УДК 535.2+538.569

АНИЗОТРОПИЯ ГАЗОВЫХ СРЕД В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Н. К. Румянцева, В. С. Смирнов и А. М. Тумайкин

Рассмотрена задача о распространении слабой резонансной волны в газе с анизотропией, образованной сильной электромагнитной волной. Найден тензор диэлектрической проницаемости на частоте слабого поля в присутствии сильного для случая однородного и неоднородного уширения. Показано, что в зависимости от поляризации и частоты сильного поля газ приобретает свойства одноосных или двуосных дихроичных кристаллов с гиротропией. Проанализированы поляризации и направления распространения нормальных волн, существующих в такой среде. Ввиду наличия неоднородности, образованной линейным поглощением сильного поля, траектория луча в среде искривляется. Решена граничная задача об отражении света от анизотропной нелинейной среды. Показано, что в отраженном свете возможно прямое выделение нелинейных поправок.

В последнее время большое внимание уделяется поляризационным явлениям при распространении резонансных волн в газе [1–4]. Поляризационные особенности самовоздействия при распространении одной сильной резонансной волны связаны с пространственным вырождением энергетических уровней по проекции полного углового момента. Вырождение уровней приводит к тому, что за счет нелинейности среды появляется связь между различными компонентами вектора электрического поля. Эта связь проявляет себя как при распространении импульсов света [5], так и при распространении плоских волн. Среда становится анизотропной и, следовательно, поляризация поля может меняться по мере его распространения [6], т. е. появляются такие эффекты, как вращение осей эллипса поляризации [7], дихроизм [8] и т. д. Если теперь в такую среду с анизотропией, образованной сильной волной, запустить слабую резонансную волну другой частоты, то очевидно, что и ее поляризация должна меняться при распространении. В случае взаимодействия встречных и однонаправленных волн эти вопросы рассматривались в ряду работ, посвященных поляризационным аспектам нелинейной спектроскопии [1, 7, 8], так как в этих случаях проявляются новые особенности в форме линии поглощения, отсутствующие при скалярном рассмотрении. Изучение поляризационных эффектов распространения слабой волны в среде с анизотропией, наведенной сильной волной, в случае неколлинеарного взаимодействия двух волн, насколько нам известно, ранее не рассматривалось. Это и является целью настоящей работы.

I. Структура тензора диэлектрической восприимчивости на частоте слабого поля

Рассмотрим среду, в которой распространяются две произвольно поляризованные плоские волны $\mathcal{E}_0$ и $\mathbf{E}_\mu$, резонансные переходу $a \to b$, с полными моментами уровней j_a и j_b под углом ϑ друг к другу $(\mathbf{K}_0, \mathbf{K}_\mu) = K_0 K_\mu \cos \vartheta$.

При расчете поляризации среды $\mathbf{P}(\omega_\mu)$ ось x выбираем по $\mathbf{K}_0$, а амплитуду сильной волны считаем заданной с учетом поглощения в среде

$$\mathscr{E}_0 = \mathrm{E}^0 \exp\left[\frac{-\varkappa_0 (x - x_0)}{2} - i(\omega_0 t - K_0 x)\right] + \text{к. с.} \tag{1}$$

Здесь

$$\varkappa_0 = \frac{4\pi K_0}{3\hbar} \frac{\Delta N |d|^2}{\gamma^2 + \varepsilon_0^2}$$

коэффициент поглощения на частоте сильного поля; $\Delta N = N_b - N_a$; γ — однородная ширина линии; $\varepsilon_0 = \omega_{ab} - \omega_0$.

Используя аппарат неприводимых тензорных операторов [9], нетрудно получить общее выражение для круговых компонент вектора поляризации на частоте слабого поля

$$P_q(\omega_\mu) = \chi_0(\omega_\mu) E_q - i \sum_{\substack{q_1 q_2 q_3 \\ K,\, q'}} (-1)^{q_1+q_2} \sqrt{2K+1} \begin{pmatrix} 1 & 1 & K \\ -q_1 & q & q' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 & K \\ -q_2 & q_3 & q' \end{pmatrix} \times$$

$$\times [q_K E_{q_1} E^0_{q_2} E^0_{q_3} + f_K E^0_{q_1} \dot{E}^0_{q_2} E_{q_3}] \exp[-\varkappa_0(\omega_0)(x - x_0)]. \tag{2}$$

Здесь $\chi_0(\omega_\mu)$ — линейная восприимчивость, а q_K и f_K ($K = 0, 1, 2$) характеризуют частотную зависимость нелинейной восприимчивости. Коэффициенты $\chi_0(\omega_\mu)$, g_K и f_K различны в случае однородного и неоднородного уширения линии перехода, поэтому выделим эти случаи.

Однородное уширение. Классификация типов анизотропии

$$\left.\begin{aligned} g_K &= 2 \frac{\Delta N |d_{ab}|^4}{\hbar^3} \frac{\gamma}{\gamma^2 + \varepsilon_0^2} \frac{1}{\gamma + i\varepsilon_\mu} \left[\frac{1}{\gamma_a} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & K \\ j_a & j_a & j_b \end{Bmatrix}^2 + \frac{1}{\gamma_b} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & K \\ j_b & j_b & j_0 \end{Bmatrix}^2\right], \\ f_K &= \frac{\Delta N |d_{ab}|^4}{\hbar^3 (\gamma + i\varepsilon_\mu)} \left(\frac{1}{\gamma - i\varepsilon_0} + \frac{1}{\gamma + i\varepsilon_\mu}\right) \left[\frac{\begin{Bmatrix} 1 & 1 & K \\ j_a & j_a & j_b \end{Bmatrix}^2}{\gamma_a + i(\varepsilon_\mu - \varepsilon_0)} + \frac{\begin{Bmatrix} 1 & 1 & K \\ j_b & j_b & j_a \end{Bmatrix}^2}{\gamma_b + i(\varepsilon_\mu - \varepsilon_0)}\right], \\ \chi_0(\omega_\mu) &= -i \frac{\Delta N |d|^2}{3\hbar (\gamma + i\varepsilon_\mu)}, \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

$\varepsilon_\mu = \omega_{ab} - \omega_\mu$; γ_a, γ_b — константы релаксации уровней. Выбирая ось квантования момента по направлению x и переходя от круговых компонент поляризации к декартовым

$$P_x = P_0, \quad P_y = \frac{P_{-1} - P_{+1}}{\sqrt{2}}, \quad P_z = \frac{i}{\sqrt{2}}(P_{-1} + P_{+1}),$$

получим общий вид нелинейной добавки тензора восприимчивости

$$\hat{\chi}^{(3)} = \exp[-\varkappa_0(\omega_0)(x - x_0)] \begin{pmatrix} \chi_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ 0 & \chi_{zy} & \chi_{zz} \end{pmatrix}, \tag{4}$$

$$\chi_{xx} = -i|\mathbf{E}_0|^2 (a - b), \quad \chi_{yy} = -i|\mathbf{E}_0|^2 (a + b\xi_3),$$
$$\chi_{zz} = -i|\mathbf{E}_0|(a - b\xi_3), \quad \chi_{yz} = |\mathbf{E}_0|^2(-i\xi_1 b + \xi_2 d),$$
$$\chi_{zy} = |\mathbf{E}_0|(-i\xi_1 b - \xi_2 d).$$

Здесь ξ_1, ξ_2, ξ_3 — параметры Стокса, характеризующие поляризацию сильного поля.

Коэффициенты a, b, d определяются через параметры среды и имеют следующий вид:

$$a = \frac{1}{6} f_0 + \frac{1}{4} f_1 + \frac{7}{12} f_2 + \frac{g_0}{3} + \frac{g_2}{6}; \quad B = \frac{f_0}{6} - \frac{f_1}{4} + \frac{f_2}{12} + \frac{g_2}{2},$$

$$d = \frac{f_0}{6} + \frac{f_1}{4} + \frac{g_1}{2} - \frac{5}{12} f_2. \tag{5}$$

Из общего вида тензора $\hat{\chi}^{(3)}$ следует, что сильная волна создает не только анизотропию, но и делает среду неоднородной. Поэтому слабая волна в такой среде будет изменять свою поляризацию, направление [10] и амплитуду. Конкретное изменение поляризации волн зависит от частот ω_0, ω_μ и параметров Стокса сильной волны. Как видно из (4), (5), (3), нелинейная добавка $\hat{\chi}^{(3)}$ содержит все виды анизотропии и формально эквивалентна диэлектрической восприимчивости одно- или двуосного дихроичного кристалла с гиротропией. Выбор типа анизотропии зависит от поляризации сильной волны. Рассмотрим некоторые случаи, реализующиеся при различных значениях параметров Стокса сильного поля.

В случае чисто линейной поляризации, направленной по оси z или y ($\xi_3=\pm 1$, $\xi_1=\xi_1=0$), $\hat{\chi}^{(3)}$ моделирует одноосный поглощающий кристалл, оптическая ось которого направлена параллельно электрическому полю сильной волны. Если же свет частично поляризован $\xi_3\neq 1$, но $\xi_1=\xi_2=0$, то «кристалл» становится двуосным, причем в обоих случаях имеет место дихроизм. Анизотропные свойства газа могут меняться и при сканировании частоты. Так, если частота слабого поля находится вдали от полосы поглощения $\varepsilon_\mu \gg \gamma, \varepsilon_0 \ll \gamma$, то дихроизм исчезает, но анизотропия остается. В частности, если при этом $\xi_1=\xi_3=0$, а $\xi_2\neq 0$, т. е. сильное поле циркулярно поляризовано, то компоненты тензора $\hat{\chi}^{(3)}$ принимают следующий вид

$$\chi_{xx}=\frac{1}{3}\,|\mathbf{E}_0|^2\,\mathrm{Im}\,(g_0-g_2),\quad \chi_{yy}=\chi_{zz}=|\mathbf{E}_0|^2\,\mathrm{Im}\left(\frac{g_0}{3}-\frac{g_2}{6}\right),$$

$$\chi_{yz}=-\chi_{zy}=i\,|\mathbf{E}_0|^2\,\xi_2\,\mathrm{Im}\,\frac{g_1}{2}.$$

Такой вид тензора $\hat{\chi}^{(3)}$ означает, что газ в сильном циркулярно поляризованном поле приобретает свойства одноосного гиротропного «кристалла», роль вектора гирации которого играет вектор **G**

$$\mathbf{G}=\xi_2\,|\mathbf{E}_0|^2\,\frac{1}{2}\,\mathrm{Im}\,(g_1)\,\mathbf{e}_x. \tag{6}$$

Интересно отметить, что анизотропия остается и в случае, когда сильная волна полностью неполяризована ($\xi_1=\xi_2=\xi_3=0$). Как видно из (4), гиротропия при этом исчезает и мы имеем одноосный дихроичный «кристалл». Это связано с тем, что несмотря на деполяризацию, в газе остается выделенное направление $\mathbf{K}_0$, обусловленное поперечностью электромагнитных волн.

Неоднородное уширение

Структура тензора $\hat{\chi}^{(3)}$ остается той же, что и в (4), а коэффициенты $\chi_0(\omega_\mu)$, g_K и f_K смогут быть получены заменой $\varepsilon_\mu\to\varepsilon_\mu-\mathbf{K}_\mu\mathbf{V}$, $\varepsilon_0\to\varepsilon_0-\mathbf{K}_0\mathbf{V}$ и последующим усреднением по скоростям $g_K\to\langle g_K\rangle$, $f_K\to\langle f_K\rangle$. При этом, очевидно, в коэффициентах $\langle g_K\rangle$ и $\langle f_K\rangle$ появляется зависимость от угла ϑ между волновыми векторами сильной $\mathbf{K}_0$ и слабой волн $\mathbf{K}_\mu$. Зависимость $\hat{\chi}^{(3)}$ от угла ϑ исчезает при больших расстройках ε_μ вдали от центра линии поглощения $\varepsilon_\mu \gg K_\mu V_0$ и, например, $\langle g_K\rangle$ в этом случае принимает вид

$$\langle g_K\rangle=-\frac{i\beta}{2\pi}\,\mathrm{Im}\,Z\left(\frac{\varepsilon_0-i\gamma}{K_0V_0}\right)\left[\frac{\begin{Bmatrix}1 & 1 & K\\ j_a & j_a & j_b\end{Bmatrix}^2}{\gamma_a}+\frac{\begin{Bmatrix}1 & 1 & K\\ j_b & j_b & j_a\end{Bmatrix}^2}{\gamma_b}\right]\frac{K_\mu U_0}{\varepsilon_\mu}, \tag{7}$$

$$\beta=\frac{2\pi\Delta N\,|d|^4}{\hbar^3K_0V_0K_\mu V_0},$$

$Z(\xi)=2i\exp(-\xi^2)\int\limits_{-\infty}^{i\xi}\exp(-t^2)\,dt$ — плазменная дисперсионная функция.

Средние типа $\langle f_K\rangle$ оказываются пропорциональны $1/\varepsilon_\mu^2$ и их вкладом можно пренебречь.

В этом случае компоненты $\chi_{\alpha\alpha}$ становятся чисто действительными, поглощением можно пренебречь, и мы имеем случай, аналогичный рассмотренному при однородном уширении, когда газ подобен двуосному кристаллу с гиротропией. В допплеровском пределе, когда γ/K_0V_0, ε_0/K_0V_0, $\varepsilon_\mu/K_\mu V_0 \ll 1$, коэффициенты $\langle g_K \rangle$ становятся чисто действительными

$$\langle g_K \rangle = \beta \frac{1}{\sin\vartheta} \left[\frac{\begin{Bmatrix} 1 & 1 & K \\ j_a & j_a & j_b \end{Bmatrix}^2}{\gamma_a} + \frac{\begin{Bmatrix} 1 & 1 & K \\ j_b & j_b & j_a \end{Bmatrix}^2}{\gamma_b} \right]. \tag{8}$$

Усреднение коэффициентов f_K показывает, что $\langle f_K \rangle / \langle g_k \rangle \sim \gamma/K_0V_0 \ll 1$, и их снова можно не учитывать при расчете $\hat{\chi}^{(3)}$. Отметим, что (8) получено в приближении неколлинеарного взаимодействия волн, когда $|\sin\vartheta| \gg \gamma/K_0V_0$. Из (4) с учетом формул (5), (8) видно, что в допплеровском пределе анизотропия, наведенная сильной волной, проявляется только в различии коэффициентов поглощения при распространении слабой, т. е. имеет место дихроизм. При ортогональном взаимодействии $\mathbf{K}_0 \perp \mathbf{K}_\mu$ $(\vartheta = \pi/2)$ выражение для $\langle g_K \rangle$ упрощается за счет того, что слабая и сильная волна взаимодействуют с разными проекциями скоростей атомов

$$\langle g \rangle_K = -\frac{i\beta}{2\pi} Z\left(\frac{\varepsilon_\mu - i\gamma}{K_\mu V_0}\right) \operatorname{Im} Z\left(\frac{\varepsilon_0 - i\gamma}{K_0 V_0}\right) \left[\frac{\begin{Bmatrix} 1 & 1 & K \\ j_a & j_a & j_b \end{Bmatrix}^2}{\gamma_a} + \frac{\begin{Bmatrix} 1 & 1 & K \\ j_b & j_b & j_a \end{Bmatrix}^2}{\gamma_b} \right]. \tag{9}$$

Если же при этом $\varepsilon_\mu \gg K_\mu V_0$, то поглощение исчезает, и мы возвращаемся к случаю, описываемому формулой (7). Таким образом, анизотропные свойства газа в случае однородного и неоднородного уширения во многом аналогичны.

II. Распространение слабой волны в неоднородной среде, с анизотропией, наведенной сильной волной

Заданная среда под действием сильного поля с учетом нелинейных добавок (4) приобретает диэлектрическую проницаемость

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = (1 + 4\pi\chi_0(\omega_\mu))\,\delta_{\alpha\beta} + 4\pi\chi_{\alpha\beta} \exp[-\varkappa_0(\omega_0)(x - x_0)]. \tag{10}$$

Вследствие малости неоднородности среды, вызываемый сильным полем $\delta\varepsilon_{\alpha\beta} = \chi_{\alpha\beta} \exp[-\varkappa_0(\omega_0)(x - x_0)] \ll 1$, слабую волну можно искать в приближении геометрической оптики

$$\mathcal{E}^\mu = \mathbf{E} \exp\left[-i\omega_\mu t + i\frac{\omega_\mu}{c}\Psi(x, y, z)\right] + \text{к. с.}, \tag{11}$$

где $\Psi(x, y, z)$ — эйконал, — является медленной функцией координат. Из уравнений Максвелла нетрудно получить уравнение для $\nabla\Psi = \mathbf{n}$, которое аналогично уравнению Френеля в кристаллоптике [11]

$$\mathbf{D} = n^2\hat{\varepsilon}^{-1}\mathbf{D} - n(\mathbf{n}, \varepsilon^{-1}\mathbf{D}), \tag{12}$$

где $\mathbf{D}$ — вектор индукции. Решение этого уравнения ищем в системе координат, связанной с направлением распространения слабой волны $z' \parallel \mathbf{n}$, так как в этой системе координат только две компоненты D_x и D_y отличны от нуля.

Для Ψ имеем уравнение эйконала

$$\left(\frac{\partial\Psi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\Psi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial\Psi}{\partial z}\right)^2 = n_0^2 + \delta n^2(x) = n^2. \tag{13}$$

Здесь $n_0^2 = 1 + 4\pi\chi_0(\omega_0)$ — комплексный показатель преломления без учета нелинейности, а $\delta n^2(x)$ — нелинейная поправка, обусловленная воздействием сильного поля.

Из уравнения (12) находятся два значения $\delta n^2_{1,2}(x)$

$$\left.\begin{aligned} \delta n^2_{1,2}(x) &= \exp[-\varkappa_0(\omega_0)(x-x_0)]\,\delta n^2_{1,2}, \\ \delta n^2_{1,2} &= \frac{\delta\varepsilon_{x'x'}+\delta\varepsilon_{y'y'}}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4}(\delta\varepsilon_{x'x'}-\delta\varepsilon_{y'y'})^2+\varepsilon^{-1}_{y'x'}\varepsilon^{-1}_{x'y'}}, \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

соответствующие двум возможным различно поляризованным волнам

$$\frac{D^{(1,2)}_{x'}}{D^{(1,2)}_{y'}} = \eta_{1,2}, \quad \eta_{1,2} = \frac{1}{\varepsilon^{-1}_{y'x'}}\left[\frac{\delta\varepsilon_{y'y}-\delta\varepsilon_{x'x'}}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4}(\delta\varepsilon_{x'x'}-\delta\varepsilon_{y'y'})^2+\varepsilon^{-1}_{x'y'}\varepsilon^{-1}_{y'x'}}\right]. \tag{15}$$

Здесь $\delta\varepsilon_{\alpha'\beta'}$ — компоненты $\delta\hat{\varepsilon}$ и $\hat{\varepsilon}^{-1}$ в новой системе координат

$$\left.\begin{aligned} \delta\varepsilon_{x'x'} &= 4\pi\{\chi_{xx}\cos^2\theta\cos^2\varphi+\chi_{yy}\cos^2\theta\sin^2\varphi+\chi_{zz}\sin^2\theta - \\ &\quad -(\chi_{yz}+\chi_{zy})\sin\theta\cos\theta\sin\varphi\}, \\ \delta\varepsilon_{y'y'} &= 4\pi[\chi_{xx}\sin^2\varphi+\chi_{yy}\cos^2\varphi], \\ \varepsilon^{-1}_{x'y'} &= 4\pi[(\chi_{xx}-\chi_{yy})\cos\theta\cos\varphi\sin\varphi+\chi_{yz}\sin\theta\cos\varphi], \\ \varepsilon^{-1}_{y'x'} &= 4\pi[(\chi_{xx}-\chi_{yy})\cos\theta\cos\varphi\sin\varphi+\chi_{zy}\sin\theta\cos\varphi]. \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

В этих формулах углы θ и φ можно считать равными сферическим углам волнового вектора слабой волны $\mathbf{K}_\mu$ до ее попадания в среду, так как нелинейные добавки, при которых они стоят, малы.

Вследствие слабой неоднородности и анизотропии среды эйконал будем искать в виде

$$\Psi(x, y, z) = \Psi_0(x, y, z) + \delta\Psi(x, y, z). \tag{17}$$

Здесь $\Psi(x, y, z)$ — эйконал заданной волны при условии, что она распространяется в однородной изотропной среде с показателем преломления n_0^2, а $\delta\Psi(x, z)$ — малая добавка, зависящая лишь от x, z, так как все характеристики среды однородны по y.

Тогда из (13) получим уравнение для $\delta\Psi(x, z)$

$$2\frac{\partial\Psi_0}{\partial x}\frac{\partial(\delta\Psi)}{\partial x}+2\frac{\partial\Psi_0}{\partial x}\frac{\partial(\delta\Psi)}{\partial z} = \exp[-\varkappa_0(\omega_0)(x-x_0)]\,\delta n^2_{1,2}. \tag{18}$$

Выбираем границу раздела между активной средой и вакуумом в плоскости x, y и найдем $\Psi_0(x, y, z)$ из условия непрерывности тангенциальных компонент волнового вектора

$$\frac{\partial\Psi_0}{\partial x} = n_{0x} = \sin\theta\cos\varphi; \quad \frac{\partial x_0}{\partial y} = n_{0y} = \sin\theta\sin\varphi; \quad \frac{\partial\Psi_0}{\partial z} = \sqrt{n_0^2-\sin^2\theta} = n_{0z}.$$

Решая далее уравнение (18), получим для $\delta\Psi_{1,2}$

$$\delta\Psi_{1,2} = \frac{\delta n^2_{1,2}}{2n_{0x}\varkappa_0}\exp[-\varkappa_0(\omega_0)(x-x_0)]\left[\exp\left(\frac{n_{0x}}{n_{0z}}\varkappa_0 z\right)-1\right]. \tag{19}$$

$\operatorname{Re}\delta\Psi_{1,2}$ определяют различие в показателях преломления двух возможных волн, а $\operatorname{Im}\delta\Psi_{1,2}$ дают различие в поглощении, которые также зависят от координат. Траектория луча в такой среде искривляется. Поверхность постоянной амплитуды определяется из условия

$$\operatorname{Im}\frac{n_0^2}{\cos\theta}z+\operatorname{Im}\frac{\delta n^2_{1,2}}{2\sin\theta\cos\varphi\varkappa_0}\exp[-\varkappa_0(x-x_0)]\left[\exp\left(\frac{n_{0x}}{n_{0z}}\varkappa_0 z\right)-1\right] = \text{const}. \tag{20}$$

Таким образом, закон Бугера в данной среде не выполняется, понятие коэффициента поглощения теряет смысл, и мы можем записать лишь «эффективные» показатели поглощения и преломления, зависящие от координат x, z.

В случае оптически тонких сред $\varkappa_0 z \ll 1$ экспоненту в (20) можно разложить и ввести обычные показатели поглощения $\varkappa_1$, $\varkappa_2$ для каждой нормальной волны. Так, например, коэффициенты поглощения двух волн в случае линейно поляризованного сильного поля ($\xi_2=0$, $\xi_1\neq 0$, $\xi_3\neq 0$) будут отличаться на величину $\Delta\varkappa=\varkappa_1-\varkappa_2$.

$$\Delta\varkappa=\varkappa_1-\varkappa_2=\frac{-2\pi\omega_\mu}{c}\exp(-\varkappa_0 x)\,|E_0|^2\,\mathrm{Re}\,bf(\theta). \tag{21}$$

Здесь

$$F(\theta)=\frac{1}{\sin\theta}\sqrt{[\cos^2\theta+\xi_3(1+\sin^2\theta)]^2+4\sin^2\theta\xi_1^2}.$$

$\mathrm{Re}\,b$ определяется характеристиками среды и различен в случае неоднородного и неоднородного уширения. Так, например, для перехода $1\to 0$ и $\varepsilon_\mu=\varepsilon_0=\varepsilon$ $\mathrm{Re}\,b$ имеет вид

$$\mathrm{Re}\,b=\frac{\Delta N\,|d|^4}{\hbar^3}\begin{cases}\dfrac{2}{9}\dfrac{\gamma^2}{(\gamma^2+\varepsilon^2)}\left(\dfrac{1}{\gamma_a}+\dfrac{1}{\gamma_b}\right)\text{— однородное уширение,}\\[2ex] \dfrac{\gamma}{K_0K_\mu V_0^2\sin\theta}\dfrac{1}{18\gamma_a}\text{— неоднородное уширение.}\end{cases}$$

Отметим, что (21) записано при условии, когда волновые вектора сильной и слабой волн находятся в плоскости падения $\varphi=0$.

Поляризации и амплитуды двух нормальных волн, распространяющихся каждая со своим поглощением $\mathbf{E}^{(1)}$, $\mathbf{E}^{(2)}$, находятся из уравнения (12) и граничных условий. Выражая $\mathbf{E}^{(1,2)}$ через s- и p-компоненты падающего поля E_s и E_p, получаем

$$E_{y'}^{(1)}=\frac{E_s\eta_2-E_p}{\eta_2-\eta_1},\quad E_{y'}^{(2)}=\frac{E_s\eta_1-E_p}{\eta_1-\eta_2},\quad E_{x'}^{(1)}=\eta_1E_{y'}^{(1)},\quad E_{x'}^{(2)}=\eta_2E_{y'}^{(2)}. \tag{22}$$

Таким образом, поляризации нормальных волн могут сильно отличаться от поляризации падающей волны.

$$\mathbf{E}=\mathbf{E}^{(1)}\exp[i\Psi_1(x,y,z)]+\mathbf{E}^{(2)}\exp[i\Psi_2(x,y,z)].$$

Если в падающей волне выделена только одна из поляризаций $\mathbf{E}^{(1,2)}$, то она не изменится при распространении в среде.

III. Отражение слабой волны

Амплитуду отраженной волны находим из решения граничной задачи, учитывая только первый порядок малости по нелинейным поправкам.

$$\left.\begin{aligned}E_s^r&=-\frac{1}{4\cos^2\theta}[E_s(n_0^2-1-\delta\varepsilon_{y'y'}^{-1})-E_p\varepsilon_{y'x'}^{-1}],\\ E_p^r&=\frac{1}{4\cos^2\theta}[E_p(n_0^2-1-\delta\varepsilon_{x'x'}^{-1})-E_s\varepsilon_{x'y'}^{-1}]+\frac{\mathrm{tg}\,\theta}{2}(\varepsilon_{z'x'}^{-1}E_p+\varepsilon_{z'y'}^{-1}E_s).\end{aligned}\right\} \tag{23}$$

Из данного выражения следует, что в отраженной волне можно непосредственно выделить нелинейные добавки к $\hat{\varepsilon}$. В частности, если регистрировать отраженную волну через скрещенный по отношению к падающей волне поляроид или если в падающей волне $E_s=0$, то в отраженной волне появляется s-компонента

$$E_s^r=\frac{E_p}{4\cos^2\theta}\varepsilon_{y'x'}^{-1}. \tag{24}$$

Так, например, для $1\to 2$ перехода в случае однородного уширения и линейно поляризованного сильного поля $\xi_2=0$ при $\xi_\mu=\xi_0=\varepsilon$ коэффициент отражения равен

$$R_s=\left[\frac{11}{450}\xi_1\exp(-\varkappa_0(x-x_0))\,|E_0|^2\frac{\Delta N\,|d|^4}{\hbar^3}\left(\frac{1}{\gamma_a}+\frac{1}{\gamma_b}\right)\frac{\pi\sin\theta}{\cos^2\theta}\right]^2\frac{\gamma^2}{(\gamma^2+\varepsilon^2)^3}. \tag{25}$$

Таким образом, как видно из (23), (25), исследование поляризации и спектральной зависимости резонансной волны, отраженной от нелинейной среды, в принципе позволяет извлекать данные об однородной ширине линии и других параметрах среды.

Литература

[1] Ю. А. Вдовин, В. М. Ермаченко, В. К. Мацкевич. Квант. электрон., *2*, 902, 1975.
[2] И. П. Коновалов, Е. Д. Проценко. Квант. электрон., *3*, 1991, 1976.
[3] J. G. Keller, G. Delsart. Opt. Comm., *20*, 147, 1977.
[4] A. Le Floch, R. Le Naour, C. Stephan. Opt. Comm., *20*, 42, 1977.
[5] А. И. Полуэктов, Ю. М. Попов, В. С. Ройтберг. Квант. электрон., *1*, 1309, 1974.
[6] В. С. Смирнов, А. М. Тумайкин. Опт. и спектр., *45*, 442, 1978.
[7] А. И. Алексеев. ЖЭТФ, *58*, 2064, 1970.
[8] C. Mieman, T. W. Hänsch. Phys. Rev. Lett., *36*, 1170, 1976.
[9] М. И. Дьяконов. ЖЭТФ, *47*, 2213, 1964.
[10] Л. М. Бреховских. Волны в слоистых средах. «Наука», М., 1973.
[11] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Физматгиз, М., 1959.

Поступило в Редакцию 26 мая 1978 г.