

ПРОХОЖДЕНИЕ ИНТЕНСИВНОЙ МОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ЧЕРЕЗ РЕЗОНАНСНУЮ СРЕДУ

А. Ж. МУРАДЯН, Г. Г. АДОНЦ, В. Г. КОЛОМИЕЦ

Работа посвящена изучению поляризационных свойств интенсивной монохроматической волны при прохождении через резонансную среду. Получены выражения для показателя преломления, сдвигов уровней, параметров Стокса, вращения эллипса поляризации.

Для эллиптически поляризованного света при произвольном значении момента двухуровневого атома эта задача не поддается аналитическому решению. В работе [1] подробно был изучен случай $j_1 = \frac{1}{2}$, $j_2 = \frac{3}{2}$. Здесь рассматривается случай $j_1 = j_2 = \frac{3}{2}$, где j_1 — момент нижнего уровня атома, а j_2 — момент возбужденного уровня. Расчеты проводятся по теории, развитой в работе [1].

Электромагнитное поле будем описывать векторным потенциалом $\vec{A}$

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}, \quad \vec{H} = \text{rot } \vec{A}, \quad \text{div } \vec{A} = 0. \quad (1)$$

В дальнейшем ограничимся только электрически-дипольными переходами. В этом приближении векторный потенциал удовлетворяет уравнению

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{A} = -\frac{4\pi n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \langle \vec{d} \rangle, \quad (2)$$

где n — плотность атомов, $\vec{d}$ — оператор дипольного момента атома, а угловые скобки означают квантовомеханическое среднее.

Рассмотрим плоскую одномерную задачу, предполагая

$$\vec{A} = \vec{A}_0 e^{i(kz - \omega t)} + \vec{A}_0^* e^{-i(kz - \omega t)}, \quad (3)$$

где $\frac{\partial \vec{A}_0}{\partial t} = 0$, $k = \frac{\omega}{c}$. Поток энергии имеет вид $P = \frac{\omega^2}{2\pi c} |\vec{A}|^2$.

Электрический вектор $\vec{E}$ определяется соотношением

$$\vec{E} = \frac{i\omega}{c} [\vec{A}_0 e^{i(kz - \omega t)} - \vec{A}_0^* e^{-i(kz - \omega t)}]. \quad (4)$$

Поляризационные свойства волны определяются тензором

$$J_{\alpha\beta} = \frac{\omega^2}{2\pi c} A_\alpha A_\beta^* \quad (\alpha, \beta = x, y). \quad (5)$$

Матрица J может быть представлена в виде

$$J = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} P + P_3 & P_1 - iP_2 \\ P_1 + iP_2 & P - P_3 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где P_α — вещественные величины. Параметр P_2 определяет вероятность поляризации по оси x . Параметр P_1 характеризует вероятность линейной поляризации под углом $\frac{\pi}{4}$ к оси x , а P_3 связан с вероятностью круговой поляризации (более подробно см. [1]).

Рассмотрим двухуровневый атом с энергией E_1 и моментом $j_1 = \frac{3}{2}$ в основном состоянии и соответственно E_2 и $j_2 = \frac{3}{2}$ в возбужденном состоянии. Для изолированного атома состояния вырождены по проекции момента. Обозначим волновые функции атома без поля через ψ_m и Φ_μ ($m = \pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}$, $\mu = \pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}$). Гамильтониан атома в поле (4) представим в виде

$$H = H_0 - \vec{d} \vec{E}, \quad (7)$$

где H_0 — гамильтониан изолированного атома. По определению

$$H_0 \psi_m = E_1 \psi_m, \quad H_0 \Phi_\mu = E_2 \Phi_\mu. \quad (8)$$

Решение уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H \Psi \quad (9)$$

будем искать в виде

$$\Psi = a(m) \psi_m e^{-\frac{i}{\hbar} E_1 t} + b(\mu) \Phi_\mu e^{-\frac{i}{\hbar} E_2 t + i \varepsilon t}, \quad (10)$$

где $\varepsilon \equiv \omega_0 - \omega$, $\hbar \omega_0 \equiv E_2 - E_1$.

Подставляя (10) в (9) и используя (7) и (8), в резонансном приближении ($\frac{\varepsilon}{\omega_0} \ll 1$) найдем

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} a(m) = \frac{i\omega_0}{2c} (\psi_m, (d_+ A_0^{(+)} e^{-i\hbar z} + d_- A_0^{(-)} e^{-i\hbar z}) \Phi_\mu) b(\mu), \quad (11)$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} b(\mu) = \hbar \varepsilon b(\mu) - \frac{i\omega_0}{2c} (\Phi_\mu, (d_+ A_0^{(-)} e^{i\hbar z} + d_- A_0^{(+)} e^{i\hbar z}) \psi_m) a(m), \quad (12)$$

где приняты обозначения

$$d_\pm = d_x \pm id_y, \quad A_0^{(\pm)} = A_{0x} \pm iA_{0y}, \quad A_0^{(\pm)} = A_{0x}^* \mp iA_{0y}^*. \quad (13)$$

Используя значения матричных элементов оператора $\vec{d}$ (см. [2]), для решений уравнений (11) и (12) получим выражения типа $e^{-\frac{i}{\hbar} \lambda t}$, где возможные значения λ следующие:

$$\begin{aligned}
 \lambda_1 &= \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 + \sqrt{1 + \xi_1}), & \lambda_2 &= \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_1}), \\
 \lambda_3 &= \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 + \sqrt{1 + \xi_3}), & \lambda_4 &= \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_3}), \\
 \lambda'_1 &= \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 + \sqrt{1 + \xi'_1}), & \lambda'_2 &= \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi'_1}), \\
 \lambda'_3 &= \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 + \sqrt{1 + \xi'_3}), & \lambda'_4 &= \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi'_3}).
 \end{aligned} \tag{14}$$

Здесь $\xi_{1,3}$ и $\xi'_{1,3}$ — безразмерные параметры интенсивности и определяются соотношениями

$$\begin{aligned}
 \xi_{1,3} &= \frac{\omega_0^2 |d|^2}{15 \varepsilon^2 c^2 \hbar^2} \left(2 |\bar{A}_0^{(+)}|^2 + 3 |\bar{A}_0^{(-)}|^2 \pm 2 \sqrt{|\bar{A}_0^{(-)}|^2 (|\bar{A}_0^{(+)}|^2 + 3 |\bar{A}_0^{(-)}|^2)} \right), \\
 \xi'_{1,3} &= \frac{\omega_0^2 |d|^2}{15 \varepsilon^2 c^2 \hbar^2} \left(2 |\bar{A}_0^{(-)}|^2 + 3 |\bar{A}_0^{(+)}|^2 \pm 2 \sqrt{|\bar{A}_0^{(+)}|^2 (|\bar{A}_0^{(-)}|^2 + 3 |\bar{A}_0^{(+)}|^2)} \right),
 \end{aligned} \tag{15}$$

а d — приведенный матричный элемент. При выключении поля $\lambda_{2,4}, \lambda'_{2,4} \rightarrow 0$, а $\lambda_{1,3}, \lambda'_{1,3} \rightarrow \hbar\varepsilon$. Поэтому $\lambda_{2,4}, \lambda'_{2,4}$ соответствуют сдвигу нижних энергетических уровней, а $\lambda_{1,3}, \lambda'_{1,3}$ — верхних уровней.

Значения энергии системы „атом плюс поле плоской монохроматической волны“ в основном и возбужденном состояниях будут

$$\begin{aligned}
 (E_1)_{\lambda=\lambda_2} &= E_1 + \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_1}), & (E_1)_{\lambda=\lambda_4} &= E_1 + \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_3}), \\
 (E_1)_{\lambda=\lambda'_2} &= E_1 + \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi'_1}), & (E_1)_{\lambda=\lambda'_4} &= E_1 + \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi'_3}), \\
 (E_2)_{\lambda=\lambda_1} &= E_2 - \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_1}), & (E_2)_{\lambda=\lambda_3} &= E_2 - \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_3}), \\
 (E_2)_{\lambda=\lambda'_1} &= E_2 - \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi'_1}), & (E_2)_{\lambda=\lambda'_3} &= E_2 - \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi'_3}).
 \end{aligned} \tag{16}$$

При $\lambda = \lambda_2$ атом до включения взаимодействия находится на нижнем энергетическом уровне с проекцией момента $m = \frac{1}{2}$, при $\lambda = \lambda_4$ — с

$$m = -\frac{3}{2}, \text{ при } \lambda = \lambda'_2 \text{ — с } m = -\frac{1}{2} \text{ и при } \lambda = \lambda'_4 \text{ — с } m = \frac{3}{2}.$$

На рис. 1 приведена картина энергетических уровней системы „атом плюс поле плоской монохроматической волны“ в случае $\varepsilon > 0$, а на рис. 2 — в случае $\varepsilon < 0$ (картина приводится для $|\bar{A}_0^{(+)}|^2 > |\bar{A}_0^{(-)}|^2$). Как видно из (14), в общем случае вырождение состояний полностью снимается (см. рис. 1 и 2).

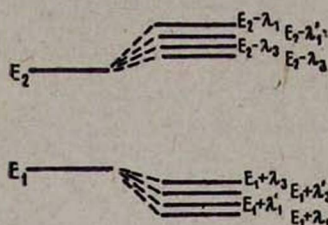


Рис. 1.

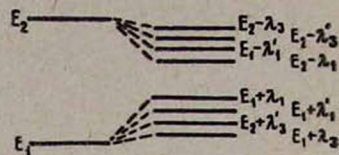


Рис. 2.

В случае круговой поляризации (предполагая $A_0^{(-)} = 0$) $\xi_1' = \xi_3' = \frac{\omega_0^2 |d|^2}{15 \varepsilon^2 \hbar^2 c^2} 3 |A_0|^{(+)} \equiv 3 \xi$, $\xi_1 = 4 \xi$, $\xi_3 = 0$, поэтому сдвинутые уровни, соответствующие λ_2' и λ_4' , сливаются, а уровень, соответствующий λ_4 , не сдвигается. Если $A_0^{(+)} = 0$ ($A_0^{(-)} \neq 0$), то $\xi_1' = 4 \xi$, $\xi_3' = 0$, $\xi_1 = \xi_3 = 3 \xi$, т. е. сдвинутые уровни, соответствующие λ_2 и λ_4 , сливаются, а уровень, соответствующий λ_4' , не сдвигается. В случае линейной поляризации $\xi_1 = \xi_1'$, $\xi_3 = \xi_3'$ и остается только двукратное вырождение. При $\lambda = \lambda_{1,2,3,4}$ перепутываются состояния $\psi_{-\frac{3}{2}}$, $\psi_{\frac{1}{2}}$, $\Phi_{-\frac{1}{2}}$ и $\Phi_{\frac{3}{2}}$. При $\lambda = \lambda_{1,2,3,4}'$ перепутываются $\psi_{-\frac{1}{2}}$, $\psi_{\frac{3}{2}}$, $\Phi_{-\frac{3}{2}}$ и $\Phi_{\frac{1}{2}}$.

В дальнейшем мы будем предполагать, что атом до включения взаимодействия находился в основном состоянии. Это соответствует значениям $\lambda = \lambda_{2,4}$ и $\lambda = \lambda_{2,4}'$. При $\lambda = \lambda_{2,4}$ для волновых функций получаем

$$\Psi_2 = a_0 \left(\frac{1}{2} \right) \left\{ \psi_{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{i}{\hbar} E_1 t} + \frac{2 \sqrt{3} \omega_0^2 d^2}{15 \varepsilon^2 \hbar^2 c^2} \frac{A_0^{(+)} A_0^{(-)*}}{\xi_1 - \sqrt{\xi_1 \xi_3}} \psi_{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{i}{\hbar} E_1 t} - \right. \\ \left. - \frac{i 2 d \omega_0}{\sqrt{15} \hbar c \varepsilon} \frac{1 - \sqrt{1 + \xi_1}}{\xi_1 - \sqrt{\xi_1 \xi_3}} A_0^{(+)} e^{ikz} \Phi_{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{i}{\hbar} E_2 t + i s t} + \right. \\ \left. + \frac{i \sqrt{3} \omega_0 d^*}{\sqrt{15} \hbar c \varepsilon} \frac{A_0^{(-)}}{1 + \sqrt{1 + \xi_1}} e^{ikz} \Phi_{\frac{3}{2}} e^{-\frac{i}{\hbar} E_2 t + i s t} \right\} e^{-\frac{i}{\hbar} \lambda_2 t}, \quad (17)$$

$$\Psi_4 = a_0 \left(-\frac{3}{2} \right) \left\{ \psi_{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{i}{\hbar} E_1 t} + \frac{2 \sqrt{3} \omega_0^2 d^2}{15 \hbar^2 c^2 \varepsilon^2} \frac{A_0^{(-)} A_0^{(+)*}}{\sqrt{\xi_1 \xi_3} - \xi_1} \psi_{\frac{1}{2}} e^{-\frac{i}{\hbar} E_1 t} + \right. \\ \left. + \frac{i \sqrt{3} \omega_0 d^*}{\sqrt{15} \hbar c \varepsilon} \frac{\xi_3 e^{ikz}}{\sqrt{\xi_1 \xi_3} (1 + \sqrt{1 + \xi_3})} A_0^{(-)} e^{-\frac{i}{\hbar} E_2 t + i s t} \Phi_{-\frac{1}{2}} + \right. \\ \left. + \frac{i 6 \omega_0^3 d^3}{\sqrt{15} 15 \hbar^3 c^3 \varepsilon^3} \frac{A_0^{(-)2} A_0^{(+)*}}{(1 + \sqrt{1 + \xi_3}) (\sqrt{\xi_1 \xi_3} - \xi_1)} \Phi_{\frac{3}{2}} e^{-\frac{i}{\hbar} E_2 t + i s t} \right\} e^{-\frac{i}{\hbar} \lambda_4 t}.$$

Волновые функции Ψ'_2 и Ψ'_4 получаются соответственно из Ψ_2 и Ψ_4 с помощью замен $d \rightleftharpoons d^*$, $A_0^{(+)} \rightleftharpoons A_0^{(-)}$, $m \rightleftharpoons -m$ и $\mu \rightleftharpoons -\mu$. Из условия нормировки $(\Psi_{2,4}, \Psi_{2,4}) = (\Psi'_{2,4}, \Psi'_{2,4}) = 1$ находим

$$\left| a_0 \left(\frac{1}{2} \right) \right|^2 = \frac{\xi_1 (1 + \sqrt{1 + \xi_1})}{2 \sqrt{1 + \xi_1} (\xi_1 + \sqrt{\xi_1 \xi_3})}, \quad \left| a_0 \left(-\frac{3}{2} \right) \right|^2 = \frac{\sqrt{\xi_1 \xi_3} (1 + \sqrt{1 + \xi_3})}{2 \sqrt{1 + \xi_3} (\xi_3 + \sqrt{\xi_1 \xi_3})},$$

$$\left| a_0 \left(-\frac{1}{2} \right) \right|^2 = \frac{\xi'_1 (1 + \sqrt{1 + \xi'_1})}{2 \sqrt{1 + \xi'_1} (\xi'_1 + \sqrt{\xi'_1 \xi'_3})}, \quad \left| a_0 \left(\frac{3}{2} \right) \right|^2 = \frac{\sqrt{\xi'_1 \xi'_3} (1 + \sqrt{1 + \xi'_3})}{2 \sqrt{1 + \xi'_3} (\xi'_3 + \sqrt{\xi'_1 \xi'_3})}. \quad (18)$$

Перейдем к вычислению $\langle \vec{d} \rangle$. Предположим, что до включения взаимодействия состояния $\psi_{\pm \frac{1}{2}}$ и $\psi_{\pm \frac{3}{2}}$ некогерентны с весом $\frac{1}{4}$. Тогда

$$\langle \vec{d} \rangle = \frac{1}{4} (\Psi_2, \vec{d} \Psi_2) + \frac{1}{4} (\Psi_4, \vec{d} \Psi_4) + \frac{1}{4} (\Psi'_4, \vec{d} \Psi'_4) + \frac{1}{4} (\Psi'_2, \vec{d} \Psi'_2). \quad (19)$$

Укороченные уравнения распространения получим из (2) и (19)

$$\frac{dA_0^{(+)}}{dz} = iq \left\{ \frac{2\xi_1}{\sqrt{1 + \xi_1} (\xi_1 - \xi_3)} + \frac{2\xi_3}{\sqrt{1 + \xi_3} (\xi_3 - \xi_1)} + \frac{3\xi'_1}{\sqrt{1 + \xi'_1} (\xi'_1 + \sqrt{\xi'_1 \xi'_3})} + \frac{3\xi'_3}{\sqrt{1 + \xi'_3} (\xi'_3 + \sqrt{\xi'_1 \xi'_3})} \right\} A_0^{(+)}, \quad (20)$$

$$\frac{dA_0^{(-)}}{dz} = iq \left\{ \frac{3\xi_1}{\sqrt{1 + \xi_1} (\xi_1 + \sqrt{\xi_1 \xi_3})} + \frac{3\xi_3}{\sqrt{1 + \xi_3} (\xi_3 + \sqrt{\xi_1 \xi_3})} + \frac{2\xi'_1}{\sqrt{1 + \xi'_1} (\xi'_1 - \xi'_3)} + \frac{2\xi'_3}{\sqrt{1 + \xi'_3} (\xi'_3 - \xi'_1)} \right\} A_0^{(-)},$$

где введено обозначение $q = \frac{\pi |d|^2 \omega_0 n}{30 \hbar c v}$.

Из уравнений (20) и определений $\xi_{1,3}$ и $\xi'_{1,3}$ следует, что $\xi_{1,3}$ и $\xi'_{1,3}$ во время прохождения не меняются. Поэтому решение уравнений (20) имеет вид

$$A_0^{(+)}(z) = A_0^{(+)}(0) \exp \left\{ iqz \left[\frac{2\xi_1}{\sqrt{1 + \xi_1} (\xi_1 - \xi_3)} + \frac{2\xi_3}{\sqrt{1 + \xi_3} (\xi_3 - \xi_1)} + \frac{3\xi'_1}{\sqrt{1 + \xi'_1} (\xi'_1 + \sqrt{\xi'_1 \xi'_3})} + \frac{3\xi'_3}{\sqrt{1 + \xi'_3} (\xi'_3 + \sqrt{\xi'_1 \xi'_3})} \right] \right\}, \quad (21)$$

$$A_0^{(-)}(z) = A_0^{(-)}(0) \exp \left\{ iqz \left[\frac{3\xi_1}{\sqrt{1 + \xi_1} (\xi_1 + \sqrt{\xi_1 \xi_3})} + \frac{3\xi_3}{\sqrt{1 + \xi_3} (\xi_3 + \sqrt{\xi_1 \xi_3})} + \frac{2\xi'_1}{\sqrt{1 + \xi'_1} (\xi'_1 - \xi'_3)} + \frac{2\xi'_3}{\sqrt{1 + \xi'_3} (\xi'_3 - \xi'_1)} \right] \right\}.$$

Полученные соотношения позволяют ввести показатели преломления для волн $A^{(+)}$ и $A^{(-)}$

$$\begin{aligned} n^{(+)} &= 1 + \frac{qc}{\omega_0} \left[\frac{2\xi_1}{\sqrt{1+\xi_1(\xi_1-\xi_3)}} + \frac{2\xi_3}{\sqrt{1+\xi_3(\xi_3-\xi_1)}} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{3\xi'_1}{\sqrt{1+\xi'_1(\xi'_1+\sqrt{\xi'_1\xi'_3})}} + \frac{3\xi'_3}{\sqrt{1+\xi'_3(\xi'_3+\sqrt{\xi'_1\xi'_3})}} \right], \\ n^{(-)} &= 1 + \frac{qc}{\omega_0} \left[\frac{3\xi_1}{\sqrt{1+\xi_1(\xi_1+\sqrt{\xi_1\xi_3})}} + \frac{3\xi_3}{\sqrt{1+\xi_3(\xi_3+\sqrt{\xi_1\xi_3})}} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{2\xi'_1}{\sqrt{1+\xi'_1(\xi'_1-\xi'_3)}} + \frac{2\xi'_3}{\sqrt{1+\xi'_3(\xi'_3-\xi'_1)}} \right]. \end{aligned} \quad (22)$$

В отличие от волн A , для A_x и A_y в общем случае волновой вектор отсутствует.

Рассмотрим свойства поляризации прошедшего пучка. Если падающая волна поляризована по кругу (предположим $A_0^{(-)}(0) = 0$), то $A_0^{(-)}(z) = 0$ и поляризация не меняется. В случае линейной поляризации (предположим $A_{0y}(0) = 0$) $A_{0y}(z) = 0$ и линейная поляризация тоже не меняется.

Для показателя преломления линейно поляризованного и кругового поляризованного света получаем

$$\begin{aligned} n &= 1 + \frac{qc}{2\omega_0} \left[\frac{9}{\sqrt{1+9\xi}} + \frac{1}{\sqrt{1+\xi}} \right], \\ n_{\pm} &= 1 + \frac{qc}{\omega_0} \left[\frac{2}{\sqrt{1+8\xi}} + \frac{3}{\sqrt{1+6\xi}} \right], \end{aligned} \quad (23)$$

где ξ есть безразмерный параметр интенсивности и определяется со-

отношением $\xi = \frac{2\pi|d|^2}{15\hbar^2 c^2} P$, а $n_{+} \equiv n^{(+)}(A=0)$, $n_{-} \equiv n^{(-)}(A=0)$.

В общем случае формулы (21) описывают поворот эллипса поляризации (без его деформации) на угол

$$\begin{aligned} \gamma &= qz \left\{ \frac{3\sqrt{\xi_1\xi_3}-\xi_1}{\sqrt{1+\xi_1(\xi_1-\xi_3)}} + \frac{3\sqrt{\xi_1\xi_3}-\xi_3}{\sqrt{1+\xi_3(\xi_3-\xi_1)}} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\xi'_1-3\sqrt{\xi'_1\xi'_3}}{\sqrt{1+\xi'_1(\xi'_1-\xi'_3)}} + \frac{\xi'_3-3\sqrt{\xi'_1\xi'_3}}{\sqrt{1+\xi'_3(\xi'_3-\xi'_1)}} \right\}. \end{aligned} \quad (24)$$

Как показано ниже, поворот эллипса поляризации определяется мощностью проходящей волны, а также степенью круговой поляриза-

ции $\eta_2 = \frac{P_2}{P}$. При этом, даже при небольших примесях круговой поляризации имеет место довольно значительный поворот эллипса поляризации. Это можно использовать для точного определения степени круговой поляризации лазерного излучения.

Рассмотрим сдвиг энергетических уровней. В общем случае сдвиг определяется не только мощностью, но и вероятностью круговой поляризации,

$$\begin{aligned}\xi_{1,3} &= \xi(5 + \eta_2 \pm 2\sqrt{2(1 - \eta_2)(2 + \eta_2)}), \\ \xi_{1,3}' &= \xi(5 - \eta_2 \pm 2\sqrt{2(1 + \eta_2)(2 - \eta_2)}).\end{aligned}\quad (25)$$

В случае линейной поляризации ($\eta_2 = 0$) $\xi_1 = \xi_1' = 9\xi$, $\xi_3 = \xi_3' = \xi$. В случае круговой поляризации при $\eta_2 = 1$ имеем $\xi_1 = \xi_3 = 6\xi$, $\xi_1' = 8\xi$, $\xi_3' = 0$, а при $\eta_2 = -1$ — $\xi_1 = 8\xi$, $\xi_3 = 0$, $\xi_1' = \xi_3' = 6\xi$. Полученные результаты показывают, что при $A_0 = 0$ не смещается уровень $\psi_{\frac{3}{2}}^{(+)}$, а при $A_0 = 0$ — уровень $\psi_{\frac{3}{2}}^{(-)}$. При одной и той же мощности волны максимальный сдвиг получается в случае линейной поляризации. В смысле сдвига уровней неполяризованный свет ведет себя как линейно поляризованный свет.

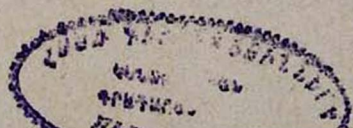
Для параметров Стокса, определенных согласно (6), с помощью (21) находим

$$\begin{aligned}P(z) &= P, \quad P_1(z) = P_1 \cos \gamma + P_3 \sin \gamma, \\ P_2(z) &= P_2, \quad P_3(z) = P_3 \cos \gamma - P_1 \sin \gamma.\end{aligned}\quad (26)$$

Эти соотношения показывают, что степень поляризации света при прохождении не меняется. Не меняются также мощность и вероятность круговой поляризации, а неполяризованный свет остается неполяризованным. Вероятности поляризации по оси x и под углом $\frac{\pi}{4}$ к оси x при прохождении света осциллируют, что связано с вращением эллипса поляризации.

Учет зависимости интенсивности пучка от радиальной координаты (в предположении, что поляризационные свойства пучка по сечению не меняются) приводит к модуляции параметра $\eta_3 = \frac{P_3}{P}$ по сечению пучка.

В случае малой некогерентности, когда на эксперименте измеряются не интегральные (во времени) характеристики пучка, для $|A_x|^2$ и $|A_y|^2$ получается модуляция во времени.



Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. М. Арутюнян, Е. Г. Канесян, В. О. Чалтыкян. Препринт ИФИ АН АрмССР, 7102 (1971).
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика, 1963, стр. 121.

ՄՈՆՈԲՐՈՄԱՏԻԿ ԻՆՏԵՆՍԻՎ ԱԼԻՔԻ ԱՆՑՈՒՄԸ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ
ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՎ

Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Գ. Գ. ԱԴՈՆՑ, Վ. Գ. ԿՈԼՈՄԻՅԵՑ

Աշխատանքում քննարկված են մի քանի էֆեկտներ, որոնք առաջանում են ռեզոնանսային միջավայրով մոնոբրոմատիկ ալիքի անցման ժամանակ, հաշվի առնելով լույսի բեկորացումը և ատոմային մակարդակների ալյասևումով թլոնը: Ստացված են արտահայտություններ միջավայրի բեկման ցուցիչի, Ստոքսի պարամետրերի և բեկացման էլիպսի պտույտի համար:

PROPAGATION OF INTENSE MONOCHROMATIC WAVE
THROUGH THE RESONANT MEDIUM

A. G. MURADIAN, G. G. ADONTS, V. G. KOLOMIETS

Polarization effects at the propagation of intense monochromatic wave through the resonant medium of two-level atoms with angular momentum of both lower and upper levels equal to $3/2$ are considered. Expressions for the index of refraction, atomic level shifts, Stokes parameters and the rotation of polarization ellipse are obtained.