

## ПРОСТРАНСТВЕННАЯ САМОМОДУЛЯЦИЯ СВЕТА, ОБУСЛОВЛЕННАЯ ПОГЛОЩЕНИЕМ

В.М.Комиссаров

В данной работе исследуется процесс пространственной самомодуляции света при поглощении (ПСМП). Самомодуляция возникает в результате рассеяния интерферирующих когерентных волн, взаимодействующих в поглощающей среде.

Сущность явления ПСМП можно пояснить следующим образом. Пусть в начальный момент времени  $t = 0$  две плоские линейно поляризованные волны одинаковой амплитуды и частоты падают слева на границу ( $x = 0$ ) поглощающей среды. В линейном приближении поле в ней можно представить в виде:

$$\frac{1}{2} E_0 e^{-i\omega t} + \text{к.с.} = \frac{A}{2} e^{-i\omega t + ikx - \alpha x} (e^{iqy} + e^{-iqy}) + \text{к.с.}, \quad (1)$$

где  $k = (\omega/c)\sqrt{\epsilon'}$ ,  $\alpha = (1/2)(\omega/c)\epsilon''/\sqrt{\epsilon'}$ ,  $q = k \operatorname{tg}(\theta/2)$ . Диэлектрическая проницаемость  $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ , причем  $\epsilon'' \ll \epsilon'$ . В результате поглощения в единице объема выделяется мощность  $Q(r, t)$ , пропорциональная квадрату модуля поля  $|E|^2$ . Это приведет к неравномерному нагреванию вещества, что в свою очередь вызовет изменение диэлектрической проницаемости среды:

$$\epsilon_1 \approx (\partial\epsilon/\partial T)_p T_1. \quad (2)$$

Предполагая, что вся выделяемая мощность переходит в тепло и что время наблюдения мало по сравнению с характерным временем выравнивания за счет теплопроводности температуры неравномерно нагретого вещества ( $t \ll 1/\chi q^2$ ), получим

$$T_1 = \frac{1}{\rho C_p} \int_0^t Q(r, t) dt. \quad (3)$$

В результате возникнет периодическое по координате  $y$  изменение диэлектрической проницаемости среды. Это приведет к появлению ряда пространственных спектров рассеянного поля  $E_1$ , т.е. к ПСМП.

Таким образом, по своей сущности этот эффект близок с одной стороны к вынужденному рассеянию света, обусловленному поглощением (ВРП) [1,2], а с другой – к эффекту тепловой самофокусировки и дефокусировки света [3]. Это и естественно. При макроскопическом описании волновые явления, связанные с самовоздействием света через среду, можно объединить термином самодифракция света, понимая его, как и в линейной теории [4], в широком смысле,

т.е. относя к самодифракции совокупность всех явлений, происходящих при распространении волн в среде, неоднородности которой создаются самим волновым полем.

Продолжим описание ПСМП на примере двух взаимодействующих волн. В приближении заданного поля ( $|E_0| \gg |E_1|$ ) для суммарного поля  $E = E_0 + E_1$  из уравнений Максвелла и (2 - 3) получим уравнение

$$\Delta E + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon E + \frac{\omega^2}{c^2} \gamma |E_0|^2 (E_1 + \int_0^t E_1 dt) = \frac{\omega^2}{c^2} \gamma |E_0|^2 E_0 t. \quad (4)$$

Здесь обозначено  $\gamma = (\partial \epsilon / \partial T)_p (acn / 4\pi r C_p)$ . Если ввести комплексную амплитуду  $B(r, t) = E \exp(-ikx + ax)$ , то при достаточно малом угле  $\theta$  (период неоднородности велик по сравнению с длиной волны  $q^{-1} \gg \lambda$ ) ее можно искать в приближении параболического уравнения

$$\frac{\partial B}{\partial x} = \frac{i}{2k} \frac{\partial^2 B}{\partial y^2} + \frac{iky}{2n} (2A \cos qy)^2 (Bt + \int_0^t B dt) e^{-2ax} - \frac{iky}{2n} (2A \cos qy)^3 t e^{-2ax} \quad (5)$$

при условии  $B(x=0) = 2A \cos qy$ . Исследуем начальную стадию развития процесса. Раскладывая  $B(t)$  в ряд по степеням  $t$ , получим

$$B = \cos qy (\beta_{10} + \beta_{11}t + \dots) + \cos 3qy (\beta_{31}t + \beta_{32}t^2 + \dots) + \cos 5qy (\beta_{52}t^2 + \dots) + \dots \quad (6)$$

Для коэффициентов  $\beta_{ik}$  получаем последовательно разрешимую систему уравнений. Рассеянное поле представляет собой набор пространственных спектров, причем спектры более высокого порядка появляются в более поздние моменты времени. При этом происходят изменения амплитуд спектров низших номеров. Выпишем, например, явное выражение для амплитуды третьего спектра с точностью до  $O(t^2)$

$$\beta_{31}t = \frac{iky}{2n} A^3 t \left[ \frac{2(e^{-sx} - 2ax - e^{-9sx})}{8s - 2a} - \frac{e^{-2ax} - e^{-9sx}}{9s - 2a} \right], \quad (7)$$

где  $s = iq^2 / 2k = i(k/2) \sin^2(\theta/2)$ . Из этого выражения видно, что скорость роста рассеянных спектров зависит от соотношения между  $(k/2) \sin^2(\theta/2)$  и коэффициентом поглощения  $a$ . Максимальная скорость роста достигается при условии  $|s| \ll a$ . Для спектра номера  $m$  условие более жесткое  $(m^2/2) |s| \ll a$ . Сравним интенсивность возбуждаемого таким образом спектра с интенсивностью обыч-

ного ВРП, обусловленного взаимодействием волны сильного возбуждающего света и слабых световых волн первоначального рассеяния на флуктуациях энтропии. Из работы [1] можно получить

$$I' \sim \langle |E_0'|^2 \rangle \left( \frac{ky}{2n} \right)^2 \frac{A^4 t^2}{a^2}, \quad (8)$$

где  $\langle |E_0'|^2 \rangle$  — средний квадрат амплитуды первоначального рассеяния на флуктуациях энтропии. Из (7) при  $|s| \ll a$  получим

$$I_3' \sim A^2 \left( \frac{ky}{2n} \right)^2 \frac{A^4 t^2}{a^2}. \quad (9)$$

Так как  $\langle |E_0'|^2 \rangle \ll A^2$ , то  $I_3' \gg I'$ . Следовательно заметный эффект в рассматриваемом случае удастся получить в более слабых световых полях. Теоретическое исследование ПСМП при больших временах  $t \gg t_y \approx a((ky/2n)A^2)^{-1}$  затруднительно, так как в этом случае амплитуда рассеянного света становится сравнимой с амплитудой возбуждающего излучения, и приближение заданного поля здесь несправедливо. При этом, по-видимому, интенсивно возбуждаются спектры высоких номеров.

Приведем оценку характерных времен установления  $t_y$ . Например, для излучения с длиной волны  $\lambda \approx 10^{-3}$  см при интенсивности  $I_0 \approx 10^5$  вт/см<sup>2</sup>, если в качестве рассеивающего элемента взять MgF<sub>2</sub>, получим  $t_y \approx 3 \cdot 10^{-6}$  сек. Время релаксации процесса теплопроводности  $(\chi q^2)^{-1} \approx 3 \cdot 10^{-2}$  сек при  $\sin^2(\theta/2) \approx 10^{-3}$ . Так как время установления обратно пропорционально интенсивности возбуждающего света, то при больших мощностях для пикосекундных интервалов времени ПСМП, как и ВРП, может происходить уже вследствие возбуждения внутримолекулярных колебаний [1, 2].

В заключение заметим, что рассеяние на малые углы при малых  $t$  в данном случае можно рассматривать как четырехфотонный параметрический процесс, при котором два фотона возбуждающего излучения с волновыми векторами  $k_+$  ( $k, q, 0$ ) и  $k_-$  ( $k, -q, 0$ ) преобразуются в два рассеянных фотона  $k_+$  ( $k_x, 3q, 0$ ) и  $k_-$  ( $k_x, -3q, 0$ ). При этом наиболее быстрый рост, по-видимому, имеет спектр, рассеянный на несмещенной частоте ( $|k_{\pm}| = |k_{\pm 1}|$ ). Действительно, в (7) слагаемое, пропорциональное  $\exp(-9sx)$ , не умножается на ослабляющий множитель  $\exp(-2ax)$ .

Автор признателен Ф.В.Бункину и участникам руководимого им семинара за обсуждение работы, а также И.Н.Собельману, высказавшему ряд ценных замечаний.

## Литература

- [ 1 ] В.С.Старунов, И.Л.Фабелинский. УФН, 98, 441, 1969.
  - [ 2 ] Я.Б.Зельдович, И.И.Собельман. УФН, 101, 3, 1970.
  - [ 3 ] А.Г.Литвак. Письма в ЖУТФ, 4, 341, 1966.
  - [ 4 ] Г.С.Горелик. Колебания и волны. Физматгиз, 1959.
-