УДК 538.61.01

ЭФФЕКТЫ ФАРАДЕЯ И КОТТОНА—МУТОНА В ГАЗАХ В ПРИСУТСТВИИ ИНТЕНСИВНОГО СВЕТОВОГО ПОЛЯ

Г. Г. Адонц и *С. Г. Пилоян*

Теоретически исследовано изменение поляризации зондирующего светового сигнала, распространяющегося через резонансную среду в присутствии постоянного магнитного и интенсивного светового полей. Рассмотрено как продольное, так и поперечное распространение света относительно направления магнитного поля (нелинейные эффекты Фарадея и Коттона—Мутона). Точно по интенсивному световому полю найдены формулы для показателей преломления различных компонент поляризации зондирующего светового сигнала. Показано, что наличие интерференционного магнитно-светоиндуцированного поворота плоскости поляризации позволяет определять локальное значение пространственно-неоднородного по величине магнитного поля, что может найти применение в диагностике плазмы, в спектроскопических исследованиях.

Как известно, атомарный газ в обычных условиях является оптически изотропной средой. Искусственная оптическая анизотропия в газе может возникнуть под действием внешнего магнитного поля [1]; под действием интенсивного лазерного излучения эллиптической или циркулярной поляризации [2].

Весьма интересным является изучение анизотропных свойств резонансных газов, помещенных одновременно в постоянное магнитное и интенсивное световые поля. Возникающее в такой ситуации нелинейное вращение плоскости поляризации может быть использовано для определения величины магнитного поля. Нелинейное резонансное вращение плоскости поляризации непосредственно связано с перестройкой энергетических уровней атома в интенсивном световом поле [3]; перестройка атомных уровней в постоянном магнитном и резонансном световых полях исследовалась в [4, 5]. В работе [6] в первом приближении теории возмущений исследовались поляризационные явления, возникающие в спектре двухуровневого газа (переход $j=0 \rightarrow j=1$), помещенного в продольное магнитное и интенсивное световое поля. При этом предполагалось, что право- и левополяризованные компоненты интенсивного поля, создающего анизотропию, отличаются друг от друга по частоте.

В настоящей работе теоретически исследуется изменение поляризации зондирующего светового сигнала, распространяющегося через резонансную двухуровневую среду в присутствии постоянного магнитного и интенсивного световых полей. Рассмотрение проводится в рамках адиабатического прохождения светового импульса, т. е. в пренебрежении релаксациями и ширинами спектральных линий [3]. В дальнейшем, мы ограничимся рассмотрением резонансного перехода типа $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$. Рассмотрим два случая: а) продольное распространение света вдоль направления магнитного поля (нелинейный эффект Фарадея); б) поперечное распространение света (нелинейный эффект Коттона—Мутона).

Нелинейный эффект Фарадея

Предположим, что через резонансную среду, находящуюся в постоянном магнитном поле H, распространяются в направлении магнитного поля (ось z) две волны: интенсивная с электрическим вектором

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_S(z)\, e^{i(k_1 z - \omega_1 t)} + \text{к. с.} \tag{1}$$

и слабая

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_W(z)\, e^{i(k_2 z - \omega_2 t)} + \text{к. с.} \tag{2}$$

Поляризацию волны удобно разложить на циркулярные компоненты $E_\pm = E_x \pm iE_y$. Положим, что на входе в среду интенсивная волна поляризована циркулярно ($E_{1-} \neq 0$, $E_{1+} = 0$), а слабая — эллиптически ($E_{1-} \neq E_{1+} \neq 0$).

Решая укороченные уравнения распространения для циркулярных компонент слабой волны, находим следующие показатели проломления:

$$n_+ = 1 - \frac{qc}{\omega_2} \frac{1}{\varepsilon' + m\varepsilon}, \tag{3а}$$

$$n_- = 1 - \frac{qc}{\omega_2}\left[\frac{A_1}{\varepsilon' - \varepsilon\left(1 - \sqrt{1+\xi_-}\right) - \left(m\varepsilon/\sqrt{1+\xi_-}\right)} - \frac{A_2}{\varepsilon' - \varepsilon\left(1 + \sqrt{1+\xi_-}\right) + \left(m\varepsilon/\sqrt{1+\xi_-}\right)}\right], \tag{3б}$$

где $A_{1,\,2} = \dfrac{(1 \pm \sqrt{1+\xi_-})^2}{4(1+\xi_-)}\left(1 + 2m\dfrac{1 \mp \sqrt{1+\xi_-}}{1+\xi_-}\right)$, $m = \dfrac{4}{3}\dfrac{\mu_0 H}{\hbar\varepsilon}$, $q = \dfrac{\pi N \omega_2 |d|^2}{3\hbar c}$, $\xi_- = \dfrac{2}{3}\dfrac{|d|^2 |E_{S-}|^2}{\hbar^2 \varepsilon^2}$ — параметр интенсивности, $\varepsilon = \omega_1 - \omega_0$ и $\varepsilon' = \omega_2 - \omega_0$ — соответственно расстройки резонанса интенсивной и зондирующей волн, d — приведенный матричный элемент перехода, N — плотность атомов. Формулы (3а) и (3б) получены точно по параметру интенсивности ξ_- при условии $\mu_0 H/\hbar\varepsilon \ll 1$.

Из формулы (3б) видно, что показатель преломления состоит из двух резонансных членов. Первый из них соответствует однофотонному поглощению слабой волны, а второй — трехфотонному процессу рассеяния (поглощается два кванта интенсивной волны и излучается один квант слабого поля). Сдвиги резонансных частот (поглощения и трехфотонного рассеяния) обусловлены как зеемановским сдвигом энергетических уровней атома в магнитном поле, так и их штарковским сдвигом в поле интенсивной волны.

Отличие показателей преломления для право- и левополяризованных компонент слабой волны приводит к повороту плоскости поляризации волны на угол $\varphi = \dfrac{\omega_2}{c}\dfrac{n_+ - n_-}{2} l$, где l — длина среды. Как следует из формул (3а) и (3б), при малых нелинейностях ($\xi_- \ll 1$) угол поворота на единицу длины равен

$$\varphi = \frac{q}{2\varepsilon'}\left[\frac{8}{3}\frac{\mu_0 H}{\hbar\varepsilon'} - \frac{\xi_-}{2}\frac{\varepsilon + \varepsilon'}{\varepsilon'} - \xi_- \frac{4}{3}\frac{\mu_0 H}{\hbar\varepsilon}\frac{\varepsilon^2 + \varepsilon\varepsilon' + (\varepsilon')^2}{(\varepsilon')^2}\right], \tag{4}$$

в режиме насыщения ($\xi_- \gg 1$)

$$\varphi = -\frac{q}{2\varepsilon'}\left(1 - \frac{4}{3}\frac{\mu_0 H}{\hbar\varepsilon'} - \frac{1}{2}\frac{\varepsilon'}{\varepsilon\sqrt{\xi_-}}\right). \tag{5}$$

Из формулы (4) видно, что угол поворота плоскости поляризации в среде имеет сложную структуру. Первый член в формуле (4) описывает чисто фарадеевское вращение в магнитном поле; второй член — чисто индуцированное вращение в поле интенсивной циркулярно поляризованной волны; третий член — интерференцию между магнитным и светоиндуцированным вращениями.

Наличие интерференционного члена можно использовать для определения локального значения пространственно-неоднородного по величине магнитного поля. Для этого необходимо пропускать через среду интенсивный и зондирующий сигналы таким образом, чтобы они пересекались в определенной точке пространства. Измеряя разность между чисто фарадеевским углом поворота φ_1 (без интенсивной волны) и углом поворота φ_2 в присутствии интенсивной волны, мы можем определить локальное значение величины магнитного поля по формуле

$$H_{\text{лок}} = \frac{3}{4}\frac{\hbar\varepsilon}{\mu_0 \xi_-}\frac{(\varepsilon')^2}{\varepsilon^2 + \varepsilon\varepsilon' + (\varepsilon')^2}\left[\frac{2\varepsilon'}{q}(\varphi_1 - \varphi_2) - \frac{\xi_-}{2}\frac{\varepsilon + \varepsilon'}{\varepsilon'}\right]. \tag{6}$$

Из формулы (4) видно также, что при определенном значении величины магнитного поля $H \simeq \dfrac{3}{16}\dfrac{\hbar\varepsilon}{\mu_0}\xi_-\left(1 + \dfrac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right)$ угол поворота плоскости поляризации обращается в ноль.

По формуле (6), оценим, какой величины локальное магнитное поле может быть замерено на практике. При расстройках $\varepsilon \approx \varepsilon' \approx 10^{-1}$ см$^{-1}$, плотности атомов $N \approx 10^{14}$ см$^{-3}$, параметре интенсивности $\xi_{-} \approx 10^{-1}$ и угле поворота $(\varphi_2 - \varphi_1) \approx 10^{-2}$ рад магнитное поле составляет $H_{\text{лок}} \approx 1$ кЭ.

Нелинейный эффект Коттона—Мутона

Рассмотрим поперечное распространение света относительно направления магнитного поля (ось z). Предположим, что интенсивный и зондирующий сигналы распространяются вдоль оси y; интенсивный сигнал поляризован вдоль оси z, зондирующий — эллиптически в плоскости zx.

Решая укороченные уравнения распространения для линейных компонент слабой волны, находим следующие показатели преломления:

$$n_z = 1 - \frac{qc}{\omega_2}\left[\frac{B_1}{\varepsilon' - \varepsilon + (\lambda_1 - \lambda_2)/\hbar} + \frac{B_2}{\varepsilon' - \varepsilon + (\lambda_3 - \lambda_4)/\hbar} + \right.$$
$$\left. + \frac{B_3}{\varepsilon' - \varepsilon - (\lambda_1 - \lambda_2)/\hbar} + \frac{B_4}{\varepsilon' - \varepsilon - (\lambda_3 - \lambda_4)/\hbar}\right], \tag{7а}$$

$$n_x = 1 - \frac{qc}{\omega_2}\left[\frac{R_1}{\varepsilon' - \varepsilon + (\lambda_1 - \lambda_4)/\hbar} + \frac{R_2}{\varepsilon' - \varepsilon + (\lambda_3 - \lambda_2)/\hbar} + \frac{R_3}{\varepsilon' - \varepsilon - (\lambda_1 - \lambda_4)/\hbar} + \right.$$
$$\left. + \frac{R_4}{\varepsilon' - \varepsilon - (\lambda_3 - \lambda_2)/\hbar} + \frac{R_5}{\varepsilon' - \varepsilon - (\lambda_3 - \lambda_1)/\hbar} + \frac{R_6}{\varepsilon' - \varepsilon + (\lambda_3 - \lambda_1)/\hbar}\right], \tag{7б}$$

где

$$B_{1,2} = \frac{|C_{1,2}|^2\left(\lambda_{1,3} + \hbar\varepsilon \mp \frac{1}{3}\mu_0 H\right)}{\lambda_{1,3} - \lambda_{2,4}},$$

$$B_{3,4} = \frac{\hbar^2\varepsilon^2}{4}\xi_z \frac{|C_{1,2}|^2\left(\lambda_{2,4} + \hbar\varepsilon \mp \frac{1}{3}\mu_0 H\right)}{(\lambda_{1,3} - \lambda_{2,4})\left(\lambda_{1,3} + \hbar\varepsilon \mp \frac{1}{3}\mu_0 H\right)^2},$$

$$R_{1,2} = \frac{|C_{1,2}|^2\left(\lambda_{3,1} + \hbar\varepsilon \pm \frac{1}{3}\mu_0 H\right)}{\lambda_{3,1} - \lambda_{4,2}},$$

$$R_{3,4} = \frac{\hbar^2\varepsilon^2}{4}\xi_z \frac{|C_{1,2}|^2\left(\lambda_{4,2} + \hbar\varepsilon \pm \frac{1}{3}\mu_0 H\right)}{(\lambda_{3,1} - \lambda_{4,2})\left(\lambda_{1,3} + \hbar\varepsilon \mp \frac{1}{3}\mu_0 H\right)^2},$$

$$R_{5,6} = \pm\left[\frac{|C_{1,2}|^2\left(\lambda_{4,2} + \hbar\varepsilon \pm \frac{1}{3}\mu_0 H\right)}{(\lambda_{3,1} - \lambda_{4,2})} + \frac{\hbar^2\varepsilon^2\xi_z |C_{2,1}|^2\left(\lambda_{1,3} + \hbar\varepsilon \mp \frac{1}{3}\mu_0 H\right)}{4(\lambda_{1,3} - \lambda_{2,4})\left(\lambda_{3,1} + \hbar\varepsilon \pm \frac{1}{3}\mu_0 H\right)^2}\right],$$

$$|C_{1,2}|^2 = \frac{\left(\lambda_{1,3} + \hbar\varepsilon \mp \frac{1}{3}\mu_0 H\right)^2}{\left(\lambda_{1,3} + \hbar\varepsilon \mp \frac{1}{3}\mu_0 H\right)^2 + \frac{\hbar^2\varepsilon^2}{4}\xi_z};$$

$$\lambda_{1,2} = -\frac{\hbar\varepsilon}{2}\left[1 - \frac{4}{3}\frac{\mu_0 H}{\hbar\varepsilon} \mp \sqrt{\left(1 + \frac{2}{3}\frac{\mu_0 H}{\hbar\varepsilon}\right)^2 + \xi_z}\right]$$

$$\text{и} \quad \lambda_{3,4} = -\frac{\hbar\varepsilon}{2}\left[1 + \frac{4}{3}\frac{\mu_0 H}{\hbar\varepsilon} \mp \sqrt{\left(1 - \frac{2}{3}\frac{\mu_0 H}{\hbar\varepsilon}\right)^2 + \xi_z}\right]$$

— сдвиги

$$B_{3,4} = \frac{\hbar^2\varepsilon^2}{4}\xi_z \frac{|C_{1,2}|^2\left(\lambda_{2,4} + \hbar\varepsilon \mp \frac{1}{3}\mu_0 H\right)}{(\lambda_{1,3} - \lambda_{2,4})\left(\lambda_{1,3} + \hbar\varepsilon \mp \frac{1}{3}\mu_0 H\right)^2},$$

$$R_{1,2} = \frac{|C_{1,2}|^2\left(\lambda_{3,1} + \hbar\varepsilon \pm \frac{1}{3}\mu_0 H\right)}{\lambda_{3,1} - \lambda_{4,2}},$$

$$R_{3,4}=\frac{\hbar^2\varepsilon^2}{4}\xi_z\frac{|C_{1,2}|^2\left(\lambda_{4,2}+\hbar\varepsilon\pm\frac{1}{3}\mu_0H\right)}{(\lambda_{3,1}-\lambda_{4,2})\left(\lambda_{1,3}+\hbar\varepsilon\mp\frac{1}{3}\mu_0H\right)^2},$$

$$R_{5,6}=\pm\left[\frac{|C_{1,2}|^2\left(\lambda_{4,2}+\hbar\varepsilon\pm\frac{1}{3}\mu_0H\right)}{(\lambda_{3,1}-\lambda_{4,2})}+\frac{\hbar^2\varepsilon^2\xi_z|C_{2,1}|^2\left(\lambda_{1,3}+\hbar\varepsilon\mp\frac{1}{3}\mu_0H\right)}{4(\lambda_{1,3}-\lambda_{2,4})\left(\lambda_{3,1}+\hbar\varepsilon\pm\frac{1}{3}\mu_0H\right)^2}\right],$$

$$|C_{1,2}|^2=\frac{\left(\lambda_{1,3}+\hbar\varepsilon\mp\frac{1}{3}\mu_0H\right)^2}{\left(\lambda_{1,3}+\hbar\varepsilon\mp\frac{1}{3}\mu_0H\right)^2+\frac{\hbar^2\varepsilon^2}{4}\xi_z};$$

и

$$\lambda_{1,2}=-\frac{\hbar\varepsilon}{2}\left[1-\frac{4}{3}\frac{\mu_0H}{\hbar\varepsilon}\mp\sqrt{\left(1+\frac{2}{3}\frac{\mu_0H}{\hbar\varepsilon}\right)^2+\xi_z}\right]$$

$$\lambda_{3,4}=-\frac{\hbar\varepsilon}{2}\left[1+\frac{4}{3}\frac{\mu_0H}{\hbar\varepsilon}\mp\sqrt{\left(1-\frac{2}{3}\frac{\mu_0H}{\hbar\varepsilon}\right)^2+\xi_z}\right]$$

— сдвиги энергетических уровней атома в магнитном поле H и поле интенсивной волны с параметром интенсивности $\xi_z=\frac{2}{3}\frac{|d|^2|E_{Sz}|^2}{\hbar^2\varepsilon^2}$.

Показатель преломления n_z (7а) содержит следующие резонансные полюса: однофотонного поглощения (B_1 и B_2), трехфотонного рассеяния (B_3 и B_4); показатель преломления n_x (7б) — однофотонного поглощения (R_1 и R_2), трехфотонного рассеяния (R_3 и R_4) и смещенного рэлеевского рассеяния (R_5 и R_6). Отметим, что в отсутствие интенсивного светового поля в показателях преломления остаются только полюса однофотонного поглощения.

Из найденных формул (7а, б) видно, что среда в поперечном магнитном и интенсивном световом полях становится оптически анизотропной (нелинейный эффект Коттона—Мутона). Если зондирующий сигнал на входе в среду поляризован под углом 45° относительно оси z (или x), то на выходе из среды, его плоскость поляризации повернется на угол $\varphi=\omega^2/c\,(n_z-n_x)\,l$. В первом неисчезающем приближении по малому параметру $\mu_0H/\hbar\varepsilon$ и при $\xi_z\ll 1$ угол φ на единицу длины равен

$$\varphi=\frac{q}{\varepsilon'}\frac{8}{9}\left(\frac{\mu_0H}{\hbar\varepsilon}\right)^2\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon'}\right)^2\left[3\frac{\varepsilon}{\varepsilon'}+\xi_z\left(1-\frac{\varepsilon}{\varepsilon'}\right)\right]. \tag{8}$$

Из полученной формулы видно, что угол поворота состоит из чисто магнитного поворота (эффект Коттона—Мутона) и магнитно-светоиндуцированного поворота (второй член в формуле (8)). Наличие магнитно-светоиндуцированного поворота позволяет определять локальное значение магнитного поля аналогично тому, как это делалось при нелинейном эффекте Фарадея. При этом предпочтительнее использовать продольное распространение света, так как в этом случае $\varphi\approx\mu_0H/\hbar\varepsilon$, в то время как при поперечном распространении света $\varphi\approx(\mu_0H/\hbar\varepsilon)^2$.

Таким образом, нелинейные эффекты Фарадея и Коттона—Мутона в поле интенсивной поляризованной волны позволяют определять локальное значение величины магнитного поля (при известной плотности атомов), либо — локальную плотность атомов (при известной величине магнитного поля). Это может найти применение в диагностике плазмы, в спектроскопических исследованиях, а также для измерения концентрации резонансных атомов в смеси газов.

Литература

[1] Г. С. Ландсберг. Оптика. «Наука», М., 1976.
[2] В. М. Арутюнян, Г. Г. Адонц. Опт. и спектр., *46*, 809, 1979.
[3] В. М. Арутюнян, Е. Г. Канецян, В. О. Чалтыкян. ЖЭТФ, *62*, 908, 1972.
[4] Б. А. Зон, Т. Т. Уразбаев. ЖЭТФ, *68*, 2010, 1975.
[5] М. В. Федоров. Изв. вузов, физика, *12*, 117, 1976.
[6] А. А. Курбатов, Т. Я. Попова. Ж. прикл. спектр., *31*, 922, 1979.

Поступило в Редакцию 29 сентября 1980 г.