

УДК 621.373.826

О СВЯЗИ МЕЖДУ ВРЕМЕННЫМИ И СПЕКТРАЛЬНЫМИ
ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ
САМОВОЗДЕЙСТВИЯ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ
ИМПУЛЬСОВ В ОДНОМОДОВЫХ СВЕТОВОДАХ

Н. Л. МАРКАРЯН, Л. Х. МУРАДЯН, Т. А. ПАПАЗЯН, А. В. ЗОГРАБЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 ноября 1993 г.)

Проведены аналитические и численные исследования решений нелинейного уравнения Шредингера для задачи последовательного прохождения импульса через среду с аномальной дисперсией и среду с керровской нелинейностью и нормальной дисперсией. Установлено, что в определенных условиях спектральное распределение выходного излучения повторяет форму временной огибающей начального импульса.

Проблемы оптики сверхкоротких импульсов (СКИ), исходящие, в принципиальном плане, из классической радиофизики, своими решениями все больше проникают в прикладные области современной науки и техники, такие как лазерная техника, оптическая связь, метрология, и др. [1]. В настоящей работе на основе аналитических и численных исследований процесса самовоздействия частотно-модулированных импульсов в одномодовых волоконных световодах (ОВС) анализируется возможность установления связи между временной огибающей и спектральным профилем излучения. Выявление такой связи открыло бы новые возможности в технике регистрации и контроля параметров СКИ пико-фемтосекундного диапазона, тем самым расширив спектр методов формирования [2-4], стабилизации [5, 6] и управления [7, 8] параметрами излучения с использованием ОВС. В настоящей работе рассматривается процесс самовоздействия импульсного излучения в системе, состоящей из дисперсионной среды и ОВС (спектральный компрессор [6, 9]).

1. Математическое описание самовоздействия излучения в среде с керровской нелинейностью и дисперсией сводится к нелинейному уравнению Шредингера для комплексной медленно меняющейся амплитуды световой волны $\psi(\zeta, \eta)$:

$$i \frac{\partial \psi}{\partial \zeta} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} + R |\psi|^2 \psi. \quad (1)$$

В уравнении бегущее время $\eta = (t - Z)/\tau_0$ и продольная координата $\zeta = Z/L_D$ нормированы, соответственно, на начальную длительность импульса τ_0 и дисперсионную длину $L_D = \tau_0^2/k_2$ ($k_2 \equiv d^2k/d\omega^2$, k -волновое число, u -групповая скорость, ω -частота излучения). Параметр нелинейности R определяется, как $R = L_D/L_{NL}$, где $L_{NL} = (kn_2 I_0)^{-1}$ -длина фазовой

само модуляции, n_2 -керровский коэффициент в добавке к показателю преломления, I_0 -пиковая интенсивность излучения.

В отсутствие нелинейности ($R=0$) уравнение описывает распространение импульса в дисперсионной среде, какой является, например, решеточный компрессор [1,2]. Значение параметров k_2 и L_D в этом случае определяются геометрией и параметрами устройства и излучения.

В условиях наличия нелинейности ($R \neq 0$) уравнение адекватно описывает самовоздействие излучения в ОВС при значениях длительностей $\tau_0 \geq 100$ фс и мощностей $P \leq 1$ МВт, в соответствии со вторым приближением теории дисперсии [1]. При длинах световода $\zeta < R^{-1/2}$ вклад дисперсии в процесс самовоздействия мал и первым членом в правой части уравнения можно пренебречь (бездисперсионное приближение [1]).

2. Обсудим последующее прохождение импульса через дисперсионную среду и ОВС. Пусть длина дисперсионной среды большая $z \gg 1$ и длительность импульса на выходе из нее намного превосходит входную $\tau \gg \tau_0$. Речь, таким образом, идет о временном аналоге задачи дифракции светового пучка в дальней зоне [1]. Точное решение дисперсионного уравнения (1) с $R=0$ в таком случае упрощается к виду

$$\psi(z, \eta) = (i/z)^{1/2} f(0, -\eta/z) \exp[-i\eta^2/(2z)],$$

где $f(z, \Omega)$ - фурье-образ амплитуды $\psi(z, \eta)$, $\Omega \equiv (\omega - \omega_0)\tau_0$ - безразмерная частота.

Обсудим самовоздействие в ОВС импульса, предварительно частотно-модулированного в дисперсионной среде. В бездисперсионном приближении решение уравнения (1) имеет вид

$$\psi(z, \zeta, \eta) = (i/z)^{1/2} f(0, 0, -\eta/z) \exp[i\Phi(z, \zeta, \eta)],$$

где

$$\Phi(z, \zeta, \eta) = -(z)^{-1} [(\eta^2/2) + R\zeta |f(0, 0, -\eta/z)|^2]. \quad (2)$$

При условии

$$|\Phi(z, \zeta, \eta) - \Phi(z, \zeta, 0)| \ll 1 \quad (3)$$

в области $|\eta| \leq 1$ имеем

$$f(z, \zeta, \Omega) \cong (iz)^{1/2} \psi(0, 0, \Omega z) \exp[i\Phi(z, \zeta, 0)]. \quad (4)$$

Таким образом, в рамках принятых приближений спектральное распределение выходного излучения повторяет форму временной огибающей начального импульса: $|f(z, \zeta, \Omega)| \cong (z)^{1/2} |\psi(0, 0, \Omega z)|$. Подчеркнем, что точность последнего соотношения зависит от степени выполнения условия (3). Как следует из (2), это условие, накладываемое на исходный спектр излучения, хорошо выполняется для лазерных импульсов: спектральный профиль легко аппроксимируется параболой.

3. Количественный анализ процесса, основанный на полной волновой картине, проводился численным решением уравнения (1). Для решения (1) применялась схема расщепления по физическим факторам с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье на дисперсионном шаге [10].

Рисунок иллюстрирует результаты численных исследований процесса для импульса со случайной амплитудно-фазовой модуляцией. Представлены временные огибающие (а,в) и спектральные распределения интенсивностей (б,г) на входе в дисперсионную среду (а,б) и на выходе из ОВС (в,г). Как видно из рисунка, спектр выходного излучения в своей центральной энергонесущей части (г) воспроизводит временную огибающую начального импульса, в полном соответствии с выводами аналитических выкладок.

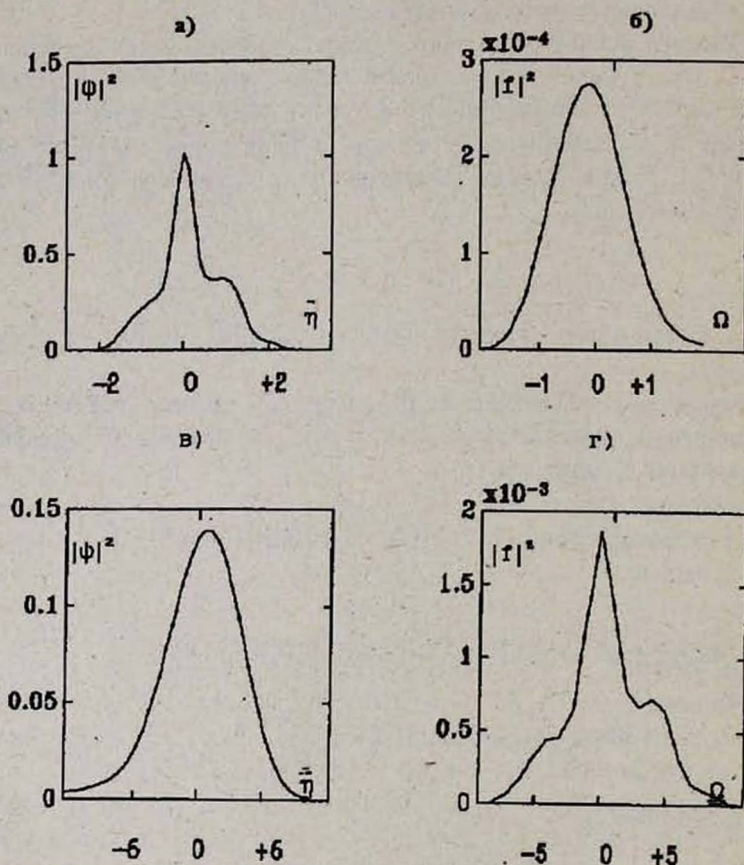


Рисунок. Импульс со случайной амплитудно-фазовой модуляцией в процессе распространения через дисперсионную среду и ОВС:

- а) начальная временная огибающая излучения;
- б) начальное спектральное распределение;
- в) временная огибающая излучения на выходе;
- г) спектральное распределение на выходе.

Заметим, что хотя область длительностей рассматриваемой модели ограничивается $\tau \geq 100$ фс, однако при надлежащем учете более высоких

порядков приближений теории дисперсии, полученные результаты могут быть обобщены также для импульсов длительностью до единиц фемтосекунд.

В заключение отметим, что реализация метода, основанного на выше приведенном процессе, позволила бы свести непростую задачу регистрации и контроля временных характеристик пико-фемтосекундных импульсов к традиционной технике спектральных измерений.

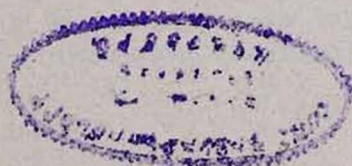
ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Ахманов, В. А. Выслоух, А. С. Чиркин. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., Наука, 1988.
2. С. Н. Brito-Gruz, R. L. Fork, C. V. Shank. Conference on Lasers and Electro-Optics, 1987, Technical digest, p. 26.
3. К. Тау, А. Tomita. Appl. Phys. Lett., 48, № 5, 1033 (1986).
4. С. А. Ахманов, В. А. Выслоух, Л. Х. Мурадян, С. М. Першин, А. А. Подшивалов. Препринт физического факультета МГУ, 1984, № 17.
5. В. А. Выслоух, Л. Х. Мурадян. Квантовая электроника, 14, № 7, 1437 (1987).
6. Н. Л. Маркарян, Л. Х. Мурадян, Т. А. Папазян, А. В. Зограбян. Изв. НАН РА, Физика, 27, № 3, 128 (1992).
7. А. М. Weiner, J. P. Heritage, R. H. Thurston. Opt. Lett., 11, № 3, 153 (1986).
8. Е. М. Дианов, Л. М. Иванов, А. Я. Карасик, П. В. Мамышев, А. М. Прохоров. Письма в ЖЭТФ, 44, вып.3, 121 (1986).
9. Н. Л. Маркарян, Л. Х. Мурадян, Т. А. Папазян. Квантовая электроника, 18, № 7, 865 (1991).
10. R. A. Fisher, W. K. Bishel. J. Appl. Phys., 46, № 11, 4921 (1975).

ABOUT THE RELATION BETWEEN THE TEMPORAL AND SPECTRAL CHARACTERISTICS OF RADIATION IN THE PROCESS OF CHIRPED PULSES SELF-ACTION IN SINGLE MODE FIBERS

N.L. MARGARIAN, L.KH. MOURADIAN, T.A. PAPAIZIAN, A.V. ZOHRABIAN

The analytical and numerical studies of nonlinear Schrödinger equation solutions are carried out for the problem of subsequently passing ultra short pulses through the medium with anomalous dispersion and medium with Kerr nonlinearity and normal dispersion. It is stated that under certain conditions the spectral distribution of the output radiation receives the shape of the input temporal envelope.



**ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿԱՅԻՆ ԵՎ ՄՊԵԿՏՐԱԼ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ
ԿԱՊԸ ՀԱՃԱԽՈՒԹՅԱՄԲ ՄՈՂՈՒԼԱՑՎԱԾ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՄԻԱՄՈՂ
ՄԱՆՐԱԹԵԼԱՅԻՆ ԼՈՒՍԱՏԱՐՆԵՐՈՒՄ ԻՆՔՆԱԶՂԵՑՈՒԹՅԱՆ ՊՐՈՑԵՍՈՒՄ**

Ն.Լ. ՄԱՌԳԱՐՅԱՆ, Լ.Խ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Թ.Ա. ՓԱՓԱԶՅԱՆ, Ա.Վ. ԶՈՂՐԱԲՅԱՆ

Կատարված են Շրեդինգերի ոչգծային հավասարման լուծումների անալիտիկ և թվային հետազոտություններ անոմալ դիսպերսիայով և Կեռի տիպի ոչգծայնությամբ ու նորմալ դիսպերսիայով միջավայրերով ճառագայթման հաջորդական անցման խնդրի համար: Ցույց է տրված, որ որոշակի պայմաններում ելքային ճառագայթման սպեկտրալ բաշխումը կրկնում է մուտքի ժամանակային պարուրիչի ձևը: