega_{ex}, \mathbf{p}) \times$$

$$\times \left[\frac{\sin(|\mathbf{k} - \mathbf{k}_p - \mathbf{p}|\rho)}{|\mathbf{k} - \mathbf{k}_p - \mathbf{p}|} - \rho \cos(|\mathbf{k} - \mathbf{k}_p - \mathbf{p}|\rho) \right]^2 d\mathbf{p} \times |\mathbf{k} - \mathbf{k}_p - \mathbf{p}|^{-4}. \quad (8)$$

Здесь $\mathbf{k}_p = (\Omega/c)\mathbf{w}$. Легко видеть, что подынтегральная функция в (8) имеет устранимую особенность при $\mathbf{p} = \mathbf{k} - \mathbf{k}_p$.

Корреляционная функция f_{zz} для напряженности продольной компоненты электрического поля имеет вид (см., напр., [9])

$$f_{zz}(\Omega - \omega_{ex}, \mathbf{p}) = i \frac{\theta(\Omega - \omega_{ex}, T)}{2\pi(\Omega - \omega_{ex})} \frac{1}{2\pi^2 p^2} \left(\frac{1}{\varepsilon_L^*} - \frac{1}{\varepsilon_L} \right),$$

где

$$\theta(\omega, T) = \frac{\hbar\omega}{2} + \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1}$$

– средняя энергия бозонного осциллятора; T – температура; ε_L – продольная компонента диэлектрической проницаемости рассеивающей среды, $\mathbf{D}\mathbf{p} = \varepsilon_L \mathbf{E}\mathbf{p}$; \mathbf{D} – вектор электрической индукции.

Для ионной компоненты раствора электролита будем, как обычно [9], использовать гидродинамическую модель. Подобные модели, отвечающие моментам нулевого и первого порядков функции распределения по скоростям, достаточно хорошо описывают коллективные возбуждения (с длинами волн, превышающими дебаевский радиус экранирования) в системах заряженных частиц. Заметим, что в обычных условиях тепловые возбуждения на частотах, соответствующих таким длинам волн, отвечают нормальным температурам. Далее будем считать, что в заряженном компоненте присутствуют легкие и тяжелые ионы (как, например, в воде присутствуют ионы H^+ и OH^-). При этом, очевидно, возбуждения в системе будут определяться динамикой легких частиц на нейтрализующем фоне неподвижных тяжелых ионов и нейтральных молекул раствора.

При задании отклонения N плотности легких ионов от равновесной плотности N_0 через газокинетическое давление $p_g = (N_0 + N)k_B T$ связанная система уравнений для полей и токов записывается в обычном виде:

$$N_0 m \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -N_0 m \mathbf{v} + N_0 e \mathbf{E} - \nabla p_g,$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + N_0 \nabla \mathbf{v} = 0,$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi \mathbf{j}}{c}, \quad (9)$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t},$$

$$\mathbf{j} = N_0 e \mathbf{v}.$$

Здесь m – масса легкого иона (ион предполагается однозарядным); $v = 1/\tau$; τ – характерное время релаксации функции распределения; частота ν определяет подвижность $\mu = m\nu$ ионов. Переход к диффузионной модели можно осуществить, формально полагая в (9) $\omega/\nu \ll 1$ и ограничиваясь членами нулевого порядка по этому параметру.

Выполняя в (9) фурье-преобразование по пространственным и временным переменным, решая полученные алгебраические уравнения относительно $\mathbf{j}(\omega, \mathbf{p})$ с учетом определения ε_L , находим

$$\frac{\varepsilon_L(\omega, p)}{\omega^2} = \frac{1 - \omega_p^2}{1 + iv/\omega - Dp^2},$$

где $D = k_B T / m \omega^2$ и определяет пространственную дисперсию ε_L .

Вводя новую переменную $A = \mathbf{p} + \mathbf{k}_p - \mathbf{k}$, переходя к сферической системе координат с полярной осью, совпадающей с осью z , выполняя интегрирование по азимутальному углу φ и подставляя полученное выражение в функцию корреляции f_{zz} , перепишем уравнение (8) в виде

$$\begin{aligned} \langle H^2 \rangle &= -2\pi A \int_{-1}^1 dx \int_0^\infty \frac{(Ax - \Delta k)^2}{A^2 + \Delta k^2 - 2A\Delta kx} \\ &\times \left\{ \frac{1 - \cos(2A\rho)}{2A^2} + \frac{1}{2}\rho^2 [1 + \cos(2A\rho)] - \frac{\rho}{A} \sin(2A\rho) \right\} \\ &\times \left[\frac{1}{\Delta\omega^2 - \omega_p^2 - \alpha(A^2 + \Delta k^2 - 2A\Delta kx) + iv\Delta\omega} \right. \\ &\left. + \text{компл. сопр.} \right] \frac{dA}{A^2}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $A \sim (1/2)v\Delta\omega$; $\Delta k = \Delta\omega/c$; $\Delta\omega = \Omega - \omega_{er}$ – расстройка от частоты падающей волны; $\alpha = k_B T / m$ – квадрат тепловой скорости; $x = \cos\theta$; θ – полярный угол. Интеграл (10) разбивается на сумму интегралов в соответствии со слагаемыми во втором сомножителе подынтегрального выражения. Каждый из таких интегралов расходится при $A = 0$ (в выражении (10) точка $A = 0$ соответствует устранимой особенности). Для преодоления указанной трудности можно сделать замену $A^2 \rightarrow A^2 + \varepsilon^2$ и в конечных выражениях перейти к пределу $\varepsilon \rightarrow 0$; при этом вклады от полюсов $A = \pm i\varepsilon$ будут взаимно компенсироваться.

Простые полюсы подынтегральной функции в (10), отвечающие корням $A_{1,2} = \Delta k[x \pm (x^2 - 1)^{1/2}]$ уравнения $A^2 - 2A\Delta kx + \Delta k^2 = 0$, как нетрудно убедиться, дают вклад в интеграл по x лишь в области $x < 1$ (см. ниже (11)). Таким образом, при частотных расстройках $\Delta\omega\rho/c \gg 1$, представляющих основной интерес для реальных макроскопических рассеивающих объемов, мнимая часть координат полюсов будет равна $\sim \Delta k$ и осциллирующими слагаемыми в (10) можно пренебречь. Одновременно будет выполнено условие $\rho^2 \gg A^{-2}$. В указанном диапазоне частотных расстроек вклад в искомую функцию $\langle H^2 \rangle$ от рассматриваемых полюсов имеет вид

$$\begin{aligned} \langle H^2 \rangle_1 &= \frac{4\pi^2 B \rho^2}{\Delta k [(\Delta\omega^2 - \omega_p^2)^2 + v^2 \Delta\omega^2]} \int_0^1 (1 - x^2)^{1/2} dx \\ &= \frac{\pi^3 B \rho^2}{\Delta k [(\Delta\omega^2 - \omega_p^2)^2 + v^2 \Delta\omega^2]}. \end{aligned} \quad (11)$$

Для определенности в формуле (11) расстройки $\Delta\omega$ выбраны положительными: $\Omega > \omega_{ex}$.

Рассмотрим теперь вклад в электромагнитное излучение от полюсов, соответствующих нулям продольной

компоненты тензора диэлектрической проницаемости среды. При $\Delta\omega > 0$ простой полюс в точке $1/\varepsilon_L$, лежащий в верхней полуплоскости комплексной плоскости A (напомним, что индекс L в данном случае соответствует продольной компоненте диэлектрической проницаемости рассеивающей среды), имеет вид

$$A_1 = \Delta kx + \left[\frac{1}{\alpha} (\Delta\omega^2 - \omega_p^2) - \Delta k^2 (1 - x^2) + i \frac{v\Delta\omega}{\alpha} \right]^{1/2}.$$

Оценим мнимую часть A_1 . При $\Delta\omega^2 - \omega_p^2 \gg v\Delta\omega$ имеем $\text{Im} A_1 \sim v/\sqrt{\alpha}$. В случае $\Delta\omega \leq \omega_p$ получаем $\text{Im} A_1 \sim (v\omega_p/\alpha)^{1/2}$. Повторяя предыдущие рассуждения в предположении достаточно сильного затухания продольных тепловых колебаний на характерном размере рассеивающего объема, определяемом условиями

$$\rho \frac{v}{\sqrt{\alpha}} > 1, \quad \rho \left(\frac{v\omega_p}{\alpha} \right)^{1/2} > 1,$$

можно по-прежнему пренебречь в (10) осциллирующими слагаемыми. Заметим, что приведенные неравенства отвечают, очевидно, случаю, когда радиус корреляции продольного теплового поля существенно меньше размеров рассеивателя. Опущенные осциллирующие члены при слабом затухании определяют интерференционные эффекты в среде.

При нормальных температурах ион водорода имеет тепловую скорость $\sqrt{\alpha} \sim 1.4 \times 10^5$ см/с, что на много порядков меньше скорости света, и для него $\Delta\omega^2/\alpha \gg \Delta k^2$. Вдали от резонанса $(\Delta\omega^2 - \omega_p^2)/\alpha \geq \Delta k^2$, и поэтому под корнем в выражении для A_1 можно пренебречь слагаемым Δk^2 . Если $vc^2/\alpha > \omega_p$, то член Δk^2 может быть опущен и вблизи резонанса. Далее эти условия будем предполагать выполненными.

Выбирая для слагаемого $\sim 1/\varepsilon^*$ контур интегрирования, проходящий в нижней полуплоскости A с полюсом $A_2 = A_1^*$, после вычисления вычетов и последующего интегрирования по x окончательно находим

$$\langle H^2 \rangle_2 = \frac{\pi^2 B}{6v\Delta\omega} \frac{\rho^2 \sqrt{\alpha}}{\text{Re}[(\Delta\omega^2 - \omega_p^2) + iv\Delta\omega]^{3/2}}. \quad (12)$$

Отношение вкладов (11) и (12) в общую аддитивную спектральную линию излучения имеет вид

$$\frac{\langle H^2 \rangle_2}{\langle H^2 \rangle_1} \approx \frac{\{\alpha[(\Delta\omega^2 - \omega_p^2) + v\Delta\omega]\}^{1/2}}{6\pi c v}.$$

При небольших расстройках и вблизи резонанса это отношение составит $\sim (1/6\pi c)(\alpha\omega_p/v)^{1/2}$. Таким образом, в принятых приближениях оно меньше единицы, поэтому превалирует вклад $\langle H^2 \rangle_1$. Второй вклад становится сравнимым с первым при $\Delta\omega \sim vc/\sqrt{\alpha}$. В реальных условиях $\langle H^2 \rangle_1$ покрывает практически весь спектр рассеяния.

Из проведенного рассмотрения непосредственно следует, что спектральное распределение рассеянного излучения не зависит от диффузии в ионной системе, определяющей пространственную дисперсию теплового поля. Заметим сразу, что такая ситуация связана с выбранной геометрией процесса (рассеянное излучение регистрируется вдоль оси распространения падающего пучка). При других углах наблюдения, отвечающих сравнимому с

$\langle H^2 \rangle_1$ вкладу $\langle H^2 \rangle_2$, зависимость спектра интенсивности рассеяния от скорости ионной диффузии может стать существенной. Влияние тепловых плазменных колебаний на вид спектральной кривой интенсивности рассеяния $I(\Delta\omega)$ (рис.2) существенно зависит от отношения плазменной частоты ω_p и ширины линии ν плазменных колебаний. При большой ширине этой линии (при $\omega_p/\nu \leq 2$) спектральная плотность рассеянного излучения монотонно убывает с ростом частотного сдвига $\Delta\omega$ рассеянной волны по отношению к падающей волне. При достаточно больших расстройках $\Delta\omega$ интенсивность рассеянного излучения $I(\Delta\omega)$ уменьшается как $\Delta\omega^{-5}$. При слабом затухании реализуется случай $\omega_p/\nu > 2$ и на спектральной кривой $I(\Delta\omega)$ возникает провал при расстройке

$$\Delta\omega_{\min} = \left[\frac{3(2\omega_p^2 - \nu^2) - (16\omega_p^4 - 36\omega_p^2\nu^2 + 9\nu^4)^{1/2}}{10} \right]^{1/2}.$$

Соответственно возникает и максимум на частоте

$$\Delta\omega_{\max} = \left[\frac{3(2\omega_p^2 - \nu^2) + (16\omega_p^4 - 36\omega_p^2\nu^2 + 9\nu^4)^{1/2}}{10} \right]^{1/2}.$$

С увеличением отношения ω_p/ν интервал между частотами $\Delta\omega_{\min}$ и $\Delta\omega_{\max}$ растет одновременно с ростом отношения спектральных интенсивностей в этих точках. При узкой линии плазменных колебаний ($\omega_p/\nu \gg 1$) положения максимума и минимума спектральной кривой определяются, соответственно, соотношениями

$$\Delta\omega_{\min} \approx \omega_p/\sqrt{5}, \quad \Delta\omega_{\max} \approx \omega_p,$$

а отношение спектральных интенсивностей $I(\omega_{\max}) \times \Gamma^{-1}(\omega_{\min}) \sim \omega_p^2/3\nu^2$. Отметим, что абсолютная интенсивность рассеяния излучения определяется площадью сечения рассеивателя. В диффузионной модели спектральная

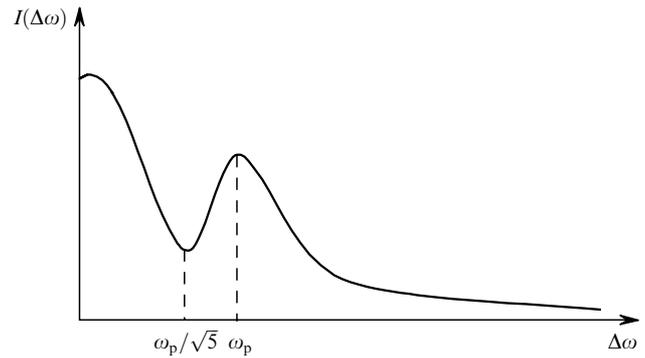


Рис.2. Спектральная интенсивность рассеянной волны при $\omega_p/\nu > 2$.

кривая рассеянного излучения будет иметь вид $I(\Delta\omega) \sim [\Delta k(1 + \Delta\omega^2\tau_d^2)]^{-1}$, где $\tau_d = \nu/\omega_p^2$ – время диэлектрической релаксации в среде. Таким образом, интенсивность излучения плавно уменьшается с ростом частотного сдвига. Ширина кривой составляет при этом $\sim 1/\tau_d$.

При характерных частотах, близких к частотам резонансных переходов в рассеивателе, спектр рассеяния будет определяться спектром его однофотонного поглощения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 99-15-96023 и 01-02-17116).

1. Фабелинский И.Л. *Молекулярное рассеяние света* (М.: Наука, 1965).
2. Фабелинский И.Л. *УФН*, **164**, 897 (1994).
3. Вихренко В.С. *УФН*, **113**, 627 (1974).
4. Berne B.J., Pecora R. *Dynamic light scattering* (N.Y.: Wiley, 1976).
5. *Phenomena induced by intermolecular interactions*. Ed. by G.Birnbaum (N.Y.: Plenum Press, 1985).
6. Bunkin N.F., Lobelev A.V. *Zs. Phys. Chem.*, **214**, 269 (2000).
7. Бункин Н.Ф., Бункин Ф.В. *ЖЭТФ*, **119**, 452 (2001).
8. Шен И.Р. *Принципы нелинейной оптики* (М.: Наука, 1989).
9. Левин М.Л., Рытов С.М. *Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике* (М.: Наука, 1967).