

УДК 621.378.9:535.36

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ПО ПОРОГУ ВОЗБУЖДЕНИЯ ДВУХФОТОННОГО ВТР-2

В. Б. Карпов, В. В. Коробкин

*Предложен новый метод определения сечения двухфотонного поглощения нелинейной среды – по порогу возбуждения двухфотонного ВТР-2. С его помощью определено сечение двухфотонного поглощения в гексане для излучения с  $\lambda = 308$  нм (экимерный ХеС1 лазер):  $\sigma_2 \cong 2 \cdot 10^{-50}$  см<sup>4</sup>с.*

В работах [1, 2] изучались физические механизмы вынужденного рассеяния (ВР) лазерного излучения с  $\lambda = 308$  нм (экимерный ХеС1 лазер) в гексане. Некоторые полученные в этих работах результаты приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

*Физические механизмы вынужденного рассеяния лазерного излучения с  $\lambda = 308$  нм длительностью  $\sim 10$  нс в гексане при различных интенсивностях накачки  $I$  для различных значений коэффициента линейного поглощения  $\alpha$*

$I,$ Вт/см <sup>2</sup>	Механизмы ВР для различных $\alpha$ [см <sup>-1</sup> ]		
	0.01–0.046	0.08	0.17
$2.5 \cdot 10^8$	ВРМБ	ВРМБ	ВТР-2
$10^9$	ВРМБ+ВТР-2	ВРМБ+ВТР-2	ВТР-2
$\geq 10^{10}$	ВТР-2	ВТР-2	ВТР-2

Из таблицы следует, что вынужденное температурное рассеяние ВТР-2 (без ВРМБ) наблюдается в двух случаях: либо при больших коэффициентах линейного поглощения, либо при больших интенсивностях и малых коэффициентах линейного поглощения.

Из литературы хорошо известно, что обычное ВТР-2 является пороговым по коэффициенту линейного поглощения  $\alpha$ . Отсюда следует, что в случае малых  $\alpha$  и больших интенсивностей излучения ВТР-2 не может быть объяснено механизмом линейного поглощения. Как было показано в работах [1, 2], в этом случае наблюдается новый тип вынужденного рассеяния – двухфотонное ВТР-2.

Заметим, что вообще все ВТР-составляющие (и ВТР-1, и ВТР-2) имеют одинаковый спектральный контур усиления [3], т.е. все они дают одинаковый спектральный сдвиг. При этом положение линейной и двухфотонной ВТР-2 компонент в спектре ВР практически неотличимо. Наблюдавшаяся в этих экспериментах (см. табл. 1) спектральная составляющая ВТР-2 для малого  $\alpha$  ( $0.01-0.046 \text{ см}^{-1}$ ) и большой интенсивности ( $\geq 10^9 \text{ Вт/см}^2$ ) может быть обусловлена только двухфотонным ВТР-2. И, наоборот, спектральная составляющая ВТР-2 для большого  $\alpha$  ( $\cong 0.17 \text{ см}^{-1}$ ) и малой интенсивности ( $\cong 2.5 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2$ ) была обусловлена только линейным ВТР-2. Случай больших  $\alpha$  ( $> 0.1 \text{ см}^{-1}$ ) и большой интенсивности ( $> 10^9 \text{ Вт/см}^2$ ) соответствует суммарному вкладу линейного и двухфотонного ВТР-2.

Двухфотонное ВТР-2 является пороговым не по интенсивности накачки  $I$ , а по произведению  $\gamma I$ , где  $\gamma$  – коэффициент двухфотонного поглощения среды. Покажем это.

Динамика излучения при наличии линейного и двухфотонного поглощения описывается уравнением:

$$dI/dz = -\alpha I - \gamma I^2, \quad (1)$$

где  $I$  – интенсивность излучения, распространяющегося вдоль оси  $z$ .

Точное решение уравнения (1) имеет вид

$$I = \frac{I_0}{e^{\alpha z} + \frac{\gamma I_0}{\alpha} (e^{\alpha z} - 1)}. \quad (2)$$

Для малого поглощения ( $\alpha z \ll 1$  и  $\gamma I_0 z \ll 1$ ) выражение (2) может быть записано в виде

$$I = I_0 [1 - (\alpha + \gamma I_0) z] = I_0 (1 - \alpha_s z), \quad (3)$$

где  $\alpha_s = \alpha + \gamma I_0$  – суммарный коэффициент поглощения.

Оценим величину  $\gamma I$  по порогу появления двухфотонного ВТР-2.

Т а б л и ц а 2

Параметры ВТР-2, рассчитанные для различных коэффициентов линейного поглощения  $\alpha$  (гексан,  $\lambda = 308$  нм)

$\alpha$ , $\text{см}^{-1}$	$(\partial\varepsilon/\partial T)_P$ , $K^{-1}$	$G_T$ , $\text{см}/\text{МВт}$	$IG_T L$
0.01	$1.5 \cdot 10^{-3}$	0.0024	3.3
0.046	$1.5 \cdot 10^{-3}$	0.011	15
0.1	$1.5 \cdot 10^{-3}$	0.024	33

В табл. 2 приведены оптимизированный по частоте параметр усиления  $G_T$  и инкремент  $\chi = IG_T L$  для ВТР-2, рассчитанные для гексана при  $\theta = \pi$  (ВР назад) для экспериментальных условий [1, 2] при различных коэффициентах линейного поглощения  $\alpha$ .

Для вынужденного рассеяния пороговой величиной считается  $\chi_{th} \cong 30$  [4]. В соответствии с результатами расчетов, представленными в табл. 2, инкремент ВТР-2 достигает порога при суммарном коэффициенте поглощения  $\alpha_{th} \cong 0.1 \text{ см}^{-1}$ .

С другой стороны, из экспериментов [1, 2] следует (см. табл. 1), что для линейного поглощения с  $\alpha_1 = 0.01 \text{ см}^{-1}$  появление спектральной компоненты ВТР-2 соответствует интенсивности накачки  $I_1 \cong 10^9 \text{ Вт}/\text{см}^2$ . Поскольку, из-за малости  $\alpha_1$  ( $\alpha_1 \ll \alpha_{th}$ ), эта компонента ВТР-2 может быть связана только с двухфотонным поглощением, при такой интенсивности  $I_1$  получаем оценку:

$$\gamma I_1 \cong \alpha_{th} \cong 0.1 \text{ см}^{-1}.$$

Поскольку  $\gamma = \text{const}$ , то из (7) можно оценить величину  $\gamma I$  и для других интенсивностей накачки. Соответствующие величины для трех значений интенсивности накачки, характерных для экспериментов в [1, 2] (см. табл. 1), приведены в табл. 3.

Используя величину  $\gamma I$ , можно оценить значение сечения двухфотонного поглощения  $\sigma_2$  нелинейной среды. Действительно,

$$\gamma I = \sigma_2 I N,$$

где  $N = \rho/M$  – молекулярная плотность ( $\rho$  – плотность,  $M$  – молекулярная масса). Для  $\lambda = 308$  нм ( $\omega = 10^{15}$  Гц) энергия фотона равна

Т а б л и ц а 3

Двухфотонное поглощение в гексане излучения с  $\lambda = 308$  нм  
для трех значений интенсивности накачки

$I,$ $Вт/см^2$	$\gamma I,$ $см^{-1}$
$\geq 10^{10}$	$\geq 1.0$
$10^9$	$\cong 0.1$ (эксперимент)
$2.5 \cdot 10^8$	$\cong 0.025$

$$\hbar\omega \cong 4 \text{ эВ} \cong 6.4 \cdot 10^{-19} \text{ Дж.}$$

Для гексана ( $C_6H_{14}$ )  $N \cong 4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , тогда с учетом значений  $\gamma I_1 = 0.1 \text{ см}^{-1}$ ,  $I_1 = 10^9 \text{ Вт/см}^2$  (см. табл. 3), получаем

$$\sigma_2 = \frac{\hbar\omega\gamma I_1}{I_1 N} \cong (2 \pm 1) \cdot 10^{-50} \text{ см}^4 \text{ с.}$$

Для сравнения, характерное значение  $\sigma_2$  для процесса двухфотонной нерезонансной ионизации [5] составляет  $10^{-49} - 10^{-48} \text{ см}^4 \cdot \text{с}$ . Известно, что процесс двухфотонной нерезонансной ионизации характеризуется значениями  $\sigma_2$  обычно значительно меньшими, чем в случае связанно-связанных переходов в атомах или молекулах в центре линии поглощения. Тот факт, что полученная из эксперимента величина  $\sigma_2$  меньше характерной для процесса двухфотонной ионизации, подтверждает реальность предположения об определяющем вкладе двухфотонного поглощения в инкремент ВТР-2. Относительно малая величина  $\sigma_2$  может быть связана с тем, что конечный уровень в схеме двухфотонного поглощения в нашем случае ( $\lambda/2 = 154$  нм, гексан) соответствует крылу линии поглощения.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Карпов В. В., Коробкин В. В., Долголенко Д. А. Phys. Lett., **A158**, 350 (1991).
- [2] Карпов В. В., Коробкин В. В., Долголенко Д. А. Квантовая электроника, **18**, No. 11, 1350 (1991).

- [3] Шен И. Р. Принципы нелинейной оптики. М., Мир, 1989.
- [4] Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта. М., Наука, 1985.
- [5] Ammosov M., Delone N., Ivanov M., Bondar I., and Masalov A. Adv. in Atom., Mol. and Opt. Phys., **29**, 34 (1992).

Институт общей физики  
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 19 февраля 2004 г.