

07

Призменно-линзовая дисперсионная линия задержки

© М.А. Калашян, К.А. Паланджян, Т.Дж. Хачикян, Т.Г. Мансурян,
Г.Л. Есаян, Л.Х. Мурадян

Ереванский государственный университет, Армения
E-mail: lmouradian@ysu.am

В окончательной редакции 8 октября 2008 г.

Предложена и экспериментально продемонстрирована дисперсионная линия задержки, основанная на прямом управлении спектральной фазой импульса. Достоинствами устройства являются компактный дизайн и возможность управления не только величиной, но и знаком дисперсии.

PACS: 42.15Eq, 42.30Va, 42.30Kq

Дисперсионные линии задержки (ДЛЗ), разные по принципу действия и исполнению, на базе дифракционных решеток и призм [1–5], паров металлов [6], интерферометра Фабри–Перо [7], оптических фильтров [8], с использованием электрооптической фазовой модуляции [9,10] и нелинейной дисперсии кристаллов [11], с фазовым управлением на основе решеточного сканирования [12] и жидкокристаллические [13], в настоящее время широко используются в сверхбыстрой лазерной технике и оптике в качестве стретчеров [14–16] и компрессоров [17], как вне так и внутри резонаторов лазерных источников [18]. В качестве ДЛЗ чаще всего используется пара дифракционных решеток или призм. Недостатком решеточных ДЛЗ являются большие энергетические потери. Призменные ДЛЗ-компрессоры, обладающие преимуществом малых энергетических потерь, ограничены фемтосубпикосекундным диапазоном длительностей используемых импульсов [19–22]. В стандартной схеме ДЛЗ величина (наклон) наведенного чирпа зависит от расстояния между призмами (или решетками), что часто делает устройство громоздким. В данной работе представлена новая призменно-линзовая схема ДЛЗ с возможностью компактного исполнения: величина и знак наведенного дисперсией чирпа задаются оптической силой линзы, входящей в систему (и тем самым не зависят непосредственно от размеров устройства). При этом знак и величину чирпа можно менять

без изменения хода лучей в системе и возникающей в этой связи необходимости коррекции (подъюстировки) экспериментальной установки. Устройство апробировано для импульсов стандартного фемтосекундного лазера.

ДЛЗ, как среда с дисперсией, в терминах классической радиопрозрачности является устройством с фазовой передаточной функцией $D(\omega) = \exp[i\phi(\omega)]$. Для фурье-образа комплексной медленно меняющейся амплитуды световой волны $F(\omega)$, имеем

$$F_{out}(\omega) = D(\omega)F_{in}(\omega), \quad (1)$$

где $\omega = \Omega - \Omega_0$ — смещение текущей частоты Ω от центральной Ω_0 , $\phi(\omega) = -d \sum k_j \omega^j / j!$ — наведенная дисперсией спектральная фаза, $k_j \equiv k_{\omega}^{(j)}$ — параметр, характеризующий дисперсию групповых скоростей в j -м приближении теории дисперсии, $d = z/L_D$ — длина среды, нормированная на дисперсионную длину $L_D \equiv \tau_0^2 / |k_2|$, τ_0 — длительность начального импульса [23]. Во втором приближении теории дисперсии ($k_3 \ll k_2 \tau_0$) имеем временной аналог дифракции, описываемой параболическим уравнением, и соответственно наведенную дисперсией параболическую фазу

$$\phi(\omega) = -\omega^2 k_2 d / 2. \quad (2)$$

Из вышеизложенного следует, что функцию ДЛЗ можно реализовать посредством передачи излучению пространственной фазы в спектрометрическом устройстве, где частотные компоненты излучения разлагаются по поперечной пространственной координате. Пространственным параболическим фазовым модулятором является линза. Действительно, наведенная в линзе фаза в параксиальном приближении имеет вид [24]:

$$\phi(x) = -x^2(k_0/f)/2, \quad (3)$$

где f — фокальное расстояние линзы, x — поперечная пространственная координата, $k_0 \equiv 2\pi/\lambda$, λ — длина волны излучения. Для спектрометрической системы, состоящей из m призм (с коэффициентом преломления n и его производной по частоте n') и линзы (с фокальным расстоянием f_0), частота излучения ω и поперечная пространственная координата x в фокальной плоскости линзы спектрометра связаны линейным соотношением $x = \alpha\omega$, где $\alpha \equiv (dx/d\omega)_0 = 2f_0 n' m / \sqrt{4 - n^2}$, для призм с углом вершины $\varphi = 60^\circ$ [25]. Тогда помещение на выходе

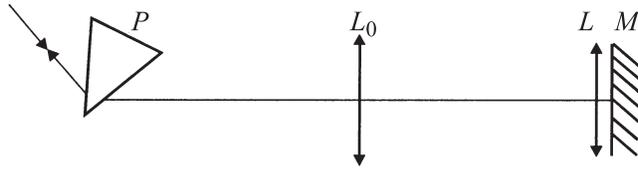


Рис. 1. Принципиальная схема эксперимента.

такой системы дополнительной линзы с фокальным расстоянием f приведет к фазовой модуляции излучения с $\phi(\omega) = -\omega^2 \alpha^2 (k_0/f)/2$ вместо (2) для обычной ДЛЗ. Таким образом, для передаточной функции устройства, изображенной на рис. 1, имеем

$$D(\omega) = \exp[-i\omega^2 \alpha^2 (k_0/f)/2]. \quad (4)$$

Пусть на входе в такую призмочно-линзовую ДЛЗ имеем гауссов импульс с шириной спектра $\Delta\omega_0$ и начальной спектральной фазой $\phi_0(\omega) = -\beta\omega^2/2$ и, следовательно, длительностью

$$\tau_{in} = \sqrt{1 + (\beta\Delta\omega_0^2)^2} / \Delta\omega_0.$$

На выходе из системы

$$F_{out}(\omega) = |F_{in}(\omega)| \exp[-i(\beta + \kappa_0 \alpha^2 / f)\omega^2 / 2]$$

и длительность импульса

$$\tau_{out} = \sqrt{1 + \Delta\omega_0^4 (\beta + \kappa_0 \alpha^2 / f)^2} / \Delta\omega_0.$$

Для отношения τ_{out}/τ_{in} имеем

$$\left(\frac{\tau_{out}}{\tau_{in}}\right)^2 = \frac{1 + \Delta\omega_0^4 (\beta + \kappa_0 \alpha^2 / f)^2}{1 + \beta^2 \Delta\omega_0^4}. \quad (5)$$

Предложенная призмочно-линзовая ДЛЗ была исследована экспериментально. В эксперименте в качестве источника импульсов используется излучение титан-сапфирового лазера. Параметры лазера следующие:

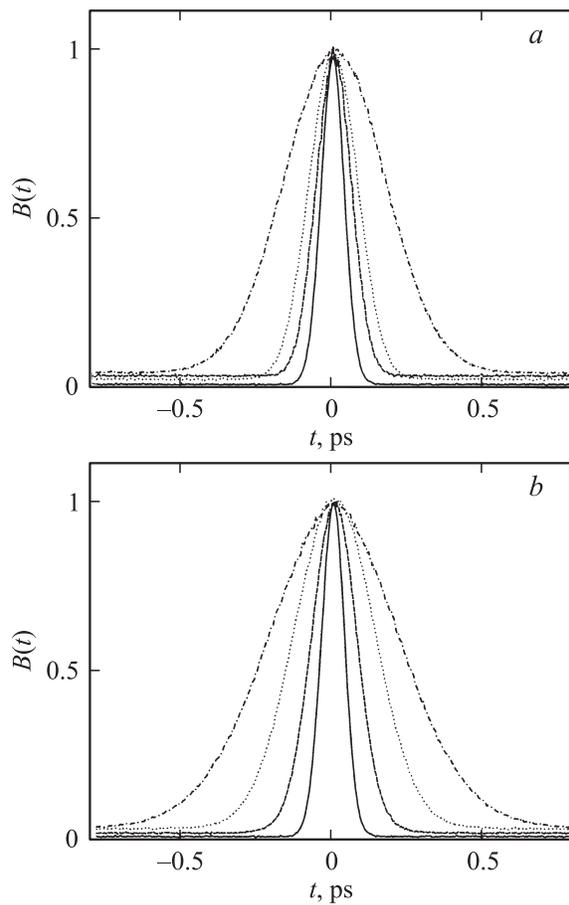


Рис. 2. Нормированные автокорреляционные функции интенсивности $B(t)$: сплошная линия — для начального импульса (a, b), пунктирная линия — для выходного импульса с $f = 1.7$ м (a), $f = -2.8$ м (b), точечная линия — для $f = 1.3$ м (a), $f = -1.4$ м (b), штрихпунктирная линия — для $f = 0.6$ м (a), $f = -0.6$ м (b).

длина волны — $\lambda \sim 800$ nm, длительность импульса на полувысоте ~ 100 fs, средняя мощность — $p \sim 1.5$ W, частота повторения — 76 МГц. Предложенное устройство состоит из дисперсионной призмы P

с линзой L_0 в качестве простейшего спектрометра, линзы L в качестве фазовой маски и высокоотражающего зеркала M (рис. 1). Дисперсионная призма P и фазовая маска L расположены вблизи фокальной плоскости линзы L_0 . Дисперсионная призма P осуществляет разложение частотного спектра по углам. С помощью линзы L_0 , у зеркала имеем разложение спектральных компонент по поперечной пространственной координате x , что дает возможность с помощью пространственной фазовой маски управлять спектральной фазой излучения. В качестве фазовой маски мы использовали линзу, т. е. излучению передавали спектральную фазу согласно (3), (4). В эксперименте использовались линзы разной оптической силы. Чтобы передать импульсу отрицательный и положительный чирп, использовались соответственно собирающие и рассеивающие линзы.

В ходе эксперимента записывались корреляционные функции интенсивности на входе в предложенную призмочно-линзовую ДЛЗ и на выходе из нее. Для этого использовался коррелятор APE PulseCheck. На рис. 2 приведены корреляционные функции из удлиненных в ДЛЗ импульсов в сравнении с таковой для начального импульса. Видно, что чем сильнее линза, тем больше степень удлинения импульсов. Поскольку в схеме спектр импульса не меняется, удлинение импульсов связано с наведенной спектральной фазой. Чтобы убедиться, что с помощью линз импульсу передавались параболические фазы, записывались спектральные интерферограммы, получающиеся путем наложения входного и выходного импульсов. Для этого излучение титан-сапфирового лазера разделялось на две части. Одна часть направлялась в апробируемую ДЛЗ, а вторая часть служила опорной. Для записи интерференционных картин использовался оптический спектральный анализатор Ando AQ6315. Спектральные интерферограммы позволяют восстановить спектральную фазу тестируемого излучения. На рис. 3, *a* показаны типичные картины восстановленных спектральных фаз. Точки соответствуют максимумам и минимумам интерференционной картины, фазы которых отличаются на π , а линии — аппроксимированным параболам. Видно, что фазы, как и ожидалось, имеют параболическую форму. Штриховой линией показан спектральный профиль интенсивности. Видно, что восстановленные спектральные фазы параболически во всей энергонесущей части спектра. На рис. 3, *b* представлены зависимости длительностей импульсов от величины $1/f$. По экспериментальным точкам аппроксимирована парабола. Видно, что экспериментальные результаты находятся в хорошем соответствии с (5).

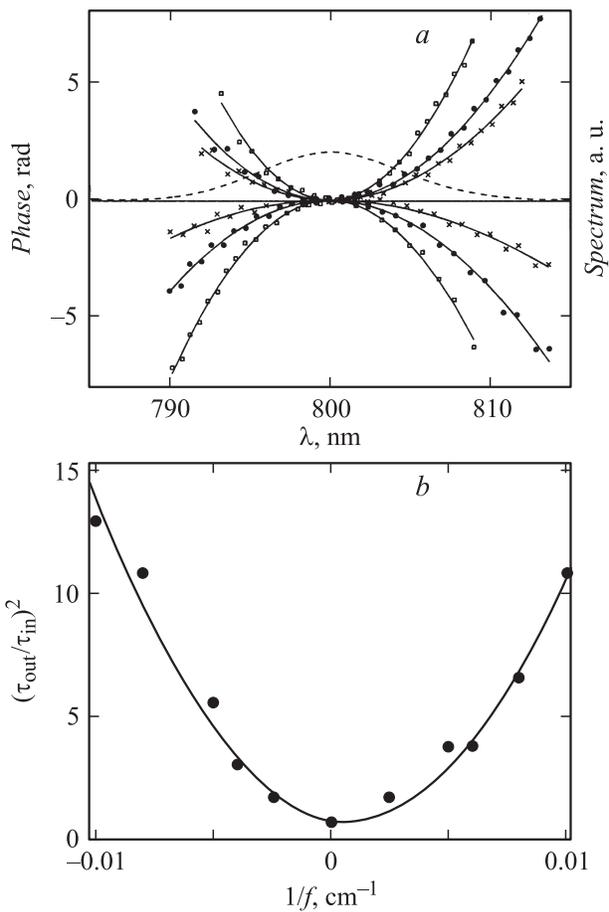


Рис. 3. Восстановленные спектральные фазы (а) и зависимости длительностей импульсов от фокальных длин линз (b).

Таким образом, продемонстрирована ДЛЗ, состоящая из призмы с линзой, в качестве простейшего спектрометра и дополнительной линзы, в качестве фазовой маски. В отличие от традиционного ДЛЗ, в данном устройстве знак и сила дисперсии задаются оптической силой линзы — фазовой маски.

Список литературы

- [1] Treacy E.B. // IEEE J. Quantum Electron. 1969. V. 5. P. 454.
- [2] Laubereau A. // Phys. Lett. 1969. V. 19. P. 539.
- [3] Weiner A.V., Heritage J.P., Thurston R.N. // Opt. Lett. 1986. V. 11. P. 153.
- [4] McMullen J.D. // Appl. Opt. 1979. V. 18.
- [5] Johnson A.M., Stolen R.H., Simpson W.M. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 44. P. 729.
- [6] Nakatsuka H., Grischkowsky D. // Opt. Lett. 1981. V. 6. P. 13.
- [7] Duguay M.A., Hansen J.W. // Appl. Phys. Lett. 1969. V. 14. P. 14.
- [8] Lenz G., Eggleton B.J., Madsen C.K., Slusher R.E. // IEEE J. Quantum Electron. 2001. V. 37/4. P. 525.
- [9] J. van Howe, Ch. Xu // Opt. Lett. 2005. V. 30/1. P. 99.
- [10] J. van Howe, Ch. Xu // Opt. Express 2005. V. 13/4. P. 1138.
- [11] Сухоруков А.Н. // Изв. АН СССР. Сер. Физика. 1982. P. 2017.
- [12] Tearny G.J., Vouma B.E., Fujimoto J.G. // Opt. Lett. 1997. V. 22/23. P. 1811.
- [13] Алавердян Р.Б., Аракелян С.М. и др. // ЖТФ. 1991. Т. 61. С. 118.
- [14] Banks P.S., Perry M.D. et al. // IEEE Journal of Quantum Electronics. 2000. V. 36. P. 268.
- [15] Thormann I., Gadnon E., Jones R. et al. // Optics Express. 2004. V. 12. P. 3493.
- [16] Freidman G.I. et al. // Quantum Electron. 2007. V. 37. P. 147.
- [17] Fork R.L., Mortinez O.E., Gordon J.P. // Opt. Lett. 1984. V. 9. P. 150.
- [18] Gordon J.P., Fork R.L. // Opt. Lett. 1984. V. 9. P. 153.
- [19] Bor Z., Racz B. // Opt. Comm. 1985. V. 54. P. 165.
- [20] Valdmanis A., Fork R.L. // IEEE QE. 1986. V. 22. P. 112.
- [21] Kafka J.D., Baer T. // Opt. Lett. 1987. V. 12. P. 401.
- [22] Akturk S. // Opt. Expr. 2006. V. 14. P. 10101.
- [23] Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988.
- [24] Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. М.: Мир, 1970.
- [25] Лебедева В.В. Техника оптической спектроскопии. М.: Изд. МГУ, 1986.