

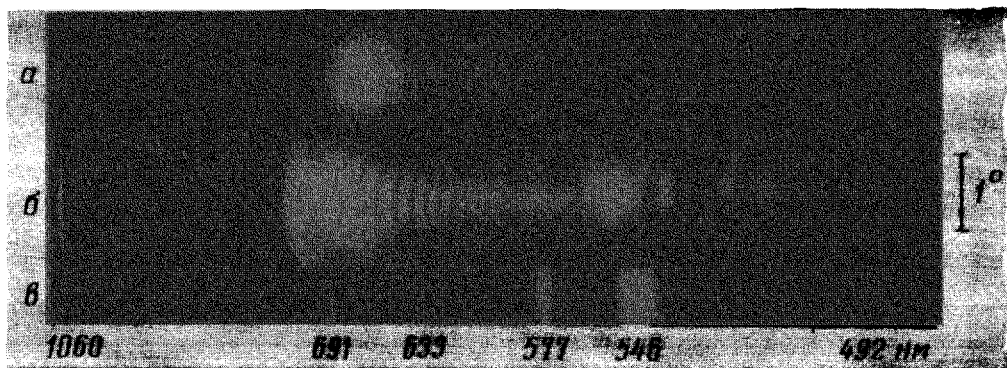
СПЕКТРАЛЬНОЕ УШИРЕНИЕ ПРИ САМОФОКУСИРОВКЕ ОДИНОЧНЫХ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА В СТЕКЛАХ

А. П. Ведута, Н. Б. Федотов, Н. П. Фурзиков

При самофокусировке излучения лазера с синхронизованными модами в прозрачных изотропных средах на выходе наблюдается обычно интенсивное рассеянное излучение с широким спектром в стоксовой и антистоксовой областях [1 – 5]. Частотно-угловая диаграмма этого рассеяния имеет характерные "усы", отвечающие условиям четырехполюсового [1, 2] синхронизма, и центральный лепесток, объясняемый предположительно фазовой модуляцией [1, 4, 5] или иными факторами [2]. В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования наблюдавшейся ранее в [3] частотной структуры центрального лепестка при накачке группой из 1 – 3 ультракоротких импульсов (УКИ) с убывающей амплитудой. Период наблюдаемой структуры согласуется по порядку величины с результатами теоретических оценок на основе модели четырехполюсового параметрического взаимодействия амплитудно модулированных волн с волновой и частотной расстройками.

В качестве накачки использовалось излучение лазера на неодимовом стекле с синхронизацией мод. Из полного цуга УКИ с помощью прогорающего зеркала выделялось 1 – 3 импульса с общей энергией $\sim 6 \cdot 10^{-4}$ Дж.

Отфильтрованное инфракрасное излучение фокусировалось линзами с фокусным расстоянием от 20 до 60 см в образцы стекол длиной 0,5 – 45 см. Плотность мощности в фокусе линзы при оценочной длительности УКИ 5 нсек составляла 10^{11} Вт/см². Рассеяние наблюдалось только с образцами длиной более 2 см, что, по-видимому, объясняется действием самофокусировки, увеличивающей плотность мощности до найденного ранее порогового значения 10^{12} Вт/см² [1, 2]. Более



Примеры наблюдаемых спектров уширения с образцом плавленного кварца длиной 5 см: *a* – при пороговой накачке; *b* – при двукратном превышении порога; *c* – спектр ртути с линиями излучения неодимового лазера 1,06 мкм и He – Ne-лазера 0,63 мкм. По вертикали отложены углы

длинные образцы не давали какого-либо выигрыша в интенсивности рассеяния. Антистоксова часть частотно-углового распределения рассеяния регистрировалась с помощью спектрографа ИСП-51. Образцы полученных спектрограмм показаны на рис. *a*, *b*, вместе с реперным спектром ртути (рис. *c*). При незначительном превышении пороговой мощности спектр рассеяния, за исключением единичных случаев, всегда имел периодическую структуру типа показанной на рис. *a* (плавленный кварц длиной 5 см). При увеличении входной мощности эта структура усложнялась, появлялось несколько накладывающихся периодов и дополнительная крупномасштабная структура (рис. *b*; двукратное превышение порога). Период структуры в одинаковых условиях от импульса к импульсу не воспроизводился и на разных участках спектра мог быть разным (таблица). Величины периодов и их невоспроизводимость не позволяют объяснить наблюдаемую структуру молекулярными механизмами рассеяния (для ВКР в плавленном кварце сдвиг 600 см^{-1} в стекле – 400 см^{-1} [6]). В экспериментах же, которые проводились с образцами плавленного кварца и стекла К-8, периоды структуры были в обоих случаях примерно одинаковыми и отнюдь не совпадали с указанными значениями для ВКР.

Результаты измерений периодов частотной структуры
с образцами плавного кварца длиной 5 см
при фокусировке линзой 30 см
с пороговой плотностью мощности

№ спектрограмм	длина волны, нм	период структуры, см ⁻¹			
23 а	700 500	91 92			
			25б	700	64
30а	850	63			
33а	800	77			
51 а	700 600 540	58 45 30			
			32а	1060	60

Рассмотрим в приближении заданного поля накачки коллинеарное по оси z взаимодействие четырех волн $E_i(z, t) = A_i(z, t) \exp[i(\omega_i t - k_i z)] + \text{к.с.}$; $i = 0, 1, 2$ с приближенно выполняющимися условиями синхронизма $2\omega_0 = \omega_1 + \omega_2 + \Delta\omega$; $2k_0 = k_1 + k_2 + \Delta k$. Для плоских волн коллинеарное взаимодействие без расстройек из-за дисперсии будет малоэффективным. При наличии же расстройек решение можно попытаться найти в виде волн с АМ (или ЧМ) модуляцией. Будем использовать уравнения для медленных амплитуд волн типа приведенных в [7], добавляя в правую часть соответствующие реактивные члены [8, 9]:

$$\frac{\partial A_{1,2}}{\partial z} + v_{1,2} \frac{\partial A_{1,2}}{\partial \eta} - \frac{i}{2} (k_{1,2})''_{\omega\omega} \frac{\partial^2 A_{1,2}}{\partial \eta^2} = i a_{1,2} \times$$

$$\times [A_0^2 A_{2,1}^* e^{i(\Delta\omega\eta - \Delta\tilde{k}z)} + 4A_0^2 A_{1,2}] . \quad (1)$$

Здесь $\eta = t - \frac{z}{v_0}$; $u_i = \frac{1}{(k_i)'_{\omega}}$; $v_i = \left(\frac{\partial k_i}{\partial \omega_i} \right)^{-1}$; $v_i = (k_i)'_{\omega} - (k_0)'_{\omega}$;

$$i = 1, 2; (k_i)'_{\omega} = \frac{\partial^2 k_i}{\partial \omega_i^2}; \Delta\tilde{k} = \Delta k - (k_0)'_{\omega} \Delta\omega; a_i = \frac{2\pi \chi k_j}{\epsilon_j};$$

χ — компонента тензора нелинейной восприимчивости. Решение будем искать в виде

$$A_1 = A_2 = A^0 \exp [(\beta + i\gamma) \eta - (\lambda + i\mu) z + i\phi] . \quad (2)$$

Подставляя (2) в (1), находим следующие соотношения

$$\gamma = -\frac{\Delta\omega}{2}; \quad \mu = -\frac{\Delta\tilde{k}}{2} (\Delta\tilde{k} = \Delta\tilde{k}(\Delta\omega)); \quad (3)$$

$$-\lambda + \nu_j \beta + 2(k_j)''_{\omega\omega} \beta \gamma = \alpha_j A_0^2; \quad -\mu + \nu_j \gamma - (k_j)'_{\omega} (\beta^2 - \gamma^2) = 4\alpha_j A_0^2. \quad (4)$$

Из (4) видно, что коэффициент усиления модулированных волн максимален и равен $\alpha_j A_0^2$ (значение для плоских волн в синхронизме) для волн с $\beta = 0$. Это требование возникает также из условия ограниченности решения на бесконечности. С учетом этого находим приближенно два корня, дающих периоды амплитудной модуляции:

$$\gamma_1 \approx -\frac{(k_j)''_{\omega\omega}}{(k_j)'_{\omega}}, \quad \gamma_2 = -\frac{1}{(k_j)'_{\omega}} \left(\frac{\Delta k}{2} - 4\alpha_j A_0^2 \right). \quad (5)$$

Первый корень не удовлетворяет условию медленности амплитуд и мы его отбрасываем. Оценка величины второго корня для вырожденного случая, когда $\Delta k = 0$, дала для $\lambda_0 = 1,06 \text{ мкм}$, $\chi = 10^{-13} \text{ CGSE}$, плотности мощности 10^{12} вт/см^2 частоту модуляции, соответствующую сдвигам в 50 см^{-1} . Оценки Δk для плавленого кварца в невырожденном случае [10] показали, что эта дисперсионная часть волновой расстройки не превышает 10 см^{-1} .

Таким образом, при коллинеарном четырехполюсовом взаимодействии могут усиливаться волны в широкой области частот сгибающейся, модулированной некоторой определяемой дисперсией и мощностью частотой. Для трехполюсовых генераторов такие процессы рассматривались уже в [7]. В нашем эксперименте наблюдался, по-видимому, четырехполюсовый аналог такого явления, который из-за участия реактивных членов имеет значительные отличия.

Из (5) видно, что при больших мощностях накачки частота модуляции будет целиком определяться лишь полем и для всех волн будет одинаковой. Поскольку фазы усиливаемых волн также жестко связаны с фазой накачки [9], то отсюда следует, что все усиливаемые частотные компоненты будут синхронизованными, и полная их огибающая будет представлять собой цуг УКИ. В таком случае наблюдаемая полная ширина спектра будет соответствовать УКИ длительностью порядка 10^{-14} сек . К аналогичным выводам мы придем, если будем рассматривать последовательное коллинеарное взаимодействие АМ компонент, которое будет описываться уравнениями типа Матьё со спектром кратких частот.

Литература

- [1] R.R.Alfano, S.L.Shapiro. Phys. Rev. Lett., 24, 584, 1970; 24, 592, 1970.
 - [2] Н.Г.Бондаренко, И.В.Еремина, В.И.Таланов. Письма в ЖЭТФ, 12, 125, 1970.
 - [3] А.П.Ведута, Б.П.Кирсанов, Н.П.Фурзиков. Краткие сообщения по физике (ФИАН), №4, 54, 1971.
 - [4] W.Werucke, A.Lau, M.Pfeifer, K.Lenz, H.-G.Weigman, C.D.Thuy. Opt. Comm., 4, 413, 1972.
 - [5] Н.Н.Ильичев, В.В.Коробкин, В.А.Коршунов, А.А.Малютин, Т.Г.Ок-роашвили, П.П.Пашинин. Письма в ЖЭТФ, 15, 161, 1972.
 - [6] R.H.Stolen, E.P.Ippen, A.R.Tynes. Appl. Phys. Lett., 19, 420, 1971.
 - [7] А.П.Сухоруков, А.К.Щеднова. ЖЭТФ, 60, 1251, 1971.
 - [8] Н.Бломберген. Нелинейная оптика, М., Изд. Мир, 1966. стр. 298,
 - [9] А.П.Ведута, Б.П.Кирсанов. ЖЭТФ, 56, 1175, 1969.
 - [10] Е.М.Воронкова, Б.И.Гречушников, Г.И.Дистлер, И.П.Петров. Оп-тические материалы для инфракрасной техники, М., изд. Наука, 1965.
-