

# Устройство для повышения временного контраста ультракоротких лазерных импульсов на базе поляризационного интерферометра Маха – Цендера

А.В.Гитин

*Рассмотрен поляризационный интерферометр Маха – Цендера, в разных плечах которого размещены одинаковые кюветы с оптически нелинейной средой, но через одну кювету проходит параллельный, а через другую – сходящийся-расходящийся волновой пучок. Показано, что пропускание интерферометра зависит от мощности проходящего через него лазерного импульса. Эту особенность предлагается использовать для повышения временного контраста ультракоротких и сверхмощных лазерных импульсов, т. е. для подавления побочных (фоновых) импульсов.*

**Ключевые слова:** временной контраст, ультракороткие лазерные импульсы, поляризационный интерферометр Маха – Цендера, оптический эффект Керра.

## 1. Введение

С момента изобретения лазеров мощность генерируемых ими импульсов непрерывно возрастает, а длительность импульсов, генерируемых методом пассивной синхронизации мод [1, 2], уже сравнима с периодом световых колебаний. Применение принципа усиления chirпированных импульсов – CPA (chirped pulse amplification) [3] позволило довести мощность таких УКИ до петаваттного уровня, а интенсивность сфокусированного на мишени излучения – до  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> [4]. Физические процессы, протекающие при взаимодействии света с веществом, зависят в первую очередь от интенсивности – отношения мощности  $F$  лазерного пучка к площади его сечения  $S$ :

$$I = F/S. \quad (1)$$

Импульс на выходе системы с CPA обычно имеет сложную форму: его главный пик окружен побочными (опережающими и отстающими) пиками [5] и стоит на пьедестале из шумов спонтанной эмиссии (рис.1). При высокой интенсивности главного импульса опережающий побочный импульс, так называемый предымпульс, может ионизировать мишень, что искажает исследуемую картину взаимодействия лазерного импульса с веществом мишени. При такого рода исследованиях необходимо максимально повысить интенсивность  $I_S$  главного импульса не только в абсолютном выражении, но и относительно интенсивности побочных импульсов  $I_N$ , т. е. увеличить так называемый временной контраст  $K = I_S/I_N$  [5].

«Естественный» временной контраст импульса на выходе системы с CPA не превышает  $10^6$  [6], но известно, что его можно повысить, разместив между предусилителем и основным усилителем двухкаскадной системы с CPA [7] (там, где энергия импульса порядка миллижоуля) устройство для повышения временного контра-

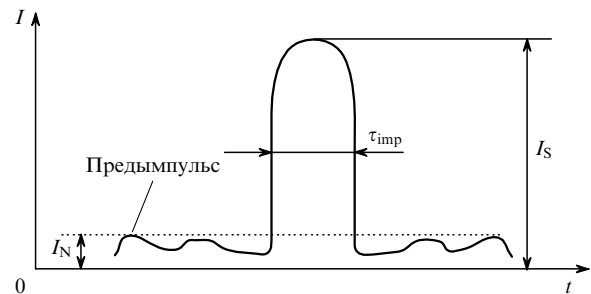


Рис.1. Общий вид оптического УКИ.

ста лазерных импульсов – PCE (passive contrast enhancer [8], pulse contrast enhancement [9]). Такое устройство должно обрезать побочные максимумы и без потерь пропускать на основной усилитель главный импульс. Для создания неселективного PCE используют либо эффект нелинейного эллиптического вращения поляризации [4, 8–11], либо эффект генерации волн перекрестной поляризации [12–14], либо нелинейный круговой интерферометр Саньяка [6].

Покажем, что PCE для ультракоротких и сверхмощных лазерных импульсов можно построить по схеме поляризационного интерферометра Маха – Цендера.

## 2. Поляризационный интерферометр Маха – Цендера

Поляризационный интерферометр Маха – Цендера [15] (рис.2) отличается от такого же традиционного интерферометра [16] тем, что в качестве светоделителей в нем используют не полупрозрачные зеркала, а поляризационные призмы.

Чтобы объяснить принцип действия поляризационного интерферометра, мысленно разделим его на два блока. Первый блок содержит поляризатор, главное сечение которого образует с вертикалью угол  $\theta = 45^\circ$  (рис.2), и поляризационный делитель, главное сечение которого вертикально. Этот делитель расщепляет линейно поляризованный лазерный импульс  $U$  на две равные комплексные амплитуды,  $U_v = U \sin 45^\circ = U/\sqrt{2}$  и  $U_h = U \cos 45^\circ = U/\sqrt{2}$ ,

А.В.Гитин. Max-Born-Institut für Nichtlineare Optik und Kurzzeitspektroskopie, Max-Born-Str. 2A, 12489 Berlin, Germany; web-site: www.mbi-berlin.de, e-mail: andrey.gitin@gmx.de

Поступила в редакцию 2 апреля 2008 г., после доработки – 10 июля 2008 г.

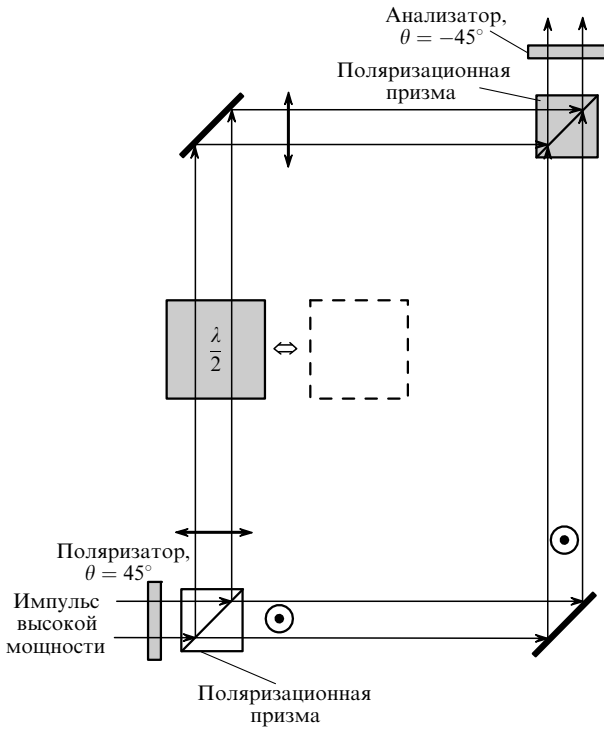


Рис.2. Поляризационный интерферометр Маха – Цендера с призмами Глана – Тейлора в качестве светоделителей.

и разводит их по разным оптическим каналам. Второй блок содержит точно такой же поляризационный делитель и анализатор, ориентированный перпендикулярно поляризатору первого блока, т.е. под углом  $\theta = 45^\circ - 90^\circ = -45^\circ$  к вертикали. Во втором блоке поляризационный делитель объединяет импульсы с комплексными амплитудами  $U_v$  и  $U_h$  в один импульс. При этом, если оптические длины каналов от первого поляризационного делителя до второго равны, объединенный импульс будет обладать той же линейной поляризацией, что и импульс до первого поляризационного делителя (рис.3,а), и анализатор его не пропустит. Если же оптические длины этих каналов будут различаться на  $\lambda/2$ , то комплексная амплитуда одного из импульсов изменит знак на противоположный (например,  $U_v \rightarrow -U_v$ ) и, пройдя через второй поляризационный делитель, такие импульсы объединятся в импульс с линейной поляризацией, ортогональной поляризации импульса после поляризатора (рис.3,б), который без потерь пройдет через анализатор. (Подобным свойством поворачивать на  $90^\circ$  плоскость поляризации проходящего линейно поляризованного излучения обладает  $\lambda/2$ -пластинка, ориентированная под углом  $45^\circ$  к плоскости поляризации падающего излучения [17]. Преимущество поляризационного интерферометра Маха – Цендера перед  $\lambda/2$ -пластинкой заключается в том, что в нем ортогонально поляризованные компоненты импульса разведены по разным оптическим каналам.)

В общем случае пропускание поляризационного интерферометра Маха – Цендера  $\tau$  зависит от разности оптических длин  $\Delta$  в каналах и вычисляется при ортогональной ориентации поляризатора и анализатора по формуле [18]:

$$\tau(\Delta) = \sin^2\left(\frac{\pi}{\lambda}\Delta\right). \quad (2)$$

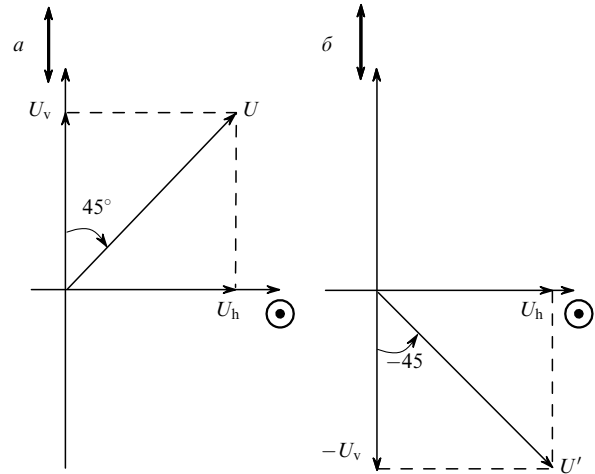


Рис.3. Сложение вертикально и горизонтально поляризованных волн с нулевой разностью хода (а) и с разностью хода  $\lambda/2$  (б).

### 3. Оптическая длина пути в оптически нелинейной среде

Если мощный лазерный пучок проходит через оптически нелинейную среду, то вследствие оптического эффекта Керра [1, 2] показатель преломления  $n$  этой среды изменяется согласно формуле

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (3)$$

где  $n_0$  – показатель преломления при малой интенсивности;  $n_2$  – коэффициент нелинейности показателя преломления.

Оптическая длина пути пучка параллельных лучей (светового пучка) пропорциональна геометрической длине пути, умноженной на показатель преломления среды. Сравним оптические длины коллимированного и сходящегося-расходящегося световых пучков равной мощности  $F$ , проходящих через совершенно одинаковые слои оптически нелинейной среды толщиной  $l$ . Согласно формулам (1) и (3), между этими импульсами возникнет оптическая разность хода

$$\Delta = n_2 \frac{F}{S} \eta l, \quad (4)$$

где  $\eta$  – коэффициент, учитывающий различия в геометриях пучков. В частном случае телескопических расширителей (рис.4)  $\eta = 1 - S/s$ , где  $S = \pi R^2$  и  $s = \pi r^2$ , но в об-

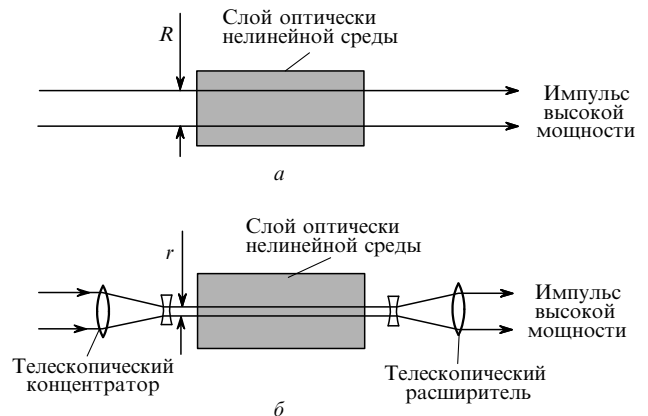


Рис.4. Оптические длины световых пучков разных сечений в оптически нелинейных средах.

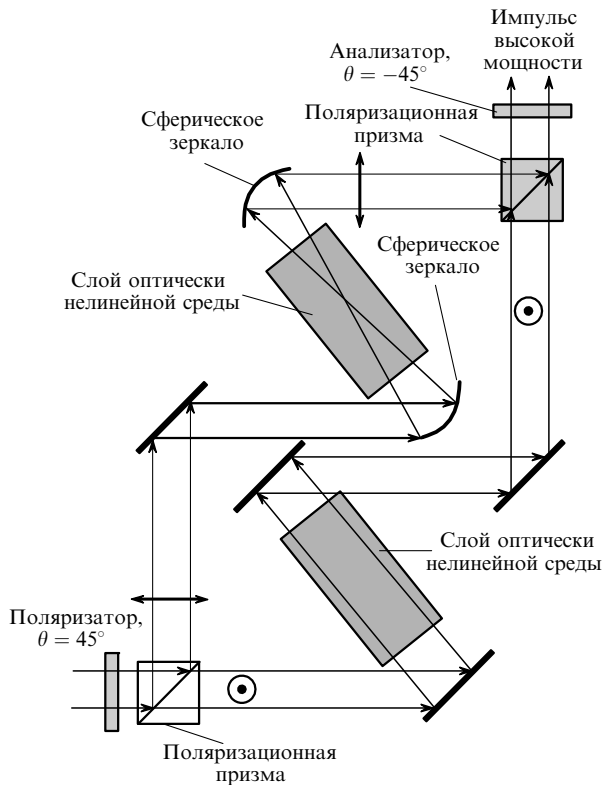


Рис.5. Оптическая схема устройства на базе поляризационного интерферометра Маха – Цендера.

щем случае вместо телескопических расширителей можно использовать обычные вогнутые сферические зеркала (рис.5). В обоих случаях согласно формуле (4) возникнет оптическая разность хода, пропорциональная мощности  $F$  излучения. Поэтому существует мощность  $F^*$  излучения, при которой оптическая разность хода

$$\frac{\lambda}{2} = n_2 \frac{F^*}{S} \eta l, \quad (5)$$

где  $\lambda$  – длина монохроматической волны (центральной для спектра импульса). Назовем величину  $F^*$ , зависящую от геометрии пучков  $\eta$ , состава и плотности газа в кюветах, а также от длины кювет  $l$ , «мощностью полуволнового запаздывания».

#### 4. Оптическая схема РСЕ на основе эффекта Керра в поляризационном интерферометре Маха – Цендера

Разместим в обоих каналах поляризационного интерферометра Маха – Цендера одинаковые кюветы с оптически нелинейной средой (например, с газом), но в одном канале через кювету будет проходить импульс в виде коллимированного волнового пучка, а в другом – в виде волнового пучка, сфокусированного и расфокусированного парой одинаковых софокусных вогнутых сферических зеркал (рис.5). Параметры фокусирующих зеркал, состав и плотность газа в кюветах, а также длину кювет можно подобрать такими, чтобы при прохождении через кювету главного импульса его мощность  $F_S = U_S^2$  была равна мощности полуволнового запаздывания  $F^*$ . Такой импульс без потерь пройдет через интерферометр. По-

бочные максимумы и шум спонтанной эмиссии (при временном контрасте импульса  $K = 10^6$ ) имеют мощность  $F_N = U_N^2$ , индуцирующую столь малую оптическую разность хода, что интерферометр их не пропустит. Таким образом, рассматриваемое устройство освободит главный пик импульса от побочных максимумов, что повысит временной контраст проходящего через него лазерного УКИ.

В общем случае, согласно формулам (2), (4) и (5), зависимость пропускания РСЕ на базе поляризационного интерферометра Маха – Цендера от мощности импульса имеет следующий вид:

$$\tau(F) = \sin^2 \left( \frac{\pi}{\lambda} \frac{n_2 \eta l}{S} F \right). \quad (6)$$

Причем, согласно формуле (6), половинной мощности полуволнового запаздывания  $F^*/2$  соответствует половинное пропускание РСЕ.

#### 5. Выводы

Показано, что поляризационный интерферометр Маха – Цендера позволяет без потерь светового потока разделить входной лазерный пучок на два ортогонально поляризованных пучка, которые разделены в пространстве на два канала, содержащих кюветы с оптически нелинейной средой. Поскольку в одном канале через кювету проходит параллельный волновой пучок, а через другую – сходящийся-расходящийся, то между импульсами в разных плечах интерферометра возникает оптическая разность хода, величина которой зависит от мощности входного импульса. Это позволяет очистить мощный лазерный УКИ импульс от менее мощных побочных импульсов и шумов эмиссии и тем самым повысить его временной контраст.

- Steinmeyer G., Sutter D.H., Gallmann L., Matuschek N., Keller U. *Science*, **286**, 1507 (1999).
- Steinmeyer G. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **5**, R1 (2003).
- Mourou G.A. *Appl. Phys. B. Lasers and Optics*, **65**, 205 (1997).
- Bank S.-W., Rousseau P., Planchon T.A., Chvykov V., Kalintchenko G., Maksimchuk A., Mourou G.A., Yanovsky V. *Appl. Phys. B.*, **80**, 823 (2005).
- Jullien A., Auge-Rochereau F., Cheriaux Gilles, Chambaret J.-P., d'Oliveira P., Auguste T., Falcoz F. *Opt. Lett.*, **29**, 2184 (2004).
- Renault A., Auge-Rochereau F., Planchon T., d'Oliveira P., Auguste T., Cheriaux G., Chambaret J.-P. *Opt. Commun.*, **248**, 535 (2005).
- Kalashnikov M. P., Osvay K. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5975**, 125 (2006).
- Sala K., Richardson M.C. *J. Appl. Phys.*, **49**, 2268 (1978).
- Homoelle D., Gaeta A. L., Yanovsky V., Mourou G. *Opt. Lett.*, **27**, 1646 (2002).
- Tapie J.-L., Mourou G. *Opt. Lett.*, **17** (2), 136 (1992).
- Stolen R.H., Botineau J., Ashkin A. *Opt. Lett.*, **7**, 512 (1982).
- Petrov G.I., Albert O., Etchepare J., Saltiel S.M. *Opt. Lett.*, **26**, 355 (2001).
- Minkovski N., Saltiel S.M., Petrov G.I., Albert O., Etchepare J. *Opt. Lett.*, **27**, 2025 (2002).
- Minkovski N., Saltiel S.M., Petrov G.I., Albert O., Etchepare J. *J. Opt. Soc. Am. B.*, **21**, 1659 (2004).
- Cotel A., Jullien A., Forget N., Albert O., Cheriaux G., Le Blanc C. *Appl. Phys. B.*, **83**, 7 (2006).
- Francon M., Mallick S. *Polarization Interferometers* (New York: John Wiley & Sons, 1971).
- Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970).
- Gerrard A., Burch J.M. *Introduction to Matrix Methods in Optics* (New York: John Wiley&Sons, 1975).