

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.373

**ЭНЕРГООБМЕН КОГЕРЕНТНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ
В АЗОСОДЕРЖАЮЩЕМ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОМ ПОЛИМЕРЕ****М. С. Андреева, В. И. Шмальгаузен**

(кафедра общей физики и волновых процессов)

E-mail: andreeva_maria@mail.ru

В настоящей работе представлен вывод уравнений для светоиндуцированного изменения показателя преломления в азосодержащем полимере из балансных уравнений для концентраций *транс*- и *цис*-изомеров азокрасителя. Полученные уравнения позволяют объяснить двухэкспоненциальный характер релаксационных характеристик показателя преломления. Получены частотные зависимости добавки к показателю преломления для случая гармонической модуляции интенсивности. В области частот выше резонанса уравнения для двухволнового взаимодействия когерентных световых пучков в пленке полимера совпадают с выведенными ранее на основании феноменологической модели.

Введение

На сегодняшний день фоточувствительные реверсивные полимерные материалы представляют большой интерес для исследования в связи с их высокой чувствительностью, стойкостью к повторяющимся световым воздействиям, а также возможностью управления их динамическими характеристиками при помощи внешних воздействий [1–3]. Гребнеобразные сополимеры акрилового ряда с цианобифенильными фрагментами (азо фрагментами) в боковых группах являются одним из примеров таких соединений [4]. Высокие значения нелинейно-оптических восприимчивостей этих полимеров позволяют осуществлять нелинейные преобразования световых пучков с достаточно малыми интенсивностями ($I < 1$ Вт/см²).

Изменение показателя преломления в полимерном образце связано с обратимой *транс*-*цис*-изомеризацией молекул азокрасителя. Под действием света молекулы красителя из более стабильного *транс*-состояния переходят в *цис*-форму. Для описания нелинейных явлений в азосодержащем полимере обычно используется феноменологическое уравнение для светоиндуцированной добавки к показателю преломления Δn [5, 6]:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} - D_x \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} - (\Delta n_S - \Delta n) a_1 I + \Delta n \left(\frac{1}{T_r} + a_2 I \right) = 0, \quad (1)$$

где Δn_S — феноменологически введенное насыщение, a_1, a_2 — скоростные постоянные, I — интенсивность воздействующего света, T_r — время тепловой релаксации, D_x — феноменологически введенный коэффициент диффузии, описывающий конечное пространственное разрешение среды.

Уравнения типа (1) описывают релаксационные процессы в среде с одной постоянной времени и

недостаточно хорошо описывают некоторые типичные режимы изменения показателя преломления, в частности режимы релаксации, которые, как следует из эксперимента, носят двухэкспоненциальный характер с различными постоянными времени [6].

Численные методы решения балансных уравнений для концентраций *транс*- и *цис*-изомеров азокрасителя позволяют объяснить все особенности динамики полимера, однако для исследования взаимодействия световых пучков в полимерной пленке предпочтителен аналитический подход. С этой целью в настоящей работе изложен вывод уравнений для светоиндуцированного изменения показателя преломления из балансных уравнений. Такой подход, во-первых, позволяет получить систему связанных уравнений для добавок к показателю преломления полимера в направлениях, параллельном и перпендикулярном поляризации падающего излучения, а также более точно описать энергообмен световых пучков в полимере. Во-вторых, он позволяет связать коэффициенты в уравнениях для показателя преломления с материальными характеристиками самого полимера, что невозможно в случае феноменологического описания.

Теоретическая часть

Схема конфигурационных переходов азокрасителя представлена на рис. 1. Переход из *транс*- в *цис*-форму при обычных условиях возможен только под действием света. Обратный переход возможен как под действием света, так и вследствие тепловой релаксации, характерное время которой τ_C определяется температурой и химическим строением полимера (рис. 2). Скорости *цис*-*транс*, *транс*-*цис* переходов зависят от эффективных сечений поглощения изомеров σ_C, σ_T , а также от квантовых выходов процессов фотоизомеризации q_C, q_T и интенсивности воздействующего света I . Схема взаимодействия

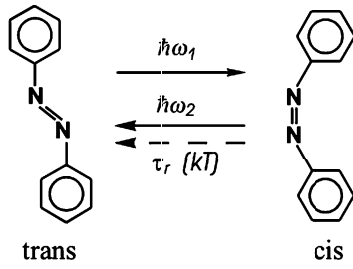


Рис. 1. Схема конфигурационных переходов азобензола

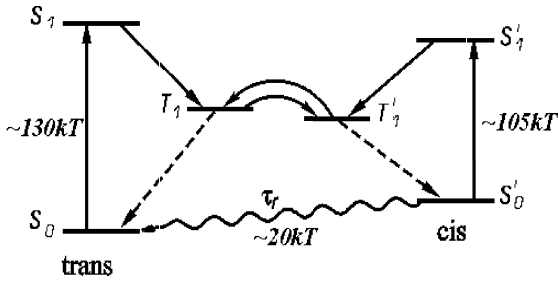


Рис. 2. Энергетическая диаграмма уровней полимера

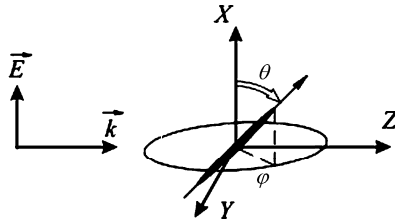


Рис. 3. Схема взаимодействия молекулы азокрасителя с излучением

молекулы азокрасителя с излучением представлена на рис. 3.

По аналогии с [7, 8] запишем уравнения для концентраций *транс*- и *цис*-изомеров азокрасителя:

$$\begin{cases} \frac{\partial N_C(\theta, \varphi, t)}{\partial t} = \left\{ \sigma_T^\perp + (\sigma_T^\parallel - \sigma_T^\perp) \cos^2 \theta \right\} \frac{I q_T}{h\nu} N_T - \\ - \sigma_C \frac{I q_C}{h\nu} N_C - \frac{1}{\tau_C} N_C + D_C \nabla^2 N_C, \\ \frac{\partial N_T(\theta, \varphi, t)}{\partial t} = - \left\{ \sigma_T^\perp + (\sigma_T^\parallel - \sigma_T^\perp) \cos^2 \theta \right\} \frac{I q_T}{h\nu} N_T + \\ + \sigma_C \frac{I q_C}{h\nu} N_C + \frac{1}{\tau_C} N_C + D_T \nabla^2 N_T. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $N_{C,T}(\theta, \varphi, t)$ — концентрации *цис*- и *транс*-изомеров, $\sigma_C, \sigma_T^\parallel, \sigma_T^\perp$ — сечения поглощения *цис*-изомеров и *транс*-изомеров в направлениях, параллельном и перпендикулярном поляризации падающего излучения соответственно, D_C, D_T — коэффициенты вращательной диффузии изомеров. Поляризацию падающего излучения полагаем линейной и перпендикулярной к плоскости падения xz (пучки s -поляризованы).

Представим концентрации *цис*- и *транс*-изомеров (N_C и N_T соответственно) как сумму стационарных значений (N_{C0} и N_{T0}) и малой нестационарной

добавки (ΔN_C и ΔN_T):

$$\begin{cases} N_C = N_{C0} + \Delta N_C, \\ N_T = N_{T0} + \Delta N_T. \end{cases}$$

Интенсивность воздействующего света представим в виде $I = I_0(1 + m(t))$, где $I_0 m(t)$ — малая добавка к интенсивности воздействующего излучения. Из (2) можно найти стационарные решения N_{C0} и N_{T0} :

$$\begin{cases} N_{C0} = \frac{N_0}{4\pi - 1.4\gamma_S \sqrt{U}}, \\ N_{T0} = N_{C0} \frac{\gamma_S U}{(1 + U \cos^2 \theta)}, \end{cases}$$

где $\gamma_S = \frac{g_1 I_0 + 1/\tau_C}{I_0 g_2 U}$, $g_1 = \frac{\sigma_C q_C}{h\nu}$, $g_2 = \frac{\sigma_T^\perp q_T}{h\nu}$, $U = \frac{\sigma_T^\parallel}{\sigma_T^\perp} - 1$, N_0 — полное число азокрасителей на единицу поверхности пленки.

Для нестационарных добавок к концентрациям изомеров получаем систему дифференциальных уравнений

$$\begin{cases} \frac{\partial \Delta N_T}{\partial t} = -A I_0 \Delta N_T + \left(g_1 I_0 + \frac{1}{\tau_C} \right) \Delta N_C - \\ - \frac{m(t)}{\tau_C} N_{C0}, \\ \frac{\partial \Delta N_C}{\partial t} = - \left(g_1 I_0 + \frac{1}{\tau_C} \right) \Delta N_C + A I_0 \Delta N_T + \\ + D_C \nabla^2 \Delta N_C + \frac{m(t)}{\tau_C} N_{C0}, \end{cases} \quad (3)$$

где $A = \{ \sigma_T^\perp + (\sigma_T^\parallel - \sigma_T^\perp) \cos^2 \theta \} q_T / h\nu$.

При переходе к (3) мы пренебрегли коэффициентом диффузии D_T , который, согласно экспериментальным данным [9], при комнатной температуре весьма мал.

Для анализа системы уравнений (3) используем разложение по полиномам Лежандра по аналогии с [7], ограничиваясь полиномами до второго порядка:

$$\begin{cases} \Delta N_T = a_0(t) + a_2(t) P_2(\cos \theta), \\ \Delta N_C = b_0(t) + b_2(t) P_2(\cos \theta). \end{cases} \quad (4)$$

Подставляя (4) в (3) и переходя в (3) к безразмерному времени $t' = t / I_0 g_2 U$, получим систему дифференциальных уравнений для коэффициентов при полиномах Лежандра:

$$\begin{cases} \frac{\partial a_0(t')}{\partial t'} = \\ = -\frac{1}{3} \left[(1 + \gamma_S) a_0(t') - \frac{1}{10} a_2(t') + \frac{3 N_{C0} m(t')}{I_0 g_2 U \tau_C} \right], \\ \frac{\partial a_2(t')}{\partial t'} = -\frac{2}{3} a_0(t') - \frac{11}{21} a_2(t'). \end{cases} \quad (5)$$

При таком переходе используется обычное предположение о быстрой вращательной диффузии *цис*-изомеров [8]. Заметим, что система (5) содержит только

уравнения для коэффициентов *транс*-изомеров, что является следствием закона сохранения полного числа частиц. Решая (5), можно найти $a_0(t')$ и $a_2(t')$.

Изменение диэлектрической восприимчивости полимера представим в виде $\Delta\chi = \Delta\chi_T + \Delta\chi_C$, где $\Delta\chi_T$ и $\Delta\chi_C$ — вклады, связанные с угловым перераспределением и изменением концентраций *транс*- и *цис*-изомеров соответственно. Добавки к показателям преломления представим в виде

$$\begin{cases} \Delta n^{\parallel} = \frac{2\pi}{\bar{n}}(\Delta\chi_T^{\parallel} + \Delta\chi_C^{\parallel}), \\ \Delta n^{\perp} = \frac{2\pi}{\bar{n}}(\Delta\chi_T^{\perp} + \Delta\chi_C^{\perp}). \end{cases}$$

Будем считать, что распределение оптических свойств *цис*-изомеров сферически симметрично, поэтому $\chi_C^{\parallel} = \chi_C^{\perp} = -\alpha_C a_0(t')$, где α_C — поляризуемость. Поляризуемости *транс*-изомеров в направлениях, параллельном и перпендикулярном поляризации падающего излучения, обозначим α_T и α_T^{\perp} . Поскольку для рассматриваемого класса полимеров $\alpha_T \gg \alpha_T^{\perp}$, то в дальнейшем поляризацией α_T^{\perp} пренебрежем. Тогда выражения для показателей преломления принимают вид [9]

$$\begin{cases} \Delta n^{\parallel} = \frac{2\pi}{3\bar{n}}((\alpha_T - 3\alpha_C)a_0(t') + 2\alpha_T a_2(t')), \\ \Delta n^{\perp} = \frac{2\pi}{3\bar{n}}((\alpha_T - 3\alpha_C)a_0(t') - \alpha_T a_2(t')). \end{cases}$$

В задачах взаимодействия одинаково поляризованных когерентных пучков нас интересует только Δn^{\parallel} , поэтому перейдем к системе уравнений для Δn^{\parallel} и $\delta n \equiv \Delta n^{\parallel} - \Delta n^{\perp}$, справедливой вдали от насыщения:

$$\begin{cases} \frac{\partial \Delta n^{\parallel}}{\partial t'} = -\frac{1}{3}[\Delta n^{\parallel}(4\alpha_R + \gamma_S) - \delta n(8\alpha_R + \gamma_S)] - M\alpha_R m(t'), \\ \frac{\partial \delta n}{\partial t'} = -\frac{4}{3}\alpha_R \delta n - 2\alpha_R \Delta n^{\parallel}, \end{cases} \quad (6)$$

где $M = \frac{2\alpha_T N_0 \pi}{3\alpha_R^2 I_0 \bar{n} g_2 \tau_C U (4\pi \perp 1.4 \gamma_S \sqrt{U})}$, $\alpha_R = \frac{\alpha_T}{\alpha_T \perp 3\alpha_C}$.

Заметим, что модуляция интенсивности $m(t')$ входит только в уравнение для Δn^{\parallel} . В такой ситуации в зависимости от характера функции $m(t')$ анизотропия показателя преломления δn может оказаться пренебрежимо малой величиной. В этом случае полученное уравнение эквивалентно феноменологическому уравнению (1), однако его коэффициенты явно выражаются через материальные параметры полимера.

Считая решетку интенсивности гармонической и воспользовавшись спектральным представлением, ищем решения (6) в виде $\Delta n^{\parallel} = \Delta n_0^{\parallel} \exp(i\Omega t')$ и $\delta n = \delta n_0 \exp(i\Omega t')$. Обозначая $\Omega' = 3\Omega$, $b = \gamma_S / \alpha_R$,

получим:

$$\begin{cases} \Delta n^{\parallel} = -\frac{3M'm(i\Omega' + 4)}{(\Omega'^2 - i\Omega'(8 + b) - 10b - 64)}, \\ \delta n = \frac{18M'm}{(\Omega'^2 - i\Omega'(8 + b) - 10b - 64)}. \end{cases} \quad (7)$$

Зависимости амплитуд и фаз Δn^{\parallel} и δn от частоты для типичного значения параметра $b = 1$ представлены на рис. 4, 5. Второй порядок уравнения (7) проявляется в резонансном поведении зависимостей амплитуд Δn^{\parallel} и δn . Это обстоятельство позволяет рассчитывать на обнаружение в области резонансных частот более эффективного взаимодействия волн, чем следует из феноменологической модели (1).

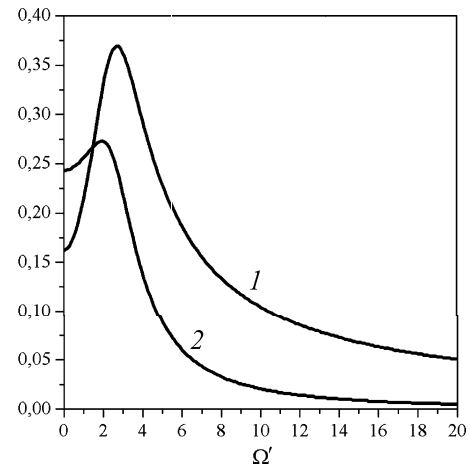


Рис. 4. Зависимость амплитуд Δn^{\parallel} (1) и δn (2), нормированных на величину $Mm(t)$, от частоты модуляции интенсивности излучения

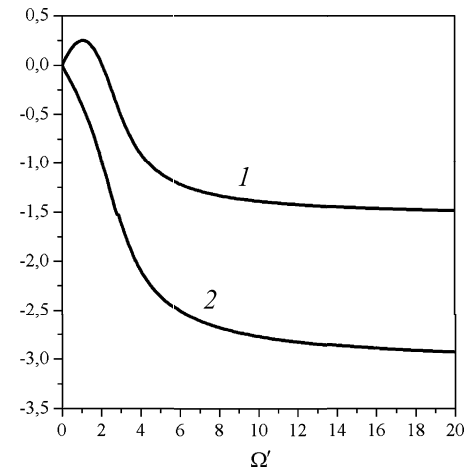


Рис. 5. Зависимость фаз Δn^{\parallel} (1) и δn (2) от частоты модуляции интенсивности излучения

Если спектр частот возмущения $m(t)$ лежит в области выше резонансной, то, как видно из системы (7), Δn^{\parallel} превосходит δn . В этом случае, при пренебрежении величиной δn , полная система уравнений двухволнового взаимодействия оказывается эквивалентной полученной ранее [6] с применением феноменологического уравнения.

Заключение

Проведенный в работе вывод уравнения для светоиндуцированной добавки к показателю преломления из балансных уравнений для концентраций *транс*- и *цис*-изомеров показал, что полученная система отличается от ранее использовавшегося феноменологического уравнения двухэкспоненциальным характером релаксационных процессов с различными постоянными времени и лучше согласуется с экспериментом. Полученные уравнения были решены аналитически в случае гармонической модуляции интенсивности. В пренебрежении анизотропией показателя преломления уравнение для светоиндуцированной добавки к показателю преломления, а также система уравнений для амплитуд и фаз связанных волн, взаимодействующих в полимере, не отличаются от полученных ранее на основании феноменологической модели.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 02-02-16721).

Литература

1. Мюльман Г., Ван-дер-Ворст Дж. ЖК полимеры с боковыми мезогенными группами. М., 1992.
2. Holme N.C.R., Ramapujam P.S. // Opt. Lett. 1995. **21**. P. 902.
3. Симонов А.Н., Ларичев А.В. // Квант. электроника. 1999. **28**. P. 87.
4. Shibaev V.P., Kostromin S.G. Polymers as electrooptical and photooptical active media. Berlin: Springer-Verlag, 1996.
5. Аракелян С.М., Чилингарян Ю.С. Нелинейная оптика жидких кристаллов. М., 1984.
6. Симонов А.Н., Андреева М.С., Шмальгаузен В.И., Шибачев В.П. // Квант. электроника. 2001. **31**, № 7. С. 599.
7. Dumont M., Froc G., Hosotte S. // Nonlin. Opt. 1995. **9**. P. 327.
8. Симонов А.Н., Ураев Д.В., Шибачев В.П., Костромин С.Г. // Квант. электроника. 2002. **32**, № 2. С. 143.
9. Vorobiev A.Kh. XX International Conference on Photochemistry. Russia, 2001. Poster PP289.
10. Андреева М.С., Шмальгаузен В.И. // Изв. РАН. 2002. **66**, № 8. С. 1146.

Поступила в редакцию
18.09.02

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 537.611.3

ДВУХ- И ТРЕХМЕРНЫЕ ДИАГРАММЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВЕКТОРА НАМАГНИЧЕННОСТИ В ТОНКОЙ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ

Л. И. Антонов, Е. В. Лукашева, Г. А. Миронова, Д. Г. Скачков

(кафедра общей физики)

E-mail: lev@genphys.phys.msu.ru

Анализируются способы графического представления равновесного пространственного распределения вектора намагниченности, а также вихревой и потенциальной частей этого поля. Разработана методика наглядного графического представления магнитного поля для двумерного периодического распределения намагниченности в тонкой магнитной пленке. В качестве примера рассмотрены магнитные пленки с анизотропией типа «легкая ось».

Хорошо известно, что поле вектора намагниченности состоит из вихревой \mathbf{V}_m и потенциальной \mathbf{H}_m частей [1, 2]. Для отыскания этого поля, как и составляющих его частей, необходимо решение самосогласованной задачи, которую можно выполнить только численно [3, 4]. Полученный таким образом результат представляется в виде таблиц или диаграмм.

Проблема представления равновесного распределения намагниченности ферромагнетиков $\mathbf{M} = \mathbf{M}(x, y, z)$, полученного на основе численного эксперимента [3], еще до конца не решена. В предлагаемой работе на примере ферромагнитной пленки с периодической доменной структурой анализируют-

ся различные способы графического представления равновесного пространственного распределения поля вектора намагниченности и составляющих его частей. Показываются преимущества и недостатки этих способов, которые позволяют использовать в научных исследованиях наиболее оптимальные варианты.

При описании трехмерного распределения вектора намагниченности полученный результат представляют обычно для каждой компоненты намагниченности в виде пространственной картины изолиний сферических углов θ и φ или, как их еще называют, — геодезических линий (рис. 1). Считается, что пространственное соединение картин для отдельных