

УДК 621.373

**НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ИЗМЕНЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ
ИЗЛУЧЕНИЯ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ
В РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЕ
ИЗ ХАОТИЧЕСКИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ МОЛЕКУЛ**

С. В. Кулагин, Н. Д. Миловский, А. В. Пылин

Рассмотрено взаимодействие мощного эллиптически поляризованного монохроматического излучения с резонансной средой, состоящей из идентичных двухуровневых систем с хаотически ориентированными в пространстве дипольными моментами. Получено аналитическое выражение для объемной плотности наведенного полем макроскопического дипольного момента среды. Исследовано распространение мощной монохроматической эллиптически поляризованной однородной плоской волны. Проведены оценки нелинейных эффектов и определены условия их обнаружения.

Резонансные среды, используемые как рабочие вещества в приборах квантовой электроники и в качестве объектов спектроскопических исследований, как правило, состоят из хаотически ориентированных (неподвижных или свободно вращающихся в пространстве) молекул [1-3]. Взаимодействующее с ними резонансное когерентное излучение в большинстве случаев оказывается эллиптически поляризованным* и имеет интенсивность, сравнимую или даже значительно превосходящую интенсивность поля насыщения. Для объяснения многих экспериментов, для разработок новых квантовых устройств и для целого ряда других приложений (например, в нелинейной поляризационной спектроскопии и адаптивной оптике) необходимо такое описание нелинейного взаимодействия излучения с веществом, которое учитывало бы распределение молекул среды по ориентациям, состояние поляризации поля и не имело бы ограничений на величину его интенсивности.

Как известно, помимо эффекта насыщения имеется несколько физических причин, из-за которых поляризованность резонансной среды $\langle \tilde{P} \rangle$ может оказаться нелинейной функцией напряженности электрического поля. В твердых телах, где активные частицы неподвижны, ими могут быть, например, вынужденное комбинационное рассеяние, двухфотонное поглощение или электрострикция. В жидкостях и газах, состоящих из свободно ориентирующихся молекул, помимо упомянутых важную роль играет изменение функции распределения частиц по ориентациям из-за действия светового поля (эффект Керра). В [3, 12] показано, что в области частот, где вещество прозрачно, вклады всех перечисленных выше пяти физических механизмов в нелинейную поляризованность вещества $\langle \tilde{P}_{NL} \rangle$ могут оказаться примерно одинаковыми по порядку величины и с хорошей степенью точности представлены в виде свертки $\hat{\chi} \tilde{\varepsilon} \tilde{\varepsilon}^* \tilde{\mathcal{E}}$ тензора четвертого ранга $\hat{\chi}$ и соответствующей триады комплексных амплитуд напряженности электрического поля. Вблизи резонанса, напротив, вклад эффекта насыщения превосходит все прочие и в практически интересных случаях не может быть аппроксимирован кубичной нелинейностью $\hat{\chi} \tilde{\varepsilon} \tilde{\varepsilon}^* \tilde{\mathcal{E}}$.

* Состояние поляризации поля может быть различным в разных точках сечения лазерного пучка и может меняться вдоль направления распространения [14].

Обширная литература посвящена различным нелинейным оптическим и, в частности, поляризационным явлениям. Так, хорошо известно, что из-за эффекта Керра в среде из свободно ориентирующихся несимметричных молекул (в области ее прозрачности) возникает светоиндцированная анизотропия оптических свойств вещества [3], которая обусловливает экспериментально наблюдающееся [5] вращение эллипса поляризации распространяющегося излучения. В [13–22] сообщалось об экспериментальных наблюдениях нелинейных поляризационных явлений в резонансных газах: в [13] было обнаружено вращение осей эллипса поляризации излучения лазера с широким спектром в парах рубидия; в [14–22] изучалось и использовалось для спектроскопических измерений в разных средах изменение поляризации слабой пробной волны, которая распространяется навстречу поляризованному (линейно или циркулярно) сильному полю, насыщающему поглощение в рабочем веществе*. Теоретически эти эффекты исследовались в [3, 15–18, 23–28] в приближении достаточно слабой интенсивности действующего поля, фак-

тически эквивалентном представлению $\langle \tilde{P}^{NL} \rangle$ в виде $\hat{x}\hat{E}\hat{E}^* \tilde{\mathcal{E}}$. Показано, что в резонансной газовой среде действующим полем наводится оптическая анизотропия, которая в области прозрачности вызывает вращение эллипса поляризации [23, 24], в полосе поглощения — изменение коэффициента эллиптичности [25] распространяющегося излучения, а также приводит к повороту плоскости поляризации слабой встречной волны [15–18, 26–28]. Вместе с тем из-за использованных ограничений на интенсивность действующего поля остался открытым вопрос о физической природе образующейся анизотропии и, в частности, о вкладе в это явление эффекта Керра.

Наиболее трудной частью теории, адекватной реальным физическим условиям, является расчет нелинейной поляризованности, образующейся в результате воздействия на хаотически ориентированные молекулы эллиптически поляризованного резонансного поля. Общие принципы расчета хорошо известны [1–3], однако некоторые конкретные результаты получены только в [1, 4, 6]. Так, в [1] оценено влияние хаотической ориентации молекул на величину нелинейного коэффициента усиления среды; в [4] с помощью квантово-механического подхода для двух частных случаев (линейно и циркулярно поляризованных полей) получены выражения для формы линии поглощения вещества; совпадающее с [4] выражение для коэффициента поглощения линейно поляризованной волны получено в [6] полуклассическим способом**.

В настоящей работе рассматривается распространение эллиптически поляризованной однородной плоской волны в резонансной среде из идентичных неподвижных хаотически ориентированных двухуровневых (T_1, T_2, ω_{21}) молекул. Исследуются нелинейные изменения усиления (поглощения) и поляризации распространяющегося излучения из-за оптической анизотропии, которая индуцируется в среде полем волны и обусловлена исключительно эффектом насыщения усиления (поглощения).

1. Нелинейная поляризованность среды. В классическом пределе при больших значениях полного углового момента молекулы J суммирование по его прекциям M_s трансформируется в усреднение по ориентациям матричных элементов дипольных моментов

$$\tilde{d}_{21} = \tilde{d} d_0 = \tilde{d} [z_0 \cos \theta + \sin \theta (x_0 \cos \phi + y_0 \sin \phi)]$$

отдельных двухуровневых систем [2]. Будем считать, что функция распределения молекул по ориентациям изотропна, $w(\theta, \phi) = (1/4\pi)$, и не

* В [29] впервые была измерена величина вращения плоскостей поляризации двух встречных линейно поляризованных волн в активной среде газового лазера.

** Необходимо отметить также работы [2, 5], в которых обсуждались достаточно общие законы сохранения некоторых физических величин в подобных средах.

зависит от поля*. Поле будем предполагать эллиптической поляризованным:

$$\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} \exp[i(\omega t - \theta)] = [x_0 \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}_x \exp(i\phi_x) + y_0 \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}_y \exp(i\phi_y)] \exp[i(\omega t - \theta)]. \quad (1)$$

В результате усреднения отклика на это поле отдельной молекулы

$$\tilde{\mathbf{p}} = (\alpha E_h) d_0 (d_0 \cdot \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}) / [1 + |(d_0 \cdot \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}})|^2] \quad (2)$$

получится достаточно компактное выражение для поляризованности среды $\langle \tilde{\mathbf{P}} \rangle$ в виде комбинации эллиптических интегралов первого $F(\phi, k)$ и второго $E(\phi, k)$ рода:

$$\begin{aligned} \frac{\langle \tilde{\mathbf{P}} \rangle}{\tilde{\alpha} E_h N} &= \frac{\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}^*}{\tilde{r}^*} + E(\phi, k) \left[\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} - \frac{\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}^*}{\tilde{r}^*} I \right] \frac{\sqrt{2+I-R}}{(I-R)\sqrt{I+R}} + \\ &+ \left[-\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} + \frac{\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}^* R}{\tilde{r}^*} \right] \frac{2F(\phi, k)}{(I-R)\sqrt{(I+R)(2+I-R)}}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $I = (\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}^*) = \tilde{\varepsilon}_x^2 + \tilde{\varepsilon}_y^2$ — интенсивность поля, нормированная на интенсивность насыщения $E_h^2 = \hbar^2(1+\delta^2)/T_2 T_1 |\tilde{d}|^2$; $R = |\tilde{r}| = |\tilde{(\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}})}|$ — квадрат фокального расстояния эллипса поляризации поля; $\phi = \arctg \sqrt{I+R}/2$; $k = [(I-R)(2+I+R)/(I+R)(2+I-R)]^{1/2}$ — аргумент и модуль эллиптических интегралов; N — концентрация; $\tilde{\alpha} = i(\rho_{22}^0 - \rho_{11}^0) T_2 |\tilde{d}|^2/\hbar (1+i\delta)$ — линейная поляризуемость молекулы, $\delta = T_2(\omega - \omega_{21})$ — безразмерная отстройка частоты поля от частоты ω_{21} перехода; $(\rho_{22}^0 - \rho_{11}^0)$ — стационарное значение разности населенностей в отсутствие поля.

Величина $|R$ определяется состоянием поляризации поля и принимает значения от $R=I$ при линейной поляризации до $R=0$ — при круговой. В свою очередь, от величины R зависит состояние поляризации вектора $\langle \tilde{\mathbf{P}} \rangle$. В случае линейно поляризованного поля $\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}_l = \mathbf{x}_0 \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}$, когда (3) трансформируется в

$$\langle \tilde{\mathbf{P}} \rangle_l / \tilde{\alpha} E_h N = \{[1 - (\arctg \sqrt{I})/\sqrt{I}] (1/I)\} \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}_l, \quad (4)$$

и в случае циркулярно поляризованного поля $\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}_c = (\mathbf{x}_0 \mp i\mathbf{y}_0) (\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} / \sqrt{2})$, когда (3) переходит в

$$\begin{aligned} \langle \tilde{\mathbf{P}} \rangle_c / \tilde{\alpha} E_h N &= \{1 - [1/\sqrt{I(2+I)}] \ln [1+I+\sqrt{I(2+I)}]\} \times \\ &\times (1/I) \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}_c, \end{aligned} \quad (5)$$

вектор $\langle \mathbf{P} \rangle$ коллинеарен вектору поля $\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}$. В общем случае при $0 < R < I$ у вектора $\langle \tilde{\mathbf{P}} \rangle$ помимо компоненты, коллинеарной полю $\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}$, имеется ортогональная составляющая по направлению вектора

* Такая модель достаточно хорошо описывает состояние вещества типа аморфного тела или твердого расплава («замороженного» газа). В некотором приближении она может быть моделью состояния жидкой конденсированной среды (например, раствора красителя) и даже состояния реального плотного газа, в котором частота соударений больше доплеровского уширения.

$[z_0 \times \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}] = -x_0 \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}_y + y_0 \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}_x$. Это означает, что в среде появляется анизотропия, индуцированная полем. В отличие от светоиндуцированной анизотропии в нелинейной прозрачной среде [3], которая обусловлена изменением под действием сильного светового поля функции распределения молекул газа по ориентациям, рассматриваемая анизотропия возникает в нелинейной среде с изотропной функцией распределения молекул по ориентациям. Эта анизотропия является следствием нелинейного эффекта насыщения усиления (или поглощения) в резонансной среде. Другое ее важное отличие состоит в том, что поляризованность $\langle \tilde{\boldsymbol{P}} \rangle$ в общем случае не может быть представлена в виде свертки тензора четвертого ранга и $(\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}^* \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}})$, как это имеет место в прозрачной среде с кубичной нелинейностью [3]. Такое представление

$$\langle \tilde{\boldsymbol{P}} \rangle / \alpha E_h N \cong (1/3) \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} - (1/15) [2\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} (\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}^*) + \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}^* (\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}})] \quad (6)$$

справедливо лишь в области достаточно слабых полей $|\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}|^3 \equiv |E|^3 \times \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}^2 \ll 1$. При этом между компонентами эффективного тензора нелинейной поляризуемости рассматриваемой усиливающей (поглощающей) среды будут иметь место точно такие же соотношения, какие были обнаружены в работе [5] для прозрачной среды с кубичной нелинейностью (когда ω достаточно далека от всех резонансов). Однако наличие комплексного коэффициента α не позволяет использовать результаты работ [3, 5] для изучения поляризационных эффектов в резонансных средах даже в условиях достаточно слабого действующего поля.

2. Нелинейная трансформация поляризации волн. Из-за наличия индуцированной анизотропии у эллиптически поляризованной волны должны меняться вдоль трассы параметры эллипса поляризации поля $\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}$. Оценим величину этих изменений, рассмотрев распространение в z -направлении монохроматической эллиптически поляризованной однородной плоской ($\theta = 2\pi z/\lambda$) волны с медленно меняющейся на длине λ амплитудой $\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}(z)$. Изменение этой амплитуды описывает комплексное векторное уравнение

$$(d \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} / dz) = -i(4\pi^2/\lambda) \langle \tilde{\boldsymbol{P}} \rangle / \epsilon E_h, \quad (7)$$

которое в общем случае эквивалентно трем скалярным. Два из них для I и R образуют систему

$$\begin{aligned} (dI/dz) &= 3g \{ 1 - [2F(\phi, k) / \sqrt{(I+R)(2+I-R)}] \}, \\ (dR/dz) &= 3g \{ (I/R) + [2F(\phi, k) / \sqrt{(I+R)(2+I-R)}] - \\ &- E(\phi, k) [\sqrt{(I+R)(2+I-R)}/R] \}, \end{aligned} \quad (8)$$

которая описывает изменение энергетических характеристик поля (параметр $g = (4\pi N/3)(2\pi/\lambda)(\rho_{22}^0 - \rho_{11}^0)T_2 |d\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}|^2 / \epsilon \hbar (1+\delta^2)$ при $(\rho_{22}^0 - \rho_{11}^0) > 0$ является линейным локальным инкрементом усиления по интенсивности)*. Решения уравнений (8) позволяют оценить величину двух эффектов, через посредство которых проявляется индуцированная анизотропия резонансной среды. Во-первых, это — зависимость коэф-

* В частных случаях (4) и (5) система (8) вырождается в одно уравнение для изменяющейся интенсивности поля, правая часть которого имеет смысл локально выделяющейся в среде (поглощающейся при $g < 0$) мощности. Правые части этих уравнений в соответствующих случаях совпадают с выражениями для поглощаемой мощности (3.9) и (3.10) работы [4], а также с выражением (11.17 а) работы [6] для коэффициента поглощения линейно поляризованного поля источающейся накачки лазера на красителе.

фициента усиления среды от поляризации падающего на границу излучения, а во-вторых, — изменение состояния поляризации на толщине слоя.

Уравнения (8) решались численно, соответствующие результаты приведены на рис. 1—3. Параметрами решения служили интенсивность $I(0) = I_0$ и отношение осей эллипса поляризации $s_0 = \sqrt{(I_0 - R_0) / (I_0 + R_0)}$ на входе слоя при $z=0$.

На рис. 1 изображены зависимости коэффициента усиления слоя среды $G = I(L)/I_0 = I_L/I_0$ от интенсивности волны I_0 на входе слоя. Для сравнения пунктирными линиями показаны соответствующие зависимости для линейно поляризованной волны, распространяющейся в среде («кристалле»), которая состоит из ориентированных по полю молекул ($\vec{d}_{21} \uparrow\downarrow \vec{x}_0$). Из сопоставления сплошных кривых видно, что G растет при увеличении s_0 и, в частности, коэффициент усиления G_c циркулярно поляризованной волны всегда больше коэффициента усиления G_l волны линейно поляризованной. Их отношение представлено на рис. 2.

Для объяснения физической природы этого эффекта найдем полное число двухуровневых систем (в единице объема «газа»), орты дипольных моментов которых (в течение периода высокочастотного колебания) об-

разуют с полем волны $\boldsymbol{\varepsilon}$ угол, не больший γ . Для линейно поляризованной волны это число равно $2N \sin^2(\gamma/2)$, а для циркулярно поляризованной — $N \sin \gamma$. При малых γ , когда взаимодействие с полем наиболее эффективно, $N \sin \gamma > 2N \sin^2(\gamma/2)$, поэтому средняя энергия взаимодействия поляризованной по кругу волны с молекулами «газа» оказывается больше, и она усиливается лучше, чем линейно поляризованная волна той же мощности*.

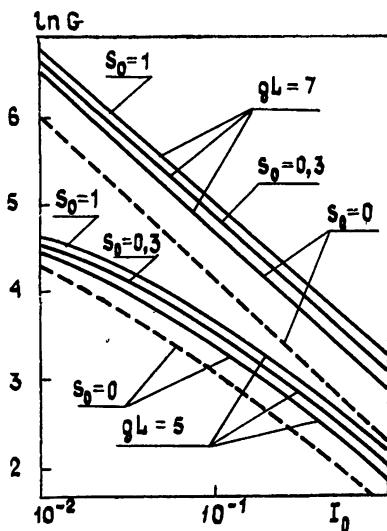


Рис. 1.

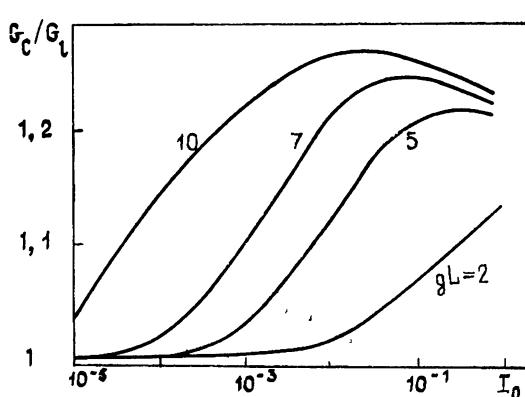


Рис. 2.

Существенная разница между коэффициентами усиления (до 60—80%) в «газе» и «кристалле» волны с достаточно большой интен-

* В поглощающей среде, наоборот, циркулярно поляризованное поле будет более эффективно ослабляться по сравнению с линейно поляризованным. По рис 1 и рис. 2 можно оценить, что при одинаковой входной интенсивности $I_0 = 10$ и при $gL = -7,0$ выходная интенсивность I_L поляризованной по кругу волны будет примерно на 20—25% меньше интенсивности I_L волны линейно поляризованной. Эта оценка позволяет надеяться на возможность экспериментального обнаружения эффекта.

сивностью ($I \sim 1$), отчетливо видимая из сопоставления соответствующих сплошных и пунктирных кривых на рис. 1, объясняется разницей в концентрациях активных молекул в этих средах. При одинаковом линейном инкременте усиления концентрация в «газе» должна быть в три раза большей, чем в «кристалле», ибо в среднем только третья часть дипольного момента каждой молекулы «газа» ориентирована по полю. Поскольку с ростом интенсивности поля будет расти вероятность когерентного излучения каждой молекулы, то при предельно больших I число когерентно излучающих частиц в «газе» будет почти в три раза большим.

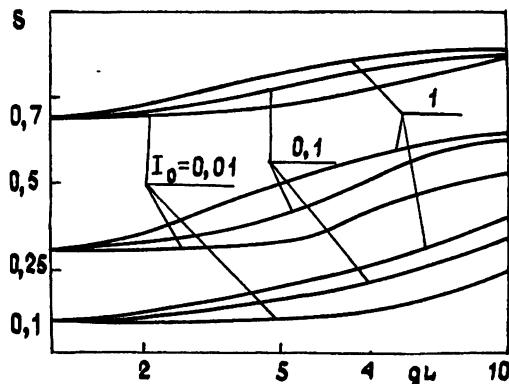


Рис. 3.

Рис. 3 поясняет изменения в состоянии поляризации поля, которые могут происходить при распространении волны в резонансной среде. В усиливающей среде отношение осей эллипса поляризации s растет в направлении распространения*, и поэтому устойчивой формой поляризации оказывается круговая поляризация. Любая другая поляризация поля меняется в направлении к циркулярной. Исключение составляет линейная поляризация, которая, однако, неустойчива по отношению к любым малым возмущениям. В поглощающей среде, наоборот, эллиптически поляризованное поле по пути распространения трансформируется в линейно поляризованное (s уменьшается), поэтому устойчивой формой поляризации будет линейная**. Оценки показывают, что (ds/dz) оказывается наибольшим при $I \approx 0,5 \div 2,0$ и при $s \approx 0,25 \div 0,75$ и что в активной среде на трассах с $gL \approx 7,0 \div 10,0$ при входной интенсивности $I_0 = 1$ величина s может увеличиться на $0,10 \div 0,35$.

Если частота излучения не совпадает с частотой резонанса ($\delta \neq 0$) и линейная поляризуемость α каждой молекулы имеет реальную часть, то при распространении волны вместе с энергетическими характеристиками I , \mathcal{R} будут изменяться фазовые соотношения между ортогональными компонентами поля, в результате чего будет происходить вращение осей симметрии эллипса поляризации. Отметим, что в прозрачной среде, где эллипс поляризации не деформируется, явление самовращения исследовалось теоретически и экспериментально как для наиболее простого случая кубической нелинейности [5], так и для случая произвольной зависимости нелинейной поляризованности от интенсивности поля [7, 8].

Для описания этого явления в резонансной среде эллиптически поляризованное поле целесообразно представить в виде суперпозиции двух вращающихся в разные стороны циркулярно поляризованных компонент

* Это утверждение можно доказать строго аналитически, получив уравнение для s и убедившись, что $(ds/dg\zeta) > 0$.

** Для сравнения напомним, что в прозрачной анизотропной кубической среде согласно [3] устойчивыми формами поляризации могут быть линейная и круговая.

$$\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} = A \exp(i\Phi_A) [(x_0 - iy_0)/\sqrt{2}] + B \exp(i\Phi_B) [(x_0 + iy_0)/\sqrt{2}], \quad (9)$$

каждая из которых является волной с устойчивым состоянием поляризации, и потому может считаться нормальной модой для пространства, заполненного нелинейным веществом с индуцируемой анизотропией.

Подставляя (9) в (7) и переходя в выражении для $\langle \tilde{\mathbf{P}} \rangle$ к новым переменным $A^2 + B^2 = I$, $R = 2AB$, $\tilde{r} = 2AB \exp[i(\Phi_A + \Phi_B)]$, можно получить уравнение

$$(d\Phi/dz) = -\delta \{d[\ln(A/B)]/dz\} \quad (10)$$

для разности фаз $\Phi = \Phi_A - \Phi_B$, а также систему из двух уравнений для интенсивностей A^2 и B^2 , которая полностью эквивалентна (8). Эта система из двух симметричных (преобразующихся друг в друга при замене $A \leftrightarrow B$) уравнений описывает конкурентное взаимодействие в нелинейной среде двух нормальных волн (мод), которые имеют общую среднюю энергию I и взаимную энергию $R = 2AB$. По физическому смыслу эти уравнения аналогичны хорошо известным уравнениям для интенсивностей двух одномерных волн в нелинейной среде [2]. Их правые части f_A , f_B при $g > 0$ всегда положительны, причем $f_A > f_B$, если $A^2 > B^2$. Это значит, что в активной среде более мощная волна имеет больший коэффициент усиления (рис. 4), а в пассивной, наоборот, она сильнее ослабляется*.

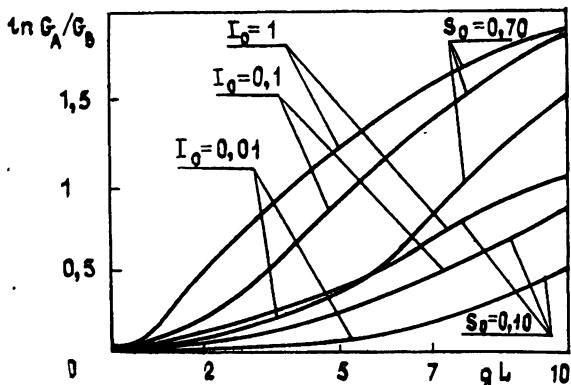


Рис. 4.

Из уравнения (10) следует, что на толщине слоя в общем случае разность фаз Φ изменится на $\Delta\Phi$, и поэтому оси эллипса поляризации повернутся на угол

$$\begin{aligned} \beta = (\Delta\Phi/2) &= -(\delta/4) \ln [A^2(L)B^2(0)/A^2(0)B^2(L)] \equiv \\ &\equiv -(\delta/4) \ln (G_A/G_B). \end{aligned} \quad (11)$$

Величина угла поворота с точностью до постоянного сомножителя ($-\delta/4$) представлена для некоторых значений I_0 , S_0 на рис. 4 в виде функции от gL . Направление поворота определяется знаком расстройки δ .

Нелинейным изменениям эллиптической поляризации можно дать некоторую количественную характеристику с помощью величины $\chi = |(\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}(0) \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}^*(L))|^2/I_0 I_L$, которая показывает, какая доля первоначальной структуры сохраняется в поле выходного излучения. В активной среде с $gL = 5,0 \div 10,0$ при $I_0 \approx 0,10 \div 1,0$, $S_0 = 0,10$ и $|\delta| =$

* Аналогичный эффект подавления усиления волны из-за конкурентного влияния более сильной встречной волны в активной среде с однородно уширенной линией люминесценции отмечался в работах [9, 10].

$=0,10 \div 1,0$ поляризация волны изменится достаточно заметно: оси поляризации могут повернуться на угол порядка 15° , отношение осей может возрасти до 0,35 и χ может уменьшиться до 0,90. В достаточно плотной поглощающей среде с $gL = -10,0$ входное излучение с $I_0 = 10,0$, $s_0 = 0,10$ и $|\delta| = 10,0$ трансформируется еще сильнее: $\beta = 40^\circ$, $s(L) = 0,03$, $I_L = 0,06$ и $\chi = 0,60$.

Приведенные расчеты показывают, что нелинейные эффекты изменения поляризации излучения, распространяющегося в резонансной среде из хаотически ориентированных молекул, при определенных условиях могут оказаться весьма существенными. Их несомненно следует принимать во внимание при оценках предельных возможностей мощных усилителей и, в частности, систем, в которых используется обращение волнового фронта. Изменение эллипса поляризации может быть использовано для определения параметров резонансной среды.

Авторы выражают признательность Е. И. Якубовичу и В. И. Таланову за полезную дискуссию.

ЛИТЕРАТУРА

- Пантел Р., Путхоф Г. Основы квантовой электроники / Пер. с англ. — М.: Мир, 1972, гл. 2, § 3; гл. 3, § 4; приложение 6.
- Бутылкин В. С., Каплан А. Е., Хронопуло Ю. Г., Якубович Е. И. Резонансное взаимодействие света с веществом. — М.: Наука, 1977, гл. 4, § 3, 4; гл. 5, § 1, 2.
- Апанасевич П. А. Основы теории взаимодействия света с веществом. — Минск: Наука и техника, 1977, ч. II, гл. 1, § 1, 3.
- Алексеев В. А., Малюгин А. В. — ЖЭТФ, 1978, 74, с. 911.
- Maker P. D., Terhune R. W., Savage C. M. — Phys. Rev. Lett., 1964, 12, p. 507.
- Reyzer K. C., Casperson L. W. — J. Appl. Phys., 1980, 51, p. 6075.
- Поляков А. И., Уразбаев Т. Т. — Опт. и спектр., 1984, 57, с. 731.
- McWane P., Sealer D. — Appl. Phys. Lett., 1966, 8, p. 278.
- Миловский Н. Д., Попова Л. Л. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 5, с. 565.
- Бетин А. А., Дятлов А. И., Кулагина С. Н., Кулагин С. В., Миловский Н. Д., Шерстобитов В. Е. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 5, с. 557.
- Голяев Ю. Д., Евтухов К. Н., Капцов Л. Н., Смышляев С. П. — Квантовая электроника, 1981, 8, № 11, с. 2321.
- Апанасевич П. А., Банковский А. С. — Труды 2-го Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике. — Новосибирск: Наука, 1968, с. 312.
- Бонч-Бруевич А. М., Ходовой В. А., Хромов В. В. Тезисы докладов VI Всесоюзной конференции по нелинейной оптике — Минск, 1972, с. 87.
- Папазян Т. А., Карменян А. В. Тезисы докладов, представленных на VII Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. — М.: Гос. ун-т, 1974, с. 79.
- Wiemer C., Hänsch T. W. — Phys. Rev. Lett., 1976, 30, № 20, p. 1170.
- M. Sargent III — Phys. Rev., 1976, A 14, № 2, p. 524.
- Hänsch T. W. — Phys. today, 1977, 30 № 5, p. 34.
- Штерт Ф., Фишер Р., Майзель Э., Ритце Г.-Г. — Квантовая электроника, 1977, 4, № 12, с. 2620.
- Schawlow A. L. — Science, 1978, 202, № 4364, p. 141.
- Арутюнян В. М., Карменян А. В. Тезисы докладов IX Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике, посвященной памяти академика Р. В. Хохлова. — М., 1978, Ч 2, с. 43.
- Арутюнян В. М., Арутюнян И. Г., Ишханян С. П., Папазян Т. А., Саркисян С. М. Тезисы докладов IX Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике, посвященной памяти академика Р. В. Хохлова. — М., 1978, Ч. 2, с. 44.
- Геликонов В. М., Зайцев Ю. И., Леонов В. И. Тезисы докладов X Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. — М., 1980, Ч. 1, с. 294.
- Арутюнян В. М., Конецян Э. Г., Чалтыкин В. О. — ЖЭТФ, 1972, 62, № 3, с. 908.
- Арутюнян В. М., Конецян Э. Г., Чалтыкин В. О. Тезисы докладов VI Всесоюзной конференции по нелинейной и когерентной оптике. — Минск, 1972, с. 91.
- Апанасевич П. А., Дубовец В. Г. Тезисы докладов VI Всесоюзной конференции по нелинейной оптике. — Минск, 1972, с. 91.
- Арутюнян В. М., Мурадян А. Ж. Тезисы докладов IX Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике, посвященной памяти академика Р. В. Хохлова. — М., 1978, Ч. 2, с. 41.

27. Арутюнян В. М., Адонц Г. Г. Тезисы докладов IX Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике, посвященной памяти академика Р. В. Хохлова. — М., 1978, Ч. 2, с. 42.
28. Адонц Г. Г., Конецян Э. Г. Тезисы докладов IX Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике, посвященной памяти академика Р. В. Хохлова. — М., 1978, Ч. 2, с. 49.
29. Берштейн И. Л., Рогачев В. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1970, 13, № 1, с. 33.

Горьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
29 декабря 1985 г.

NONLINEAR EFFECTS OF RADIATION POLARIZATION CHANGING IN RESONANT MEDIUM FROM RANDOMLY ORIENTED MOLECULES

S. V. Kulagin, N. D. Milovskij, A. V. Pylin

The interaction of powerful elliptically polarized monochromatic radiation with a resonant medium consisting of identical two-level systems with dipole moments randomly oriented in space is discussed. The analytical expression for the volume density of a field-induced macroscopic dipole moment of the medium is obtained. The propagation of a powerful monochromatic elliptically homogeneous plane wave is investigated. The relation of the main axis of field-polarization ellipse is found to change as the wave is propagating: it increases in the amplifying medium and decreases in the absorbing medium. When the field frequency does not coincide with the frequency of transition-line centres, the main axis of polarization ellipse turns in space. Estimations of nonlinear effects have been made and the conditions for their detection have been determined.

Аннотации депонированных статей

УДК 537.874.6

ОСЛАБЛЕНИЕ ВОЛН, СКОЛЬЗЯЩИХ ВДОЛЬ ПЛОСКОГО ЭКРАНА

Ю. Л. Ломухин

Исследуется явление интерференционного ослабления поля, скользящего вдоль продольной прямоугольной пластинки. Исследование проведено на основе приближенной теории, построенной исходя из интегральной формулы Грина, учитывающей наличие острых краев, путем введения в нее обобщенной (продолженной с помощью обобщенной функции на область края) нормали. Полученное конечное выражение содержит в явном виде первичные краевые волны; волны, возникшие в результате многократной дифракции на кромках; поля, переизлученные угловыми участками пластинки; волны, огибающие пластинку, — «ползущие волны». При определенных размерах проводящего экрана наступает их взаимная компенсация, в результате наблюдается существенное ослабление поля с электрическим вектором, параллельным поверхности.

Теоретические результаты удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, приведенными в работе.

*Статья депонирована в ВИНТИ,
рег. № 743-В 88. Деп. от 27 января 1988 г.*