

## О ЧАСТОТНОМ СПЕКТРЕ САМОФОКУСИРУЮЩИХСЯ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

Л.А.Островский

Поле мощных световых нитей, возникающих в результате самофокусировки [1-3], способно изменять показатель преломления среды на заметную величину ( $\Delta n/n_0 \sim 10^{-2} + 10^{-1}$  и более). Как показано в настоящей заметке, такая нелинейность может привести к многократному расширению частотного спектра коротких ( $10^{-8} + 10^{-9}$  сек) оптических импульсов, используемых в экспериментах по самофокусировке, без заметного искажения огибающей амплитуды импульса.

Распространение модулированных во времени волн, в частности, импульсов, в нелинейном диэлектрике рассматривалось с различных точек зрения в ряде работ [4-10]. Для первоначальных расчетов достаточно использовать простые формулы первого приближения, описывающие распространение квазигармонической плоской волны [7]. Именно, представляя поле волны в виде:

$$E = A \exp[i(\omega t - kz + \phi)] + K_{\text{сопр}},$$

где  $A(z, t)$ ,  $\phi(z, t)$  – медленно меняющиеся амплитуда и фаза, можно получить

$$A = \tilde{A}(\xi), \quad \phi = -\frac{n'(\xi)}{n_0} kz + \tilde{\phi}(\xi). \quad (1)$$

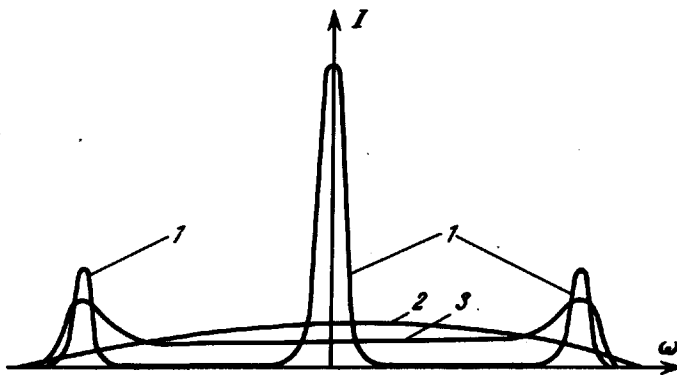
Здесь  $\xi = t - z/v$ ,  $v$  – групповая скорость,  $n = n_0 + n'$  – показатель преломления,  $n'(A)$  – его нелинейная часть; функции  $\tilde{A}$ ,  $\tilde{\phi}$  задаются параметрами входящей в среду волны при  $z = 0$ . Поскольку  $n'$  зависит от времени (при малой нелинейности  $n' \sim A^2$ , но формула (1) верна и при учете эффектов насыщения), то даже если  $\tilde{\phi} \equiv 0$ , в процессе распространения волна модулируется по фазе (частоте).

Оценим изменение ширины и формы спектра импульса в соответствии с (1). Предположим сначала, что  $\tilde{\phi} \equiv 0$ , тогда ширина спектра  $\Delta$  падающего импульса длительности  $T$  имеет порядок  $T^{-1}$ . Если, однако, максимальная девиация фазы во времени  $\phi_{\text{max}}$  существенно превысит  $\pi$ , то, как известно, ширина спектра импульса близка не к  $T^{-1}$ , а к максимальной девиации частоты  $\omega' = \partial\phi / \partial t$  (заметим, что при  $\phi_{\text{max}} \gg \pi$

"индекс модуляции"  $m \sim \omega'_{\max} T$  велик). "Критическое" расстояние  $z_1$ , на котором  $\phi_{\max}$  становится порядка  $\pi$ , согласно (1), равно  $\pi n_0 / k n'_{\max}$ . Из сказанного следует, что

$$\Delta \approx T^{-1} (z \leq z_1), \quad \Delta \approx \frac{kz}{n_0} \left( \frac{\partial n'}{\partial t} \right)_{\max} (z \geq z_1). \quad (2)$$

В нефокусированном луче ( $n' \sim 10^{-5} + 10^{-6}$ ) величина  $z_1$  имеет порядок  $10 + 100$  см, и в обычных экспериментах (длина кюветы с нелинейной жидкостью не превышает 20-50 см) уширение спектра должно быть невелико, хотя форма линии излучения может заметно измениться из-за



Примерная форма спектральных линий импульсов, прошедших через нелинейную среду (при  $m \gg 1$ ). Кривая 1 отвечает трапецеидальному, 2 – параболическому и 3 – гауссову профилю интенсивности при одинаковой энергии и характерной длительности импульсов

рассматриваемого эффекта. Для сфокусированного же канала ( $n' \sim 10^{-2} + 10^{-1}$ ) получаем  $z_1 \approx 10^{-2} + 10^{-3}$  см, и спектр выходящего излучения должен быть много шире, чем спектр падающего. Так, при  $\lambda = 1 \mu\text{к}$ ,  $T = 10^{-8}$  сек,  $n'_{\max} = 10^{-1}$ , уже на расстоянии  $z = 2$  см получаем  $\Delta \approx 2 \cdot 10^{12}$  рад/сек, и  $(\Delta/\omega) \approx 10^{-3}$ , тогда как у падающего импульса  $(\Delta/\omega) \approx 5 \cdot 10^{-7}$ .

Если  $\tilde{\phi} \neq 0$  (например, из-за межмодовых биений в ОКГ), то все сказанное остается в силе; следует только учитывать, что при  $\tilde{\phi}_{\max} > \pi$  ширина спектра может с самого начала превышать  $T^{-1}$ .

Форма спектральной линии  $I(\omega)$  импульса излучения, прошедшего через нелинейную среду, зависит от закона изменения интенсивности  $I(t)$  во времени (формы импульса). В интересующем нас случае  $m \sim \omega'_{\max} T \gg 1$  (относительно глубокие и медленные изменения частоты) можно прибли-

женно найти распределение мощности по спектру следующим образом. Разбивая функцию  $\omega'(t)$  на малые участки  $\delta t$  с таким изменением частоты  $\delta\omega$ , что  $(\delta\omega\delta t) \gg 1$ , можно считать, что энергия этих участков равна энергии соответствующего спектрального интервала ширины  $\delta\omega$  ("текущий спектр"). Полагая  $I(\omega)\delta\omega = I(t)\delta t$ , получим  $I(\omega)$  в параметрической форме\*

$$I(\omega) = \sum \frac{I(t)}{\dot{\omega}(t)}, \quad \omega = \omega(t), \quad (3)$$

где сумма берется по разным участкам с одинаковым  $\omega$  (такая неоднозначность имеет место при немонотонном изменении  $\omega(t)$ ). Можно показать, что условие применимости (3) имеет вид  $|\ddot{\omega}| \ll |\dot{\omega}|^{3/2}$ , т.е. (3) теряет силу вблизи экстремумов функции  $\omega(t)$ ; для оценки порядка величины  $I(\omega)$  в окрестности экстремальной точки следует подставить в (3) "граничное" значение  $t$ , для которого  $|\ddot{\omega}| \approx |\dot{\omega}|^{3/2}$ .

В зависимости от вида функции  $n'(\xi)$  (приближенно пропорциональной интенсивности поля волны) форма линии  $I(\omega)$ , описываемая формулами (1), (3), может быть весьма различной: либо энергия импульса относительно равномерно распределяется по спектру, либо имеются резко выраженные максимумы вблизи отдельных частот, для которых  $\dot{\omega} = 0$  (рисунки). Если форма входящего в нелинейную среду импульса несимметрична во времени, то несимметрична и спектральная линия прошедшего импульса.

Формула (1), не учитывающая деформации волны амплитуды, верна до тех пор, пока  $\omega'$  не достигнет величины порядка  $\omega \sqrt{n'_{\max}/n_0\kappa}$ , где  $\kappa = (\omega/v)(dv/d\omega)$  — дисперсионный параметр [7]. Согласно (1), это произойдет на расстоянии  $z_2 \approx v \sqrt{n'_{\max}/\kappa} (n'_{\max})^{-1}$ . Дальнейший процесс зависит от знака  $\kappa$ ; при  $(n'\kappa) > 0$  возможна самомодуляция света [7], а при  $(n'\kappa) < 0$  образование резких перепадов интенсивности внутри импульса — ударных волн огибающих [4,5]. Заметим, что в диапазоне  $\lambda \sim 0,5 \div 1 \text{ мк}$  для обычно используемых жидкостей  $\kappa < 0$ ; так, при  $\lambda \sim 0,7 \text{ мк}$  и температуре  $18 + 20^\circ\text{C}$  для бензола  $\kappa \approx -0,07$ , а для сероуглерода  $\kappa = -0,14$ . Для указанных выше параметров импульса  $z_2 \geq 100 \text{ см}$  и (1) применимо практически всегда, но при наличии в начальном импульсе каких-либо быстрых процессов (включая взаимодействие с компонентами комбинационного рассеяния) необходимо учитывать изменение огибающей амплитуды. Заметим, что при этом изменение спектра волны может быть резко ассиметричным.

Сказанное выше относилось к плоской волне, однако для канала с фиксированным (квазистационарным) поперечным распределением поля справедливы аналогичные выводы. Так, пользуясь результатами работы [9, 11] для симметричного трехмерного канала, в пренебрежении временем релаксации среды нетрудно получить формулу (1), где  $n'(\xi)$  равно половине значения  $n'$  на оси канала.

Возможно, что рассмотренный механизм в известной мере объясняет наблюдавшееся в некоторых экспериментах сильное расширение спектра оптического излучения при самофокусировке [12]. Заметим также, что наличие реактивной нелинейности в резонаторе [8] (например, из-за

присутствия нелинейных фильтров) может привести к заметному (хотя и менее сильному, чем при самофокусировке) уширению спектра генерации ОКГ, в частности одномодовых.

В заключение выражаю признательность А.В.Гапонову за дискуссии по рассмотренным здесь вопросам.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

Поступило в редакцию  
8 июля 1967 г.

### Литература

- [1] Г.А.Аскарьян. ЖЭТФ, 42, 1568, 1962.
- [2] R.Chiao, E.Garmire, C.Townes. Phys. Rev. Lett., 13, 479, 1964.
- [3] В.И.Таланов. Изв. высш. уч. зав., Радиофизика, 7, 564, 1964.
- [4] Л.А.Островский. ЖЭТФ, 33, 905, 1963.
- [5] L.A.Ostrovskii. URSI Symposium, Delft, Nethelands, 1965.
- [6] Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. Письма ЖЭТФ, 3, 137, 1966.
- [7] Л.Б.Островский. ЖЭТФ, 51, 1189, 1966.
- [8] Л.А.Островский. Доклад на Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике. Новосибирск, 1966.
- [9] С.А.Ахманов, А.П.Сухоруков, Р.В.Хохлов. ЖЭТФ, 51, 297, 1966.
- [10] А.Г.Литвак, В.И.Таланов. Изв. высш. уч. зав., Радиофизика, 10, 539, 1967.
- [11] С.А.Ахманов, А.П.Сухоруков, Р.В.Хохлов. ЖЭТФ, 50, 1537, 1966.
- [12] С.А.Ахманов, А.П.Сухоруков, Р.В.Хохлов. Доклад на Сессии отделения общей и прикладной физики АН СССР, май 1967.

---

\* Формула (3) не учитывает "тонкой структуры" линии на интервалах порядка  $T^{-1}$ .