

сталла и/или напряженности магнитного поля происходят как поворот, так и биеция величины поперечной компоненты вектора поляризации дифрагировавшего пучка нейтронов. Поворот вектора поляризации характеризуется пространственной частотой $k_0 \frac{1+\beta}{2\gamma_0} g_m(0)$, отличной от ларморовской частоты прецессии $k_0 \frac{1}{\gamma_0} g_m(0)$. Биеция величины вектора поляризации в данном случае носят многочастотный характер, описываемый выражением (3). Для оценки периода этих осцилляций при заданной толщине кристалла найдем напряженность магнитного поля, когда модуль вектора поляризации проходит через первый минимум. Это происходит при достижении равенства $D \frac{g(\tau)V\beta}{2} (V \sqrt{1+(y+y'_+)^2} - \sqrt{1+(y+y'_-)^2})|_{\alpha=0} = \pi/2$. После разложения подкоренного выражения получаем следующее соотношение:

$$D \frac{(1-\beta)^2}{4g(\tau)V\beta} g(0) g_m(0) = \pi/2. \quad (4)$$

В случае дифракции нейтронов с длиной волны $\lambda_0=0,1$ нм на кристалле кремния в геометрии Лауэ (220) с фактором асимметрии $\beta=2$ при толщине кристалла $l=1$ см для выполнения условия (4) напряженность магнитного поля должна составлять 16 кА/м. Таким образом, многочастотную прецессию спина нейтронов можно наблюдать по появлению биеций величины вектора поляризации дифракционно отраженного пучка нейтронов в асимметричном случае Лауэ при толщине кристалла порядка 1 см и напряженности магнитного поля в несколько сотен эрстед. При наблюдении эффекта от всего дифракционного пика отпадают жесткие требования, предъявляемые к монохроматичности и угловой расходимости падающего пучка. Это позволяет проводить подобного рода эксперимент на пучке нейтронов с относительно низкой монохроматичностью, получаемом при использовании обычного мозаичного кристалла-монокроматора [6].

Список литературы

1. Барышевский В. Г. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. Вып. 1. С. 78.
2. Boryshevskii V. G., Cherepitsa S. V. // Phys. Lett. 1982. V. A90. N. 5. P. 267.
3. Барышевский В. Г. Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях. Минск, 1983.
4. Барышевский В. Г. // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. Вып. 5(11). С. 1587.
5. Batterman B., Cole H. // Rev. Mod. Phys. 1964. V. 36. N. 3. P. 681.
6. Александров Ю. А., Шарапов Э. И., Чер. Л. Дифракционные методы в нейтронной физике. М., 1981.
7. Forte M. // Nuovo Cimento. 1973. V. A18. N. 3. P. 727.
8. Abrahams A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. P. 776.
9. Forte M. et al. // Ibid. 1980. V. 45. N. 26. P. 2088.

Поступила в редакцию 06.10.86.

УДК 778.39.535.36

А. И. УРБАНОВИЧ

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ЭНЕРГООБМЕН СВЕТОВЫХ ВОЛН В СРЕДАХ С ИНЕРЦИОННОЙ ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

При нестационарном взаимодействии двух световых волн одинаковой частоты и разных интенсивностей в нелинейной среде возможен их энергообмен, т. е. передача энергии от сильной волны к слабой [1]. Возникновение этого эффекта, эффекта нестационарного энергообмена (НЭ), связано с появлением зависящего от времени фазового сдвига между ин-

терференционным полем волн и индуцируемой им дифракционной решеткой показателя преломления и (или) коэффициента поглощения. В стационарных условиях этот сдвиг отсутствует, и усиление слабого на частоте мощного излучения не происходит. Эффект НЭ, обусловленный различными нелинейными механизмами, рассмотрен в ряде работ [2—7] как при попутном, так и при встречном распространении волн.

В предлагаемой статье эффект НЭ рассмотрен при попутном распространении световых волн в среде с тепловой нелинейностью с учетом ее инерционных свойств. Такой средой может быть газ, состоящий из не поглощающих молекул и добавки из молекул, поглощающих оптическое излучение. Будем считать, что поляризованность среды P зависит только от изменения температуры T , т. е. $P = (\partial \epsilon / \partial T)_p \cdot T \cdot E / 4\pi$, где $(\partial \epsilon / \partial T)_p$ — термооптический коэффициент, учитывающий изменение диэлектрической проницаемости среды ϵ с температурой при постоянном давлении p . Тогда систему уравнений, описывающую взаимодействие поля излучения с такой средой, можно записать в виде [8]:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{nc\rho E^2}{4\pi} + D\Delta u - \frac{u}{\tau}, \quad \frac{\partial T}{\partial t} = a\Delta T - bT - \frac{u}{\tau Q}, \quad (1)-(2)$$

где u — плотность поглощенной энергии; n — показатель преломления; c — скорость света в вакууме; $\rho/2$ — амплитудный коэффициент поглощения; D — коэффициент диффузии возбужденных в результате поглощения оптического излучения молекул; τ — время установления процесса термализации — превращения поглощенной энергии в теплоту; a — коэффициент температуропроводности; Q — теплоемкость единицы объема; b — коэффициент теплообмена с окружающей средой; Δ — оператор Лапласа.

Первое слагаемое в правой части (1) описывает поглощение электромагнитной энергии активными молекулами, второе — диффузию этих молекул, третье — передачу энергии оптически возбужденных молекул через столкновения непоглощающим молекулам среды.

Рассмотрим распространение двух световых волн $E_j \exp(-i\omega_j t + i\vec{k}_j \vec{r})$ с частотами ω_j и волновыми векторами $\vec{k}_j$, пересекающихся в среде под углами $\pm \theta$ к оси z . Система уравнений, описывающая взаимодействие этих волн, с учетом (1) — (2) может быть представлена в виде

$$\frac{\partial E_1}{\partial z} + \frac{1}{V} \cdot \frac{\partial E_1}{\partial t} + \frac{\rho}{2} E_1 = i \frac{\omega_1 \rho}{4\pi \tau Q} \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right)_p \left\{ E_2 \int_0^t (|E_1|^2 + |E_2|^2) \cdot f(t-t'; 0; 0) dt' + E_2 \int_0^t E_1 E_2^* \cdot f^*(t-t'; q; \Omega) dt' \right\}; \quad (3a)$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial z} + \frac{1}{V} \cdot \frac{\partial E_2}{\partial t} + \frac{\rho}{2} E_2 = i \frac{\omega_2 \rho}{4\pi \tau Q} \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right)_p \left\{ E_1 \int_0^t (|E_1|^2 + |E_2|^2) \cdot f(t-t'; 0; 0) dt' + E_1 \int_0^t E_1^* E_2 \cdot f(t-t'; q; \Omega) dt' \right\}, \quad (3b)$$

где $f(t-t'; q; \Omega) = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} [e^{\lambda_2(t-t')} - e^{\lambda_1(t-t')}]$, $q = |\vec{k}_2 - \vec{k}_1|$, $\lambda_1 = -\gamma - i\Omega$; $\lambda_2 = -\Gamma - i\Omega$; $\Omega = \omega_2 - \omega_1$; $\Gamma = b + aq^2$ и $\gamma = 1/\tau + Dq^2$ — константы релаксации светоиндуцированных решеток, обусловленные процессами температуропроводности и термализации соответственно; $V = c/n$. Граничные условия зададим в виде: $E_j(z=0, t) = E_{j0}(t)$, $j=1, 2$.

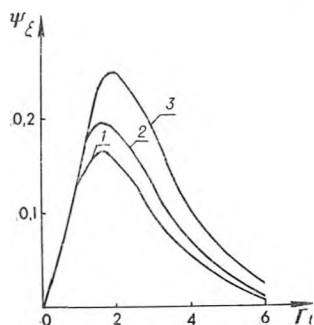
Систему (3) будем решать для тонких сред методом последовательных приближений при следующих предположениях: $|E_1| \gg |E_2|$, $\Omega = 0$; $z \ll c/n|\lambda_j|$, что позволит отбросить в (3) временные производные [6]; $E_{j0}(t)$ — прямоугольные импульсы. Пренебрегая также поглощением сильной волны и ограничиваясь членами, квадратичными по z для функ-

ции пропускания $\Pi(z, t) = |E_2(z, t)/E_{20}(t)|^2$ слабого излучения, из (3) можно найти:

$$\Pi(z, t) \approx 1 - \rho z + \left(\frac{\alpha_T |E_{10}|^2}{\gamma \tau} \rho z \right)^2 \Psi_\xi(t) + \dots, \quad (4)$$

где $\xi = \Gamma/\gamma$, ($\xi < 1$); $\alpha_T = \omega(\partial\epsilon/\partial T)_\rho/4\pi Q\Gamma$;

$$\Psi_\xi(t) = \frac{1}{(1-\xi)^3} \left\{ \xi(2-\xi+\xi^2)e^{-\Gamma t \left(\frac{1}{\xi}-1\right)} - (2\xi^2-\xi+1) + \right. \\ \left. + (1-\xi)(1-\xi e^{-\Gamma t \left(\frac{1}{\xi}-1\right)})^2 e^{-\Gamma t} + \Gamma t(1-\xi)(1+\xi e^{-\Gamma t \left(\frac{1}{\xi}-1\right)}) \right\} e^{-\Gamma t}. \quad (5)$$



Зависимость функции Ψ_ξ от времени при различных значениях ξ : $\xi=0$ (1); 0,1 (2); 0,3 (3)

Слагаемое в (4), линейное по z , описывает поглощение слабой волны, а квадратичное — эффект НЭ, т. е. усиление слабого излучения за счет передачи энергии от мощной волны. Как можно легко убедиться, в установившемся режиме при $t \gg \gamma^{-1}$, Γ^{-1} , функция $\Psi_\xi(t)$ равна нулю, т. е. перекачка энергии от сильной волны к слабой отсутствует. Найдем пороговое поле $|E_{10}|_{\text{пор}}^2$, при котором эффект НЭ преобладает над поглощением. Функция пропускания $\Pi(z, t)$ будет больше единицы, если $|E_{10}|^2 > |E_{10}|_{\text{пор}}^2 = \frac{\gamma \tau}{\alpha_T (\rho z \Psi_\xi^{\text{max}})^{1/2}}$, где Ψ_ξ^{max} — мак-

симальное значение функции $\Psi_\xi(t)$ при фиксированном значении ξ . Без учета инерционных свойств среды, т. е. при отсутствии диффузии поглощающих молекул ($D=0$) и мгновенном превращении поглощенной энергии в теплоту ($\tau=0$), величина $\xi=0$ и функция $\Psi_\xi(t)$, определяемая (5), принимает вид [1]:

$$\Psi_0(t) = (-1 + e^{-\Gamma t} + \Gamma t) e^{-\Gamma t}. \quad (6)$$

На рисунке приведены зависимости функции Ψ_ξ от времени t для различных значений ξ . Из графиков видно, что с увеличением ξ максимальные значения функции Ψ_ξ^{max} возрастают.

Таким образом, хотя характеры временных зависимостей (5) и (6) совпадают, при значениях $\xi \neq 0$ следует ожидать количественных отличий в эффективности НЭ по сравнению со случаем $\xi=0$.

Список литературы

1. Rother // Zs. f. Naturforschung. 1970. В. 25a. S. 1120.
2. Rangnekar S. S., Enns R. H. // Can. Journ. Phys. 1971. V. 49. P. 2307.
3. Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В., Соскин М. С. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. № 4. С. 420.
4. Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В. Там же. 1978. Т. 5. № 4. С. 857.
5. Апанасевич П. А., Афанасьев А. А., Жвавый С. П. // Тез. докл. IX Всесоюз. конференц. по КиНО. М., 1978. С. 200.
6. Апанасевич П. А., Афанасьев А. А., Урбанович А. И. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. № 4. С. 827.
7. Абрашин В. И., Апанасевич П. А., Афанасьев А. А., Дриц В. В., Урбанович А. И. // ЖПС. 1985. Т. 42. № 6. С. 1006.
8. Gray M. A., Herman R. M. // Phys. Rev. 1969. V. 181. P. 374.

Поступила в редакцию 06.10.86.