Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 3, 119—123 (1988).

УДК 535.5;347

НЕЛИНЕЙНЫЙ ЭФФЕКТ КОТТОНА-МУТОНА В РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЕ

Г. Г. АДОНЦ, М. В. СЛОБОДСКОЙ
НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 5 мая 1987 г.)

Теоретически в адиабатическом приближении исследована наведенная оптическая анизотропия в резонансной среде в присутствии постоянного магнитного и интенсивного светового полей. Исследование проведено в рамках двухуровневой среды с произвольными моментами количества движения атомных уровней. Показано, что вследствие двулучепреломления зондирующего сигнала в среде возникают две волны, поляризованные продольно и поперечно относительно магнитного поля. Точно по интенсивному световому полю найдены формулы для показателей преломления этих волн. Возникающая при этом анизотропия обусловлена не только чисто магнитооптическими и светоиндуцированными поляризационными эффектами, но и интерференционной магнито-светоиндуцированной анизотропией. Последняя, в частности, позволяет использовать двулучепреломление для определения локального значения пространственно-неоднородного по величине магнитного поля.

Интенсивное поляризованное излучение индуцирует в резонансной среде оптическую анизотропию, которая, в частности, приводит к изменению поляризации зондирующего сигнала [1]. Если при этом резонансную среду поместить в постоянное магнитное поле, то нелинейное двулучепреломление можно использовать для определения величины магнитного поля [2].

Теоретически для описания нелинейных поляризационных явлений [3] необходимо принимать во внимание вырождение энергетических уровней атомов, что значительно осложняет задачу о взаимодействии атома с электрическим и магнитным полями и затрудняет получение точных аналитических решений. Поэтому в большинстве работ ограничиваются рамками теории возмущений и конкретными атомными системами с малыми моментами количества движения. Перестройка атомных уровней в постоянном магнитном поле и резонансных полях для переходов 1/2—1/2 и 3/2—3/2 исследовалась в работе [4].

В работе [5] в первом приближении теории возмущений исследовались поляризационные явления, возникающие в спектре двухуровневого газа, помещенного в продольное магнитное и интенсивное световое поля. Для нахождения точных решений весьма перспективным является приближение адиабатического прохождения сигнала, когда предполагается, что длительность импульса короче времени продольной релаксации, а расстройка резонанса превышает спектральные ширины линий [6].

В настоящей работе теоретически исследуется двулучепреломление зондирующего светового сигнала, распространяющегося в резонансной среде с произвольными моментами количества движения атомных уровней, в присутствии постоянного магнитного и интенсивного светового полей. Рассмотрение проводится в рамках адиабатического прохождения светового импульса с учетом насыщения по интенсивности излучения. Исследуется поперечное по отношению к направлению магнитного поля распространение света — нелинейный эффект Коттона-Мутона.

Пусть через резонансную среду, находящуюся в постоянном магнитном поле, направленном по оси z, вдоль оси x распространяются две встречные волны: интенсивная, с электрическим вектором

$$\mathbf{E}_s = \mathbf{E}^s \exp\left[-i\omega_s t + i\mathbf{k}_s\mathbf{r}\right] + \text{к. с.}, \tag{1}$$

и зондирующая, слабая, с электрическим вектором

$$\mathbf{E}_w = \mathbf{E}^w \exp\left[-i\omega_w t + i\mathbf{k}_w\mathbf{r}\right] + \text{к. с.}, \tag{2}$$

где $\mathbf{k}_s$ и $\mathbf{k}_w$ — волновые векторы волн, $\mathbf{E}^s$ и $\mathbf{E}^w$ — медленно меняющиеся по сравнению с экспонентой амплитуды волн.

Предположим, что среда состоит из идентичных двухуровневых атомов. Пусть момент количества движения атома в основном состоянии есть J_1, энергия — ε_1, а в возбужденном состоянии — соответственно J_2 и ε_2.

Гамильтониан атома в постоянном магнитном и световом полях представим в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - (\mathbf{E}_s + \mathbf{E}_w)\,\hat{\mathbf{d}} - \hat{\mathbf{H}}\,\hat{\boldsymbol{\mu}}, \tag{3}$$

где $\hat{H}_0$ — гамильтониан изолированного атома, $\mathbf{H}$ — напряженность магнитного поля, $\hat{\mathbf{d}}$ и $\hat{\boldsymbol{\mu}}$ — операторы дипольного электрического и магнитного моментов атома.

Решение уравнения Шредингера

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = \hat{H}\psi \tag{4}$$

запишем в виде

$$\psi = \sum_{m=-J_1}^{J_1} a_m(t)\,\psi_m^1 \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\varepsilon_1 t\right] + \\ + \sum_{m=-J_2}^{J_2} b_m(t)\,\psi_m^2 \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\varepsilon_2 t - i\varepsilon t\right]. \tag{5}$$

Здесь $a_m(t)$ и $b_m(t)$ — искомые амплитуды вероятности подуровней, ψ_m^1 и ψ_m^2 — волновые функции стационарных состояний атома, $\varepsilon = \omega_0 - \omega_s$ — расстройка резонанса между частотой волны накачки и атомной частотой перехода $\omega_0 = (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)/\hbar$.

Слабую волну удобно разложить на циркулярно- и z-поляризованные компоненты: $E_\pm^w = (E_x^w \pm iE_y^w)/\sqrt{2}$, E_z^w. Чтобы избежать поляризационных эффектов самовоздействия волны накачки, предположим, что на входе в среду интенсивная волна поляризована линейно вдоль

оси z ($E_x^s = E_y^s = 0$, $E_z^s \neq 0$), а слабая волна может иметь произвольную эллиптическую поляризацию.

Нахождение волновой функции (5) позволяет получить точные по интенсивности волны накачки и напряженности магнитного поля выражения поляризуемости среды для $E_\pm^w$-, E_z^w-компонент зондирующего сигнала:

$$P_\pm = -A_{1,2} E_\pm^w, \quad P_z = B E_z^w, \tag{6}$$

где

$$A_{1,2} = \frac{N}{(2J_1+1)\hbar} \sum_{m=-J_1}^{J_1} \frac{|D_{\pm m\mp 1}^{m}|^2}{(\lambda_1^m - \lambda_2^m)(\lambda_1^{m\mp 1} - \lambda_2^{m\mp 1})} \times$$

$$\times \left\{ \frac{(\lambda_1^m + g_2^m + \hbar\varepsilon)(\lambda_1^{m\mp 1} + g_2^{m\mp 1} + \hbar\varepsilon)}{\omega_w - \omega_s - \frac{1}{\hbar}(\lambda_2^{m\mp 1} - \lambda_1^m)} - \right.$$

$$\left. - \frac{(\lambda_2^m + g_2^m + \hbar\varepsilon)(\lambda_2^{m\mp 1} + g_2^{m\mp 1} + \hbar\varepsilon)}{\omega_w - \omega_s - \frac{1}{\hbar}(\lambda_1^{m\mp 1} - \lambda_2^m)} \right\}, \tag{7}$$

$$B = \frac{N}{(2J_1+1)\hbar} \sum_{m=-J_1}^{J_1} \frac{|D_{z\,m}^{m}|^2}{(\lambda_1^m - \lambda_2^m)^2} \times$$

$$\times \left\{ \frac{(\lambda_1^m + g_2^m + \hbar\varepsilon)^2}{\omega_w - \omega_s + \frac{1}{\hbar}(\lambda_1^m - \lambda_2^m)} - \frac{(\lambda_2^m + g_2^m + \hbar\varepsilon)^2}{\omega_w - \omega_s - \frac{1}{\hbar}(\lambda_1^m - \lambda_2^m)} \right\}, \tag{8}$$

$$\lambda_{1,2}^m = -\frac{1}{2}\left[g_1^m + g_2^m + \hbar\varepsilon \mp \sqrt{(g_2^m - g_1^m + \hbar\varepsilon)^2 4|D_{z\,m}^{m}|^2 |E^s|^2}\right],$$

$$D_{q\,m_2}^{m_1} = \langle J_1 m_1 | d_q | J_2 m_2 \rangle, \quad g_{2,1}^m = \mu_Б g_{2,1} H m,$$

где $\mu_Б$—магнетон Бора, $g_{2,1}$—факторы Ланде уровней 1 и 2, N—плотность атомов в основном состоянии.

Переходя в (6) от циркулярных компонент векторов к декартовым, получим тензор восприимчивости среды χ_{ik}:

$$P_i = \sum_k \chi_{ik} E_k^w, \tag{9}$$

где

$$\chi_{ik} = \begin{bmatrix} -\frac{A_1 + A_2}{2} & i\frac{A_2 - A_1}{2} & 0 \\ -i\frac{A_2 - A_1}{2} & -\frac{A_1 + A_2}{2} & 0 \\ 0 & 0 & B \end{bmatrix} \tag{10}$$

Решения основного уравнения кристаллооптики [7]

$$\sum_k \left[(n^2 - 1)\delta_{ik} - n_i n_k - 4\pi \chi_{ik}\right] E_k^w = 0, \tag{11}$$

а также вид тензора восприимчивости среды (10) показывают, что в среде вследствие двулучепреломления распространяются две волны: поляризо-

ванная вдоль направления магнитного поля волна с показателем преломления

$$n_{\parallel}^2 = 1 + 4\pi B \tag{12}$$

и поляризованная в плоскости xy, перпендикулярной к направлению магнитного поля, волна с показателем преломления

$$n_{\perp}^2 = \frac{(1 - 4\pi A_1)(1 - 4\pi A_2)}{1 - 2\pi (A_1 + A_2)} . \tag{13}$$

Из выражений (7), (8) видно, что показатели преломления имеют сложную структуру. Они состоят из резонансных членов, соответствующих атомному поглощению на частотах $\omega_w = \omega_s + (\lambda_2^n - \lambda_1^m)/\hbar$ $(n = m, m \pm 1)$ и трехфотонному процессу рассеяния (поглощается два кванта интенсивной волны и излучается один квант слабого поля) на частотах $\omega_w = \omega_s + (\lambda_1^n - \lambda_2^m)/\hbar$ $(n = m, m \pm 1)$.

Сдвиги резонансных частот обусловлены как зеемановским сдвигом энергетических уровней атома в магнитном поле, так и их штарковским сдвигом в поле интенсивной волны. Таким образом, в присутствии постоянного магнитного и интенсивного светового полей происходит расщепление и сдвиг энергетических уровней атома по проекциям момента количества движения m_1 и m_2 и возникают связанные полем двухуровневые системы $J_1 m \leftrightarrow J_2 m$ с эффективным параметром нелинейности $G_m = |D_{zm}^m|^2 |E^s|^2 / \hbar^2 \varepsilon^2$ и частотой перехода, зависящей от g^m, G_m и ε. Компонента зондирующего сигнала E_z^w, совпадающая с поляризацией волны накачки, взаимодействует с одной связанной подсистемой, вследствие чего и резонансные полюса в (8) содержат один параметр нелинейности G_m и обусловленный магнитным полем фактор g^m. Компоненты же $E_{\pm}^w$, отличные от поляризации волны накачки, взаимодействуют с двумя связанными подсистемами $J_1 m \leftrightarrow J_2 m$ и $J_1 m \mp 1 \leftrightarrow J_2 m \mp 1$, и резонансные полюса в (7) определяются двумя параметрами нелинейности G_m, $G_{m \mp 1}$, а также g^m и $g^{m \mp 1}$.

Сложная зависимость показателей преломления $n_{\parallel}$ и $n_{\perp}$ от напряженности магнитного поля и интенсивности волны накачки обусловлена неаддитивностью магнито- и светоиндуцированных эффектов, приводящих к анизотропии среды. Из выражений (7), (8) видно, что $A_2(H) = A_1(-H)$, $B(H) = B(-H)$, поэтому $n_{\parallel}$ и $n_{\perp}$ не зависят от направления магнитного поля. Следовательно, уже в третьем нелинейном приближении по интенсивности волны накачки и по малым магнитным параметрам $g_{2,1}^m/\hbar\varepsilon$ показатели преломления содержат члены, пропорциональные H^2 и описывающие квадратичный эффект Коттона-Мутона, члены пропорциональные только параметру нелинейности, обусловленные анизотропией, индуцированной в поле сильной волны, а также члены типа $H^2 G_m$, описывающие интерференционные магнито-светоиндуцированные эффекты. Последние могут быть использованы для определения локального значения пространственно-неоднородного по величине магнитного поля в системах с произвольными моментами количества движения.

Действительно, разница между показателями преломления (12) и (13) волн приводит к сдвигу фаз между ними на величину $\varphi = (\omega/c)(n_{\parallel} - n_{\perp})$. Пропустим через среду интенсивный и зондирующий сигналы таким образом, чтобы они пересекались в исследуемой области пространства. Тогда разность между чисто коттоновским набегом фазы φ_0 (без интенсивной волны) и набегом фазы φ в присутствии волны накачки определяется только ее интенсивностью и локальным значением величины магнитного поля, которая может быть определена с помощью выражений (7)—(13). Для перехода $S_{1/2} \to P_{1/2}$, как показывает расчет, при $E^s \sim 10^2$ В/см, $N \sim 10^{11}$ см$^{-3}$, $\varepsilon \sim 10^{-1}$ см$^{-1}$, $\varphi_0 - \varphi \sim 10^{-2}$ рад таким методом можно определять поля напряженностью $H_{\text{лок}} \sim 1$ кЭ.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Адонц Г. Г.* Опт. и спектр., 60, 809 (1986).
2. *Адонц Г. Г.* и др. АС СССР 864205, БИЗ 4, 1981.
3. *Арутюнян В. М., Канецян Э. Г., Чалтыкян В. О.* ЖЭТФ, 68, 2010 (1972).
4. *Зон Б. А., Уразбаев Т. Т.* ЖЭТФ, 68, 2010 (1975).
5. *Курбатов А. А., Попова Т. Ч.* ЖПС, 31, 922 (1979).
6. *Глушко Б. А., Чалтыкян В. О.* Квант электрон., 5, 1107 (1978).
7. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. Изд. Мир, М., 1973.

ԿՈՏՏՈՆ–ՄՈՒՏՈՆԻ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ԷՖԵԿՏԸ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Գ. Գ. ԱԴՈՆՑ, Մ. Վ. ՍԼՈԲՈԴՍԿՈՅ

Ադիաբատիկ մոտեցման մեջ տեսականորեն հետազոտվել է ինդուկցված օպտիկական անիզոտրոպությունը ռեզոնանսային միջավայրում, հաստատուն մագնիսական և ինտենսիվ լուսային դաշտերի ներկայությամբ։ Հետազոտությունը անց է կացվել ատոմային մակարդակների կամայական շարժման քանակի մոմենտներով երկմակարդակային միջավայրի շրջանակներում։ Ցույց է տրվել, որ երկլուսաբեկման մխանող ազդանշանի հետևանքով միջավայրում առաջանում են մագնիսական դաշտին լայնակի և երկայնակի բևեռացված երկու ալիք։ Ստացված են այդ ալիքների, ըստ ինտենսիվ լուսային դաշտի բեկման ցուցիչների ճշգրիտ բանաձևերը։ Առաջացող անիզոտրոպությունը բնորոշված է ոչ միայն մաքուր մագնիսա-օպտիկական և լուսաինդուկցիոն էֆեկտներով, այլ նաև ինտերֆերենցիոն մագնիսալուսային անիզոտրոպությամբ։ Վերջինս, մասնավորապես, թույլ է տալիս օգտագործել երկլուսաբեկումը տարածականորեն ոչ համասեռ մագնիսական դաշտի տեղային արժեքի որոշման համար։

COTTON—MOUTON NONLINEAR EFFECT IN A RESONANCE MEDIUM

G. G. ADONTS, M. V. SLOBODSKOY

Induced optical anizotropy in a resonance medium in the presence of static magnetic and intense light fields was investigated theoretically in the adiabatic approximation. The investigation was carried out in the framework of a two-level medium with arbitrary angular momenta of atomic levels. It is shown that two waves polarized transversally and longitudinally to a magnetic field appear in a medium owing to birefringence of a probing signal and the formulae for refractive indices of these waves are found exactly in the intensive light field. The appearing anizotropy is due not only purely to magneto-optic and light-induced polarized effects but also to the interference of magneto-light-induced anizotropy. The latter, in particular, allows to use birefringence for the determination of a local value of a space-inhomogeneous magnetic field.