

# Дисперсионный режим спектральной компрессии

А.А.Кутузян, Т.Г.Мансурян, Г.Л.Есаян, Р.С.Акопян, Л.Х.Мурадян

*На основе численных и экспериментальных исследований проанализирована роль дисперсии групповых скоростей в процессе спектральной компрессии субпикосекундных лазерных импульсов. Показано, что влияние дисперсии в световоде может существенно изменить физическую картину процесса.*

**Ключевые слова:** сверхкороткий лазерный импульс, спектральная компрессия, дисперсия групповых скоростей.

## 1. Введение

Прогресс в области генерации сверхкоротких импульсов (СКИ) стимулирует исследования фазовой самомодуляции (ФСМ) и кросс-модуляции излучения, направленные на решение ряда задач, связанных с управлением и регистрацией фемтосекундных оптических сигналов [1–5]. Особый интерес с этой точки зрения вызывает явление спектральной компрессии (СК) излучения, основанное на нелинейной ФСМ и кросс-модуляции первоначально chirпированных СКИ [5–14]. За последнее десятилетие СК применяется в оптике сверхбыстрых процессов и лазерной физике для регистрации временной огибающей амплитуды и фазы СКИ путем фурье-преобразования [5], тонкой частотной перестройки излучения [5], нелинейно-оптической фильтрации шумов [11], генерации временных темных солитонов [13], метода *D*-сканирования, разработанного по аналогии с методом *z*-сканирования [14], передачи СКИ на дальние расстояния без искажений [15], генерации мощных спектрально-ограниченных СКИ в одномодовом волоконном световоде (ОВС) с усилением [16] и др.

Система спектральной компрессии СКИ, предложенная в [7], состоит из дисперсионной линии задержки (ДЛЗ) и ОВС. В ДЛЗ с аномальной дисперсией СКИ удлиняются, приобретая отрицательный chirп. Дальнейшее самовоздействие СКИ в ОВС с керровской нелинейностью приводит к компенсации chirпа и спектральному сжатию вследствие ФСМ. Первые экспериментальные наблюдения СК пико- и фемтосекундных СКИ представлены в работах [8] и [9] соответственно. В общем случае наряду с ФСМ при исследовании распространения СКИ в ОВС следует учитывать такие факторы, как дисперсия (второго и третьего порядков), нестационарность и релаксация нелинейности, которые могут приводить к деформациям временного и спектрального профилей СКИ, а также к формированию ударных волн огибающей

[10, 17]. Исследование влияния этих факторов на СК, позволит выработать рекомендации по реализации экспериментальных схем СК, предназначенных для конкретных применений.

В настоящей работе представлены результаты исследования влияния дисперсии второго порядка ОВС на спектральную компрессию СКИ в системе ДЛЗ–ОВС.

## 2. Математическое моделирование

В отличие от [8, 10], мы разделяем вклад различных физических факторов в процесс СК. Во-первых, керровская нелинейность в кварцевом волокне имеет электронную природу, а время ее релаксации составляет несколько фемтосекунд [17]. Поэтому для СКИ (длительность на полувысоте  $\Delta t \sim 100$  фс) можно пренебречь влиянием релаксации нелинейности на процесс СК. Для таких СКИ в области длин волн  $\lambda \sim 1$  мкм можно не учитывать роль волновой нестационарности, задающейся отношением периода световой волны к длительности СКИ ( $\sim 10^{-2}$ ) [17]. В кварцевых ОВС вклад дисперсии как второго порядка (дисперсии групповых скоростей (ДГС)), так и третьего порядка для СКИ с указанными параметрами становится существенным на расстояниях  $L_d^{(2)} = \tau_0^2/k_2 \sim 0.1$  м и  $L_d^{(3)} = 2\tau_0^3/k_3 \sim 10$  м соответственно, где  $\tau_0$  – начальная полуширина СКИ на уровне  $1/e$  от максимальной интенсивности, а  $k_j = |d^j k/d\omega^j|$  – абсолютное значение  $j$ -й производной волнового числа  $k$  по частоте  $\omega$  на центральной частоте излучения  $\omega_0$  [17]. Таким образом, для фемтосекундных СКИ с длиной волны  $\sim 1$  мкм выбор длины ОВС  $f \sim 1$  м позволяет ограничиться влиянием дисперсии второго порядка на СК и свести описание процесса к нелинейному уравнению Шредингера [17]

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

Здесь  $\Psi(\zeta, \eta)$  – медленно меняющаяся амплитуда, нормированная на свое пиковое значение на входе в систему;  $\zeta = z/L_d$  – безразмерное расстояние;  $\eta = (t - z/u)/\tau_0$  – бегущее время;  $z$  – пространственная координата;  $L_d \equiv L_d^{(2)}$ ;  $u$  – групповая скорость;  $R = L_D/L_{nl}$  – параметр нелинейности;  $L_{nl} = (kn_2 I_0)^{-1}$  – длина ФСМ;  $n_2$  – коэффициент нелинейности;  $I_0$  – пиковое значение интенсивности на

А.А.Кутузян, Т.Г.Мансурян, Г.Л.Есаян, Р.С.Акопян, Л.Х.Мурадян. Ереванский государственный университет, физический факультет, Армения, 375025 Ереван, ул. А.Манукяна, 1; e-mail: kutuzian@yahoo.com

Поступила в редакцию 17 сентября 2007 г., после доработки – 11 декабря 2007 г.

входе. Первый член в правой части уравнения (1) описывает дисперсионные эффекты, а второй – эффект самодействия. ДЛЗ может быть описана уравнением (1) с  $R = 0$  и  $\zeta = -Z$ , где  $Z$  – нормированная на дисперсионную длину  $L_d$  безразмерная длина ДЛЗ (следует также использовать  $k_2$  для ДЛЗ ( $k_2^{(d)}$ ) вместо  $k_2$  для ОВС ( $k_2^{(f)}$ )).

### 3. Численные исследования

При численном решении уравнения (1) использовался метод расщепления по физическим факторам с применением алгоритма быстрого преобразования Фурье на дисперсионном шаге [18]. Определялись временные распределения интенсивности  $I(\eta) = |\Psi(\eta)|^2$  и частоты  $\Omega(\eta)$  (чирп), а также спектральная плотность мощности СКИ  $S(\Omega) = |F(\Omega)|^2$  на выходе из системы СК и на выходе из ДЛЗ в зависимости от мощности излучения, задаваемой

параметром  $R$  ( $F(\Omega)$  – фурье-образ комплексной амплитуды  $\Psi(\eta)$ ,  $\Omega = (\omega - \omega_0)\tau_0$  – безразмерная частота).

На рис.1 приведены результаты численных исследований, показывающие изменение  $S(\Omega)$  на выходе из системы в зависимости от  $R$  в нелинейном режиме (в котором дисперсия не играет существенной роли) и дисперсионном режиме (где роль дисперсии существенна). При этом длина ДЛЗ  $Z = 3$  (рис.1,а,б), 6 (рис.1,в,з) и 12 (рис.1,д,е), а длина ОВС  $\zeta = 3$ . Видно, что с увеличением  $R$  спектр сжимается, его компрессия становится максимальной, после чего энергия переходит из центрального пика в спектральные сателлиты. Из сравнения дисперсионного и нелинейного режимов при различных длинах ДЛЗ видно, что ДГС в ОВС играет существенную роль при малых  $Z$ , тогда как при  $Z = 12$  вклад ДГС пренебрежимо мал. В области максимальной компрессии влияние ДГС проявляется в сглаживании динамической картины

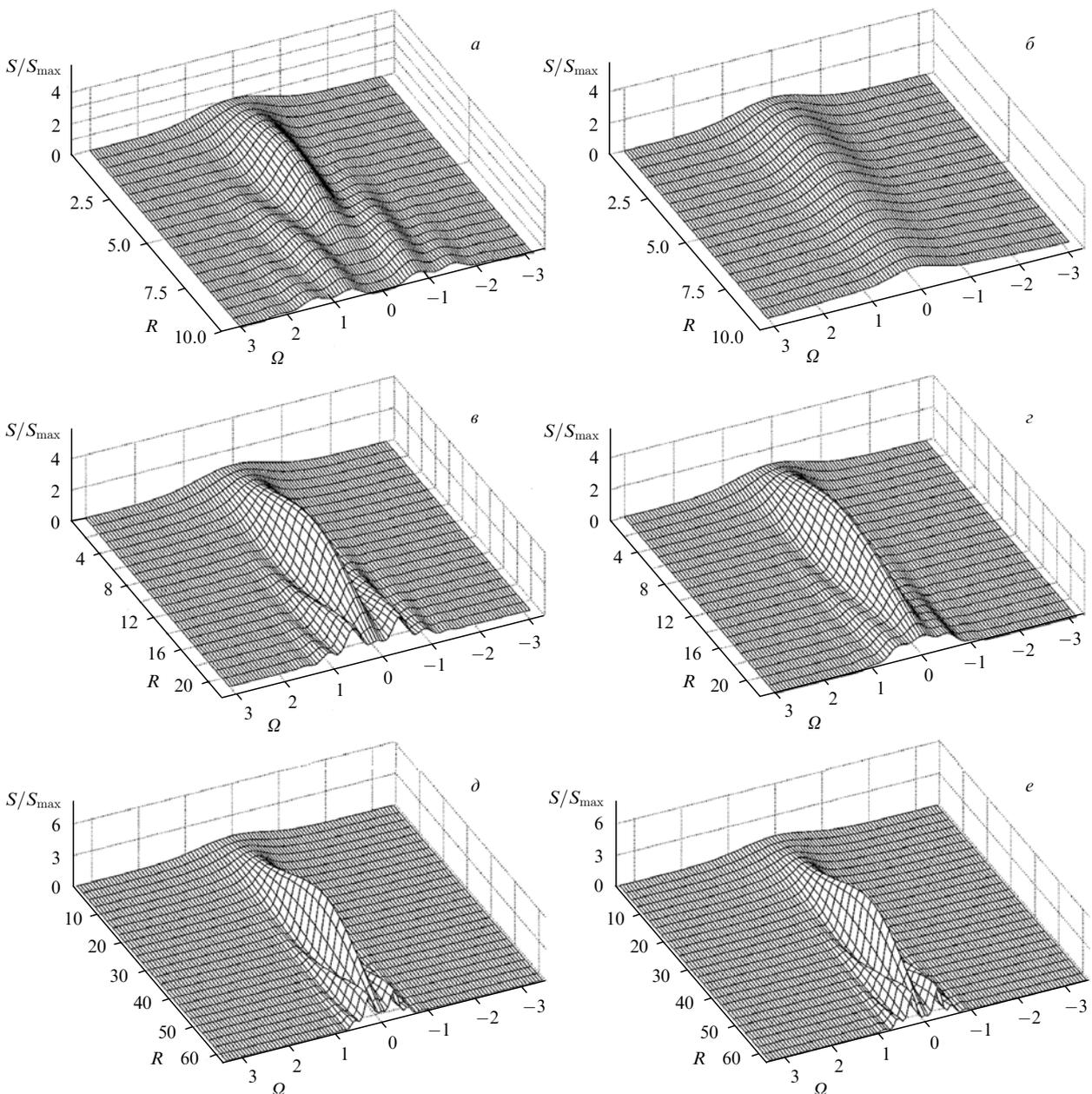


Рис.1. Спектральная плотность мощности СКИ  $S(\Omega)$ , нормированная на ее максимальное значение  $S_{\max}$  для исходного импульса, на выходе из системы СК в зависимости от параметра нелинейности  $R$  в дисперсионном (а, в, д) и нелинейном (б, з, е) режимах при  $\zeta = 3$ ,  $Z = 3$  (а, б), 6 (в, з) и 12 (д, е).

СК: по сравнению с нелинейным режимом в дисперсионном режиме спектральные сателлиты менее выражены и максимальная СК достигается при меньших значениях  $R$ . Отметим, что в нелинейном режиме  $R\zeta \sim I_0 f$  является инвариантом процесса [17] и картину на рис.1, *a, в, д* можно интерпретировать как эволюцию спектра излучения вдоль ОВС при заданном  $I_0$ .

Для обсуждения механизма воздействия ДГС на процесс СК на рис.2 представлены временной профиль интенсивности, чирп и спектр при оптимальных для СК значениях  $R$  для нелинейного и дисперсионного режимов. Зависимости рассчитаны при длинах ДЛЗ  $Z = 3$  (*a, г, ж*), 6 (*б, д, з*) и 12 (*в, е, и*) и длине ОВС  $\zeta = 3$ , а значения  $R$  выбраны оптимальными для достижения максимальной степени СК. Из рис.2, *a, г, ж* видно, что при малых длинах ДЛЗ ( $Z = 3$ ), т. е. при  $d < f k_2^{(f)} / k_2^{(d)}$  ( $d$  – длина ДЛЗ) нормальная ДГС оптического волокна приводит к сжатию СКИ во времени, препятствуя этим СК. В другом предельном случае больших ДЛЗ ( $Z = 12$ ), т. е. при  $d \gg f k_2^{(f)} / k_2^{(d)}$ , представленном на рис.2, *в, е, и*, вклад ДГС волокна несуществен, и компенсация чирпа и спектральная компрессия происходят практически так же, как и в

линейном режиме. На рис.2, *б, д, з* ( $Z = 6$ ) иллюстрируется комбинированное действие ДГС и керровской нелинейности, приводящее к деформации временной огибающей  $I(\eta)$  с тенденцией к ее преобразованию в прямоугольную. Компенсация чирпа в дисперсионном режиме происходит, в отличие от нелинейного режима, для всего СКИ (рис.2, *д*). Сжатый спектр имеет небольшие сателлиты и описывается функцией  $\text{sinc } \Omega$ , являющейся фурье-образом прямоугольной функции. Формирование СКИ с прямоугольной огибающей определяет также степень СК  $C \equiv \Delta\omega_0 / \Delta\omega = \tau / (2\tau_0)$ , т. к. при полной компенсации чирпа для таких СКИ  $\Delta\omega\tau = 2$  (где  $\Delta\omega$  – полуширина спектральной плотности мощности на уровне  $1/e$ ).

Численные исследования при различных значениях  $Z$  и  $\zeta$  показывают, что СКИ с прямоугольной огибающей формируются при  $Z/\zeta \sim 2$ , т. е. при  $d \sim 2f k_2^{(f)} / k_2^{(d)}$ , и при этом достигается эффективный с точки зрения формирования спектрально-ограниченных СКИ режим СК. Следует отметить, что формирование СКИ с прямоугольной огибающей в ОВС в результате совместного действия ДГС и керровской нелинейности при оптимизации временной компрессии СКИ наблюдалось на длинах  $\zeta \simeq$

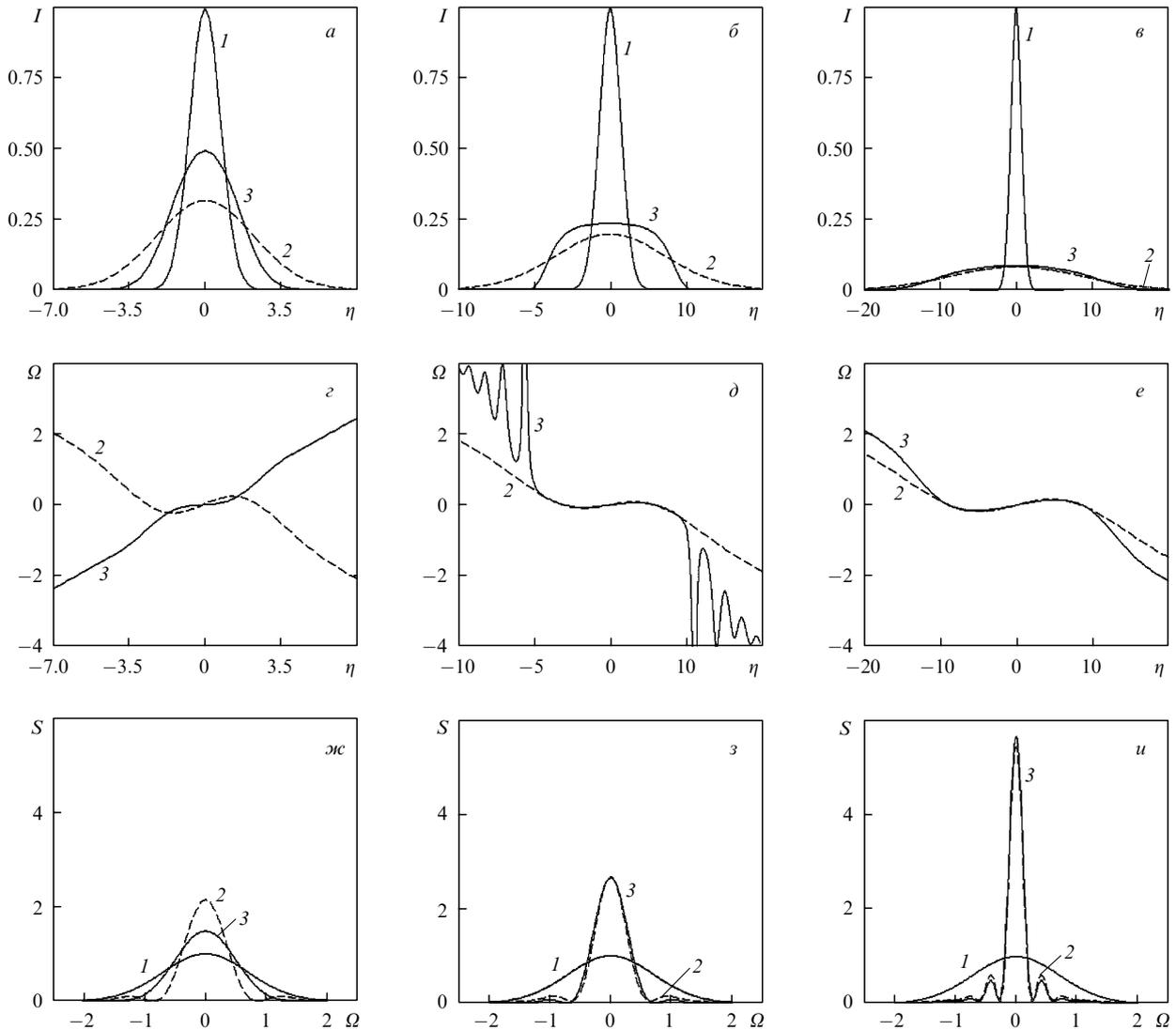


Рис.2. Временной профиль интенсивности  $I$  (*a–в*), чирп  $\Omega$  (*г–е*) и спектральная плотность мощности  $S$  (*ж–и*) на входе в систему СК ( $1$ ) и на выходе из нее в нелинейном ( $2$ ) и дисперсионном ( $3$ ) режимах при  $\zeta = 3$  для  $Z = 3$ ,  $R = 2$  ( $3$ ) и  $3.5$  ( $2$ ) (*a, г, ж*),  $Z = 6$ ,  $R = 9$  ( $3$ ) и  $12$  ( $2$ ) (*б, д, з*),  $Z = 12$ ,  $R = 39$  ( $3$ ) и  $40$  ( $2$ ) (*в, е, и*).

$1.8R^{-1/2}$  [17]. Простое обобщение этого соотношения с учетом удлинения СКИ в ДЛЗ не соответствует приведенным результатам. Этого можно было ожидать, т. к. влияние ДГС обусловлено не только длительностью СКИ, но также спектром и фазой излучения.

#### 4. Эксперимент

Экспериментальная установка состояла из фемтосекундного лазера на кристалле сапфира с титаном (Coherent Verdi10-Mira 900F), спектрального компрессора и оптического спектроанализатора (Ando AQ6315). Параметры лазерного излучения были следующими: длина волны  $\lambda \sim 800$  нм, ширина спектра  $\Delta\lambda \sim 6$  нм, длительность СКИ на полувысоте  $\Delta t \leq 150$  фс ( $\Delta t \simeq 1.67\tau_0$ ), средняя мощность  $p \sim 1.5$  Вт и частота повторения 76 МГц. Спектральный компрессор состоял из ДЛЗ (пара дисперсионных призм с возвращающим зеркалом) и ОВС. Па-

раметры использовавшегося ОВС таковы: диаметр поля моды 5.6 мкм, коэффициент нелинейности  $n_2 = 3.2 \times 10^{-16}$  см<sup>2</sup>/Вт, величина ДГС  $k_2^{(f)} = 4.6 \times 10^4$  фс<sup>2</sup>/м.

На рис.3 представлены спектральные профили СКИ на выходе из системы СК для разных значений средней мощности  $p$  излучения в ОВС, длины ОВС  $f = 0.95$  м и расстояния между призмами  $d = 3$  м. Штриховые кривые показывают результаты численного моделирования при соответствующих эксперименту параметрах излучения и системы ДЛЗ–ОВС ( $Z = 10$ ,  $\zeta = 6.6$ ). При малых мощностях излучения ( $p < 1$  мВт) в ОВС наблюдается линейное распространение СКИ: спектр на выходе из системы повторяет входной спектр с шириной  $\Delta\lambda_{in} = 6$  нм (рис.3,а). Увеличение мощности излучения приводит к СК (рис.3,б, в) вплоть до  $\Delta\lambda_{out} = 1.2$  нм ( $p \sim 37.5$  мВт). Дальнейшее увеличение мощности вызывает уширение спектра. Форма спектров при этом отличается от типичной формы спектров ФСМ, что говорит о существенной роли ДГС.

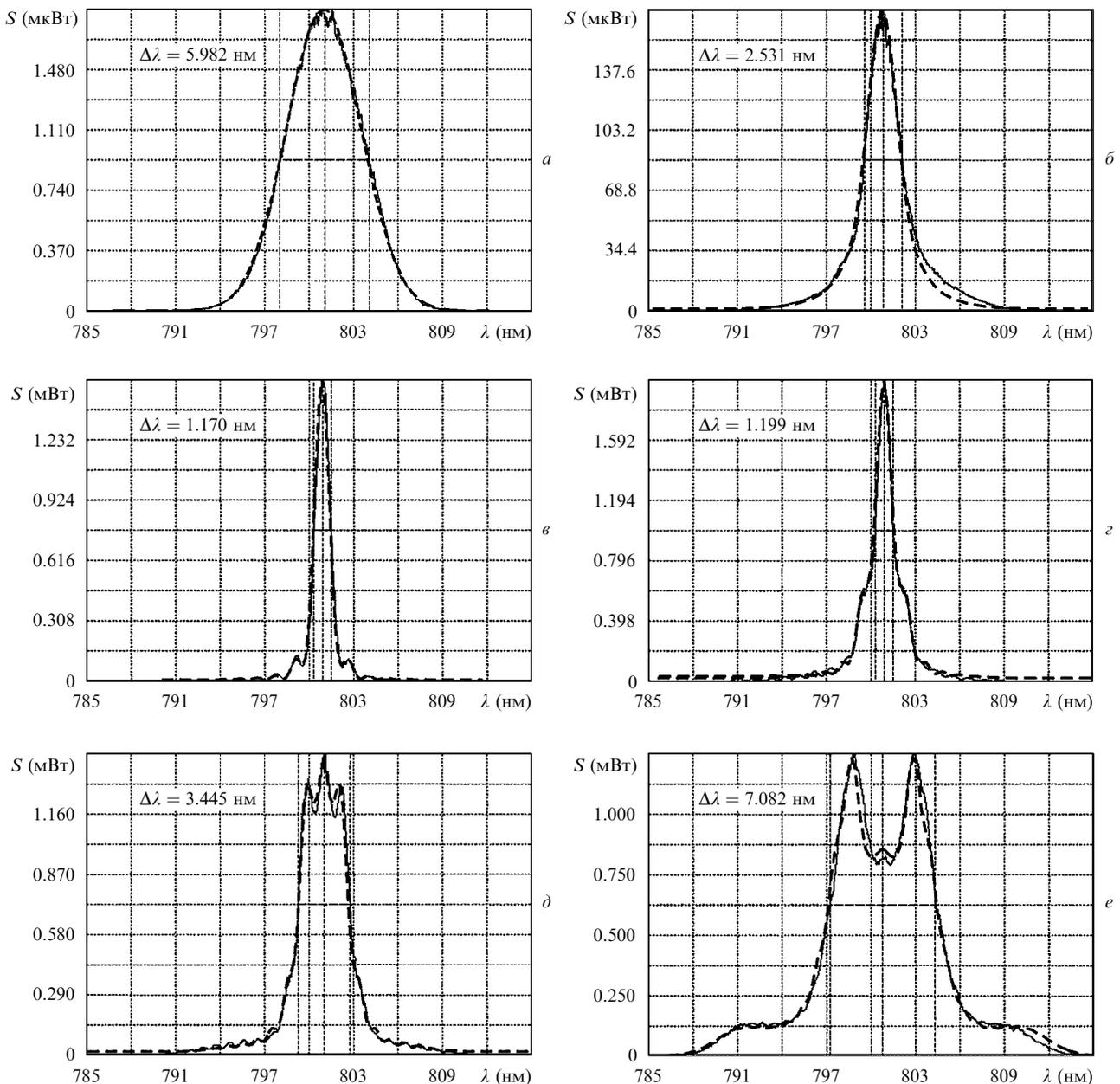


Рис.3. Спектральная плотность мощности СКИ на выходе из системы СК при средних мощностях вводимого в ОВС излучения  $p = 200.5$  мкВт (а), 10.3 (б), 37.51 (в), 71.7 (г), 99.6 (д) и 170.1 мВт (е). Штриховые кривые – расчет, тонкие сплошные кривые – эксперимент.

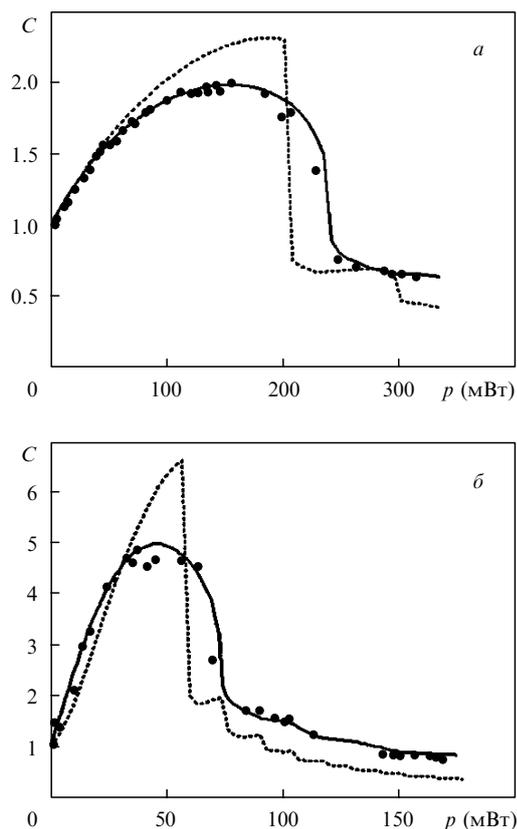


Рис.4. Зависимости коэффициента СК  $C$  от средней мощности  $p$  при  $d = 3$  м,  $f = 0.95$  м ( $Z = 10$ ,  $\zeta = 6.6$ ,  $R = 0 - 53$ ) (а) и  $d = 1.03$  м,  $f = 0.21$  м ( $Z = 2.9$ ,  $\zeta = 1.5$ ,  $R = 0 - 25$ ) (б). Точки – эксперимент, сплошные кривые – расчет, пунктирные кривые – расчет в отсутствие ДГС.

Следует отметить, что уширенные спектры являются симметричными, что свидетельствует об отсутствии влияния на процесс СК дисперсионных и нелинейных эффектов высших порядков при данных параметрах системы.

На рис.4 приведены обобщенные экспериментальные результаты при разных параметрах излучения и различных ОВС. На рис.4,а показана зависимость коэффициента СК  $C$  от средней мощности излучения в ОВС при  $d = 3$  м и  $f = 0.95$  м. Видно, что экспериментальные результаты (точки) находятся в хорошем количественном согласии с расчетными (сплошные кривые). Показана также рассчитанная зависимость коэффициента СК от мощности в отсутствие ДГС (пунктирные кривые). На рис.4,б приведены соответствующие результаты при  $d = 1.03$  м и  $f = 0.21$  м ( $Z = 2.9$ ,  $\zeta = 1.5$ ).

Из рис.4 видно, что влияние ДГС оптического волокна на процесс СК может значительно изменить физическую картину трансформации формы и спектра СКИ. При длинах ДЛЗ  $d \sim 2fk_2^{(f)}/k_2^{(d)}$  осуществляется эффективный дисперсионный режим СК (рис.2,б, д, з), при котором на выходе из спектрального компрессора огибающая СКИ приобретает прямоугольную форму. При этом длительность СКИ практически определяется его удлинением в ДЛЗ:  $\tau \approx (k_2^{(d)}/\tau_0)d$ . При длинах ДЛЗ  $d < fk_2^{(f)}/k_2^{(d)}$  временная рекомпрессия СКИ в ОВС блокирует спектральную компрессию (рис.2,а, з, ж), и на вы-

ходе из системы ДЛЗ–ОВС длительность СКИ становится меньше его длительности на выходе из ДЛЗ. При  $d \gg fk_2^{(f)}/k_2^{(d)}$  влияние ДГС несущественно и физическая картина процесса СК аналогична таковой для нелинейного режима (рис.2,в, е, и).

### 5. Заключение

Таким образом, в фемтосекундном временном диапазоне в процессе СК наряду с фазовой самомодуляцией существенную роль играет ДГС в ОВС. Влияние ДГС зависит от параметров системы СК, а именно от соотношения между длинами ОВС и ДЛЗ, измеренными в дисперсионных длинах:

- при длинах ДЛЗ, меньших длины ОВС, обусловленная ДГС рекомпрессия сверхкоротких импульсов в ОВС блокирует спектральную компрессию;
- при длинах ДЛЗ, много больших длины ОВС, роль ДГС становится несущественной;
- при длинах ДЛЗ, сравнимых с двойной длиной ОВС, достигается эффективный дисперсионный режим СК, при котором в области максимальной СК формируются спектрально-ограниченные СКИ с прямоугольной огибающей.

Полученные результаты могут быть полезны при реализации конкретных схем СК, предназначенных для решения задач управления параметрами оптических сигналов и их регистрации.

Работа выполнена в рамках проекта NATO SFR 978027.

1. Vampouille M., Marty J., Froehly C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **22**, 192 (1986).
2. Wang Q.Z., Lui Q.D., Lui D., Ho P.P., Alfano R.R. *J. Opt. Soc. Am. B*, **11**, 1084 (1994).
3. Boyer G.R., Lachger M., et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **11**, 1451 (1994); Spenser P.S., Score K.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 67 (1995).
4. Niberring E.T.J., Franco M.A., Prade B.S., et al. *Opt. Commun.*, **119**, 479 (1995).
5. Mouradian L.Kh., Froehly C., Louradour F., Barthelemy A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **36**, 795 (2000).
6. Kane D.J., Trebino R. *Opt. Lett.*, **18**, 823 (1993); Lingwei Guo, Changhe Zhou. *Opt. Commun.*, **260**, 140 (2006).
7. Маркарян Н.Л., Мурадян Л.Х. и др. *Квантовая электроника*, **18**, 865 (1991).
8. Planas S.A., Pires Mansur N.L., Brito Cruz S.H., Frangnito H.L. *Opt. Lett.*, **18**, 669 (1993).
9. Зограбян А.В., Мурадян Л.Х. *Квантовая электроника*, **22**, 695 (1995); *J. Contemp. Phys.*, **29**, 246 (1992).
10. Oberthaler M., Hopfel R.A. *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 1017 (1993).
11. Margarian N.L., Mouradian L.Kh., Papazian T.A., et al. *J. Contemp. Phys.*, **27**, 128 (1992).
12. Маркарян Н.Л., Мурадян Л.Х. *Квантовая электроника*, **22**, 1111 (1995).
13. Kutuzyan A.A., Mansuryan T.G., Kirakosyan A.A., Mouradian L.Kh. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5135**, 156 (2003).
14. Louradour F., Lopez Lago E., Couderc V., Barthelemy A., Mouradian L. *Proc. ECIO'99* (Turin, 1999, p. 103).
15. Clark S.W., Ilday F.O., Wise F.W. *Opt. Lett.*, **26**, 17 (2001).
16. Schreiber T., Liem A., Röser F., Zellmer H., Tünnermann A., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5709**, 32 (2005).
17. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).
18. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996).