

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
Национальный исследовательский университет

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ОПТИКА

(электронное пособие)

Учебно-методическое пособие

Рекомендовано научно-методическим советом исследовательской школы «Лазерная физика» для аспирантов ННГУ, обучающихся по направлению подготовки 03.06.01 – «Физика и астрономия», и для магистрантов ННГУ, обучающихся по направлению подготовки 03.04.03 – «Радиофизика»

Нижний Новгород
2014

УДК 535.3
ББК 22.343
Ф-41

Ф-41 ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ОПТИКА (электронное пособие):
Составители: Яшунин Д. А., Мальков Ю. А., Бодров С. Б. Учебно-методическое пособие. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2014. – 40с.

Рецензент: кандидат физ.-мат. наук **И. В. Яковлев**

В пособии рассмотрены особенности распространения лазерных импульсов фемтосекундной длительности в линейных диспергирующих средах, методы компрессии и растяжения оптических импульсов. Изложены основы работы генераторов фемтосекундных лазерных импульсов, а также метод создания источников высокоинтенсивных лазерных импульсов путем усиления чирпированных импульсов. Описан автокорреляционный метод измерения длительности сверхкоротких оптических импульсов.

Пособие предназначено для студентов старших курсов, магистров и аспирантов, специализирующихся в области оптики, физики лазеров.

Подготовлено в соответствии с Планом мероприятий по реализации программы повышения конкурентоспособности ННГУ среди ведущих мировых научно-образовательных центров на 2013-2020 годы.

Ответственные за выпуск:
председатель методической комиссии радиофизического факультета ННГУ,
к.ф.-м.н., доцент **Н.Д. Миловский**,
зам. председателя методической комиссии радиофизического факультета
ННГУ,
д.ф.-м.н., профессор **Е.З. Грибова**

УДК 535.3
ББК 22.343

Содержание

Введение.....	4
1. Распространение лазерных импульсов в линейной среде с дисперсией....	6
2. Фурье оптика, управление формой огибающей импульса.....	15
3. Практические схемы компрессии и удлинения лазерных импульсов.....	20
4. Методика генерации ультракоротких импульсов.....	26
5. Усиление чирпированных лазерных импульсов.....	34
6. Измерение длительности фемтосекундных импульсов.....	39
Список литературы.....	40

Введение

Развитие науки и технологий требует повышения точности измерений времени и создания устройств, позволяющих воздействовать на вещество и материалы с минимальными временными интервалами. Естественный временной интервал для человека – порядка одной секунды был преодолен на основе механических систем с затворами. Последующие достижения электроники в XX веке позволили достигнуть наносекундных и субнаносекундных интервалов измерений, соответствующим колебаниям с частотами более гигагерца. Появление и продвижение лазерных технологий позволило получать импульсы оптического излучения с длительностью порядка нескольких фемтосекунд (10^{-15} с).

Насколько мала длительность фемтосекундного импульса? Для сравнения, одна фемтосекунда относится к привычной нам секунде, как одна секунда относится к 32 миллионам лет. Тело, движущееся с максимальной возможной в природе скоростью – скоростью света проходит за одну фемтосекунду всего 300 нм.

Фемтосекундное временное разрешение позволяет следить за фундаментальными процессами микромира, например, за движением электронов между атомами, внутренними колебаниями молекул, формированием химических связей в молекулах. Генерация столь коротких импульсов позволила пролить свет на физику многих биологических явлений, таких как *cis-trans* фотоимеризация родопсина (фундаментальная реакция фоточувствительного пигмента при сумеречном зрении человека), возбужденные состояния ДНК и процессы переноса в фотохимических реакционных центрах, позволила измерять скорость химических реакций.

Помимо продвижения по временной шкале длительностей, развитие методов генерации ультракоротких импульсов, позволило создавать источники излучения тераваттного и петаваттного уровня мощности. Лазеры со столь большими мощностями могут использоваться для осуществления термоядерного синтеза, а также для новых поколений «настошных» ускорителей заряженных частиц. Огромные электрические поля, возникающие при фокусировке интенсивного излучения (до 10^{22} Вт/см², для сравнения, интенсивность света Солнца на Земле $\sim 10^1$ Вт/см²) в среду, уже позволяют получать пучки электронов с энергиями до 4 ГэВ, пучки протонов с энергиями более 100 МэВ при продолжающемся постоянном росте энергий. Кроме того, мощные фемтосекундные импульсы используются для таких приложений, как лазерное микроструктурирование стекол, генерация терагерцового излучения, нелинейное зондирование атмосферы.

Продолжаются исследования и по дальнейшему сокращению длительности импульсов за счет новых механизмов, в частности – нелинейной генерации высоких гармоник фемтосекундного лазерного излучения при ионизации газов. На данный момент достигнуты длительности импульсов менее 100 аттосекунд,

что существенно короче периода оптических колебаний. Спектр аттосекундных импульсов лежит в диапазоне вакуумного ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения, требующего для работы принципиально новых оптических элементов, поэтому продвижение в аттосекундный диапазон встречает существенные трудности.

В настоящем пособии рассмотрены особенности распространения фемтосекундного лазерного излучения в линейных средах с дисперсией, указаны способы контроля и управления формы оптических импульсов. Дано описание принципов генерации и усиления фемтосекундных импульсов. Также рассмотрен один из методов измерения длительности лазерный импульсов.

1. Распространение лазерных импульсов в линейной среде с дисперсией

1.1 Связь ширины спектра и длительности лазерного импульса

Одним из основных инструментов для описания распространения электромагнитного излучения в среде является Фурье-преобразование. Напомним основные формулы и приведем примеры расчета спектра для конкретных функций. Пусть $E(t)$ – некоторая функция времени (в нашем случае это может быть электрическое поле в какой-то точке пространства), тогда Фурье-образ (Фурье-спектр) этой функции записывается в виде

$$\tilde{E}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) \exp(-i\omega t) dt. \quad (1.1)$$

Соответствующее обратное преобразование Фурье

$$E(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(\omega) \exp(i\omega t) d\omega. \quad (1.2)$$

При описании распространения лазерных импульсов часто используют модельную запись поля импульса в виде

$$E(t) = \frac{1}{2} A(t) \exp(i\omega_0 t) + \text{к.с.}, \quad (1.3)$$

где $A(t)$ – огибающая лазерного импульса (в общем случае комплексная), ω_0 – основная частота заполнения импульса (центральная частота), «к.с.» – комплексное сопряжение. Тогда спектр импульса будет определяться спектром огибающей

$$\tilde{A}(\Omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(t) \exp(-i\Omega t) dt, \quad (1.4)$$

где $\Omega = \omega - \omega_0$ – отстройка от центральной частоты. Для монохроматического импульса ($A(t) = \text{const}$) спектр представляет собой дельта функцию. Ограниченный по длительности лазерный импульс имеет спектр с конечной шириной. Для описания импульсов удобно комплексную огибающую $A(t)$ записать в виде

$$A(t) = \rho_0(t) \exp(i\varphi_0(t)), \quad (1.5)$$

где $\rho_0(t)$ и $\varphi_0(t)$ – действительные огибающая и фаза импульса. Рассмотрим импульс с гауссовой огибающей без фазовой модуляции, когда $\varphi_0(t) = 0$ (рис. 1.1(a))

$$A(t) = A_0 \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_0^2}\right), \quad (1.6)$$

где A_0 и τ_0 – амплитуда и длительность лазерного импульса, соответственно. Фурье образ огибающей такого импульса записывается в виде

$$\tilde{A}(\Omega) = \frac{A_0 \tau}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\Omega^2 \tau^2}{2}\right). \quad (1.7)$$

Из формулы (1.7) видно, что ширина амплитудного спектра импульса и длительность импульса жестко связаны между собой (ширина амплитудного спектра по полувысоте равна $\Delta\Omega_{1/2} = (8 \ln 2)^{1/2} / \tau$).

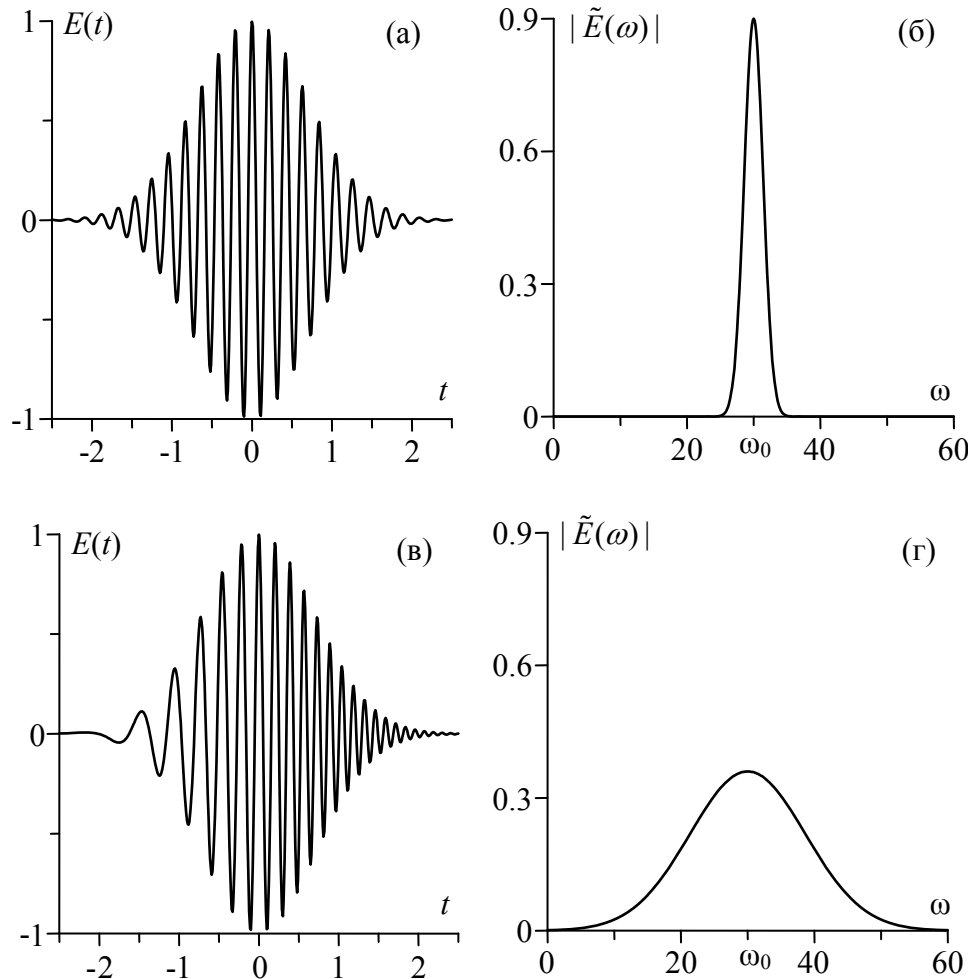


Рис. 1.1. Временная форма и амплитудный спектр гауссова импульса (а, б) и для гауссова импульса с частотной модуляцией (в, г)

Рассмотрим теперь фазово-модулированный импульс ($\varphi_0(t) \neq 0$) с гауссовой огибающей (рис.1.1(б)). Фазово-модулированный импульс также ещё называют чирпированным (от англ. chirp). Пусть фаза квадратично зависит от времени $\varphi_0(t) = -\alpha_0 t^2 / 2$, тогда

$$A(t) = A_0 \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_0^2}\right) \exp\left(-i\frac{\alpha_0 t^2}{2}\right), \quad (1.8)$$

где α_0 – некоторая константа (чирп), характеризующая скорость изменения частоты. Действительно, мгновенная частота импульса ω связана с α_0 :

$\omega = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\omega_0 t - \frac{\alpha_0 t^2}{2} \right) = \omega_0 - \alpha_0 t$, и в данном случае ω линейно зависит от времени. Фурье образ (1.8) имеет вид

$$\tilde{A}(\Omega) = \frac{A_0}{\sqrt{2\pi}} \frac{\tau}{\sqrt{1 + i\alpha_0 \tau^2}} \exp \left(-\frac{\Omega^2 \tau^2}{2(1 + \alpha_0^2 \tau^4)} - i \frac{\alpha_0 \tau^4 \Omega^2}{2(1 + \alpha_0^2 \tau^4)} \right). \quad (1.9)$$

По сравнению с гауссовым импульсом без фазовой модуляции (рис. 1), амплитудный спектр фазово-модулированного импульса сохраняет гауссов вид, максимальная спектральная плотность уменьшается, а ширина спектра увеличивается (независимо от знака α_0) и зависит уже не только от длительности импульса, но также и от параметра фазовой модуляции α_0 : $\Delta\Omega_{1/2} = (8 \ln 2)^{1/2} (1 + \alpha_0^2 \tau^4)^{1/2} / \tau_0$. Фаза спектральных компонент не постоянна, а зависит (квадратично) от частоты.

Из приведенных примеров следует, что по ширине амплитудного спектра невозможно сделать вывод о длительности импульса, не зная соотношения между фазами спектральных компонент. При заданном амплитудном спектре максимальная амплитуда и минимальная длительность достигается при одинаковой фазе спектральных компонент, в этом случае говорят что импульс спектрально ограничен (строго говоря, условие фазировки гарантирует только получение импульса с максимальной амплитудой, т.к. для импульса сложной формы понятие длительности не определено).

Для произвольного во времени импульса можно получить универсальное соотношение между шириной спектра и длительностью импульса. Введем среднеквадратичную длительность импульса по времени

$$\Delta t_{st} = \left(\langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2 \right)^{1/2}, \quad \text{где} \quad \langle t^n \rangle = \left(\int_{-\infty}^{\infty} |A(t)|^2 dt \right)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} t^n |A(t)|^2 dt, \quad n=1,2,3,\dots$$

Аналогично среднеквадратичную ширину спектра $\Delta\omega_{st} = \left(\langle \omega^2 \rangle - \langle \omega \rangle^2 \right)^{1/2}$,

$$\text{где} \quad \langle \omega^n \rangle = \left(\int_{-\infty}^{\infty} |A(\omega)|^2 d\omega \right)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^n s(\omega) d\omega, \quad n=1,2,3,\dots, \quad s(\omega) = 2\pi |A(\omega)|^2 -$$

спектральная плотность интенсивности. Тогда длительность и ширина спектра связаны соотношением

$$\Delta t_{st} \cdot \Delta\omega_{st} \geq \frac{1}{2}, \quad (1.10)$$

которое полностью аналогично принципу неопределенности координата-импульс в квантовой механике.

В эксперименте обычно оперируют шириной спектра и длительностью импульса, измеряемыми по уровню полувысоты от максимума $|\tilde{A}(\Omega)|^2$ и $A(t)^2$,

соответственно, которые в английской литературе называются Full Width at Half Maximum (FWHM). Для каждого определенного типа функций, описывающих огибающую лазерного импульса, можно ввести свой параметр $K = \Delta\nu \cdot \Delta t$, где $\Delta\nu$ – FWHM ширина спектра интенсивности в герцах, Δt – FWHM длительность импульса. В таблице 1 представлены значения параметра K для некоторых симметричных форм импульса.

Форма	$A(t)$	K
Гаусс	$\exp(-(t/\tau)^2/2)$	0,441
Экспонента	$\exp(-(t/\tau)/2)$	0,140
Гиперболический secant	$1/\cosh(t/\tau)$	0,315
Видеоимпульс	$(\operatorname{sgn}(t+\tau) - \operatorname{sgn}(t-\tau))/2$	0,892
Лоренц	$(1+(t/\tau)^2)^{-1}$	0,142
Кардинальный синус	$\sin^2(t/t_0)/(t/t_0)^2$	0,336

Таблица 1. Величины параметра K для различных типов функций.

Приведем оценку ширины спектра для гауссова импульса с FWHM длительностью 10 фс на центральной длине волны 620 нм (т.е. около 10 полупериодов лазерного поля). FWHM ширина спектра составит ~ 60 нм, а с учетом хвостов спектр будет занимать большую часть видимого спектра.

1.2 Распространение лазерного импульса в среде с квадратичной дисперсией

Рассмотрим динамику лазерного импульса в линейной изотропной среде, обладающей временной дисперсией. Пусть лазерный импульс распространяется вдоль оси z . Будем предполагать, что поперечный размер пучка достаточно большой, так что можно пренебречь дифракцией. Для простоты будем считать, что волна линейно поляризована, тогда из уравнений Максвелла можно получить следующее скалярное волновое уравнение для электрического поля $E(t, z)$:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 D}{\partial t^2} = 0, \quad (1.11)$$

где

$$D(t, z) = \int_0^\infty \varepsilon(t') E(t-t', z) dt' \quad (1.12)$$

– индукция электрического поля. Выражение (1.12) отображает принцип причинности, согласно которому индукция в заданном сечении в данный момент времени зависит от свойств среды и электрического поля в предшествующие моменты времени с некоторым весом $\varepsilon(t')$. Применим к

электрическому полю преобразование Фурье (1.1) и подставим в (1.12), тогда получим

$$\tilde{D}(\omega, z) = \varepsilon(\omega)\tilde{E}(\omega, z), \quad (1.13)$$

где $\tilde{D}(\omega, z)$ и $\tilde{E}(\omega, z)$ – Фурье-образы индукции и напряженности электрического поля, соответственно, а

$$\varepsilon(\omega) = \int_0^{\infty} \varepsilon(t) e^{-i\omega t} dt \quad (1.14)$$

Применим теперь Фурье преобразование к уравнению (1.11), тогда с учетом (1.13) получим

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}(\omega, z)}{\partial z^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega) \tilde{E}(\omega, z) = 0. \quad (1.15)$$

Решение (1.15) можно записать в виде

$$\tilde{E}(\omega, z) = \tilde{E}_0(\omega) e^{-ik(\omega)z}, \quad (1.16)$$

где $\tilde{E}_0(\omega)$ – спектр импульса в начальный момент времени при $z = 0$,

$$k(\omega) = \sqrt{\varepsilon(\omega)} \frac{\omega}{c} = n(\omega) \frac{\omega}{c} \quad (1.17)$$

– волновое число, $n(\omega)$ – показатель преломления (может быть найден для различных сред в справочной литературе [3]). В (1.16) мы учли только волну, распространяющуюся вдоль оси z , и отбросили второе слагаемое, описывающее волну, распространяющуюся против оси z . Видно, что если $\varepsilon(\omega)$ – действительная величина (это соответствует отсутствию поглощения в среде), то дисперсия среды влияет только на фазу фурье-компонент импульса.

Спектральная плотность интенсивности $\tilde{s}(\omega, z) = 2\pi |\tilde{E}(\omega, z)|^2$ не зависит от фазы, и, следовательно, форма спектра импульса в линейной среде без поглощения сохраняется:

$$\tilde{s}(\omega, z) = 2\pi |\tilde{E}_0(\omega)|^2 = \tilde{s}_0(\omega). \quad (1.18)$$

Зная зависимость $k(\omega)$ и используя обратное преобразование Фурье к (1.16) можно рассчитать поле на любом расстоянии z в диспергирующей среде. Однако точное аналитическое решение удастся получить лишь в сравнительно простых случаях. Поэтому широкое применение, даже при анализе линейного распространения волновых пакетов, находят приближенные методы.

Эффективным методом получения приближенных уравнений, описывающих распространение короткого волнового пакета, является метод медленно меняющихся амплитуд. В его основе лежит предположение о медленности изменения амплитуды импульса на масштабах среднего периода колебаний $T_0 = 2\pi / \omega_0$ (ω_0 – средняя частота импульса) и средней длины волны $\lambda_0 = cT_0 / n(\omega_0)$. Представим начальную форму лазерного импульса в виде (1.3) и разложим $k(\omega)$ в ряд Тейлора, оставляя первые три члена разложения:

$$k(\omega) \approx k(\omega_0) + k'(\omega - \omega_0) + \frac{k''}{2}(\omega - \omega_0)^2, \quad (1.19)$$

Если в (1.19) $k''(\omega_0) \neq 0$, то говорят, что среда обладает квадратичной дисперсией. Предположим, что огибающая лазерного импульса имеет гауссов вид (1.6). Тогда, подставляя (1.7) в (1.16) при учете (1.19) и вычисляя обратное преобразование Фурье, получаем выражение для поля лазерного импульса при распространении в среде:

$$E(t, z) = \frac{1}{2} A(\xi, z) \exp(i\omega_0 t - ik_0 z) + \text{к.с.}, \quad (1.20)$$

где

$$A(\xi, z) = \frac{1}{(1 + (z/L_d)^2)^{1/2}} \exp \left[-\frac{\xi^2}{2\tau^2(1 + (z/L_d)^2)} + i\varphi(\xi, z) \right] \quad (1.21)$$

– амплитуда огибающей лазерного импульса, $\xi = t - z/V_g$ – время в бегущей

системе координат, $V_g = \left(\frac{d\omega}{dk} \right)_{\omega_0}$ – групповая скорость лазерного импульса,

$k_2 = \left(\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0} = \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2} \left(\frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} \right)_{\lambda_0}$ – коэффициент, характеризующий дисперсию

групповой скорости (Group Velocity Dispersion, GVD),

$$\varphi(\xi, z) = \frac{(z/L_d)^2}{2k_2 z(1 + (z/L_d)^2)} \xi^2 - \frac{1}{2} \arctan \frac{k_2 z}{\tau_0^2} \quad (1.22)$$

– фаза огибающей,

$$L_d = \frac{\tau_0^2}{|k_2|} \quad (1.23)$$

– длина дисперсионного расплывания волнового пакета (дисперсионная длина).

Из (1.21) видно, что при распространении через среду с квадратичной дисперсией гауссов импульс остается гауссовым. Огибающая импульса перемещается с групповой скоростью V_g . Длительность лазерного импульса увеличивается с расстоянием

$$\tau(z) = \tau \left(1 + (z/L_d)^2 \right)^{1/2}, \quad (1.24)$$

а также появляется квадратичная частотная модуляция, при этом чирп частоты $\alpha(z) = \partial \omega / \partial t = \partial^2 \varphi / \partial t^2 = z k_2^{-1} (z^2 + L_d^2)^{-1}$. Таким образом, в диспергирующей среде с квадратичной дисперсией спектрально-ограниченный импульс превращается в чирпированный импульс с линейной частотной модуляцией. Физически, расплывание лазерного импульса можно объяснить разной групповой скоростью распространения различных спектральных компонент импульса. В среде с **нормальной** дисперсией $k_2 > 0$ (групповая скорость уменьшается с увеличением частоты) высокочастотные спектральные

составляющие отстают от низкочастотных, в результате внутри огибающей импульса частота заполнения монотонно увеличивается от фронта импульса к хвосту (рис. 1.2). В среде с **аномальной** дисперсией частотное заполнение инвертируется. Большинство используемых стекол обладают нормальной дисперсией в видимом диапазоне длин волн. Это приходится учитывать для коротких фемтосекундных импульсов. Например, для импульса длительностью 10 фс при прохождении через стандартное стекло марки BK7 существенное изменение длительности происходит для толщин стекла более 500 мкм. То есть, для таких коротких импульсов критичным является компенсация дисперсии используемых оптических элементов и активных сред.

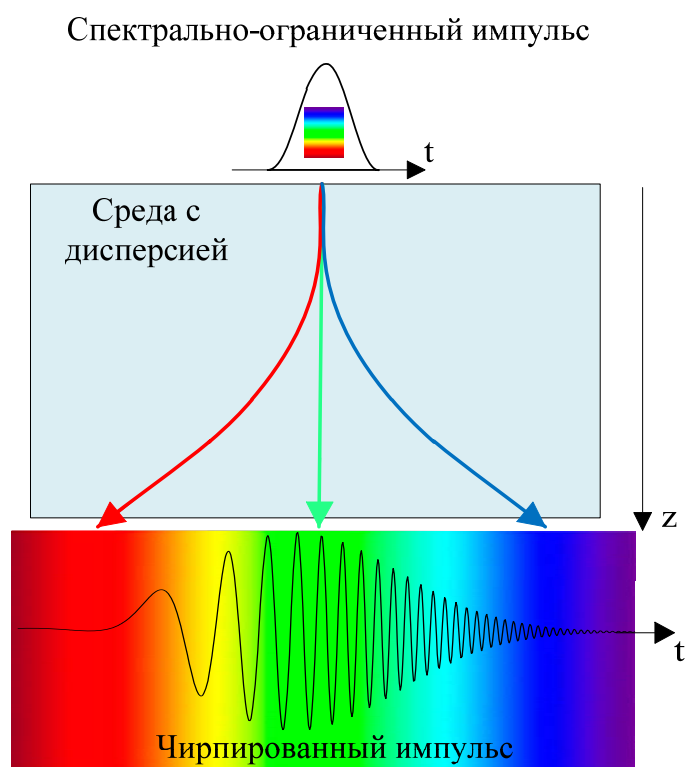


Рис. 1.2. Иллюстрация расплывания оптического импульса при распространении в диспергирующей линейной среде. Разные частотные компоненты лазерного импульса проходят разные пути в среде, в результате лазерный импульс уширяется и приобретает фазовую модуляцию

Заметим, что выражение (1.21) совпадает с формулой, описывающей дифракцию гауссова пучка, если переменную ξ заменить поперечной координатой. Поэтому поведение спектрально-ограниченного импульса в диспергирующей среде аналогично дифракции двумерного светового пучка. Дисперсионная длина L_d полностью аналогична дифракционной длине $L_{dif} = k_0 a_0^2$ (a_0 – радиус пучка) и показывает, на каком расстоянии длительность импульса увеличивается в $\sqrt{2}$ раз. Имеются, однако, и

определенные различия между поведением волновых пучков и пакетов. Помимо того, что в реальных ситуациях имеют дело с трехмерными световыми пучками, дисперсионный параметр k_2 , являющийся аналогом k_0^{-1} , может быть отрицателен. В связи с этим, в отличие от дифрагирующих пучков с положительной кривизной фронта, световые импульсы могут при распространении приобретать как положительную, так и отрицательную скорость изменения частоты.

Рассмотрим теперь динамику лазерного импульса, обладающего начальной частотной модуляцией (1.8). Подставляя (1.9) в (1.16) при учете (1.19) и вычисляя обратное преобразование Фурье можно получить следующее выражение для огибающей

$$A(\xi, z) = \frac{\tau_0}{\tau(z)} \exp \left[-\frac{\xi^2}{2\tau^2(z)} + i\varphi(\xi, z) \right], \quad (1.25)$$

где $\varphi(\xi, z) = \frac{k_2 z (\alpha_0^2 + \tau_0^{-4}) - \alpha_0}{2((1 - \alpha_0 k_2 z)^2 + (z/L_d)^2)} \xi^2 - \frac{1}{2} \arctan \frac{k_2 z}{\tau_0^2 (1 - \alpha_0 k_2 z)}$. Длительность

лазерного импульса в среде определяется выражением

$$\tau(z) = \tau_0 \left((1 - \alpha_0 k_2 z)^2 + (z/L_d)^2 \right)^{1/2}. \quad (1.26)$$

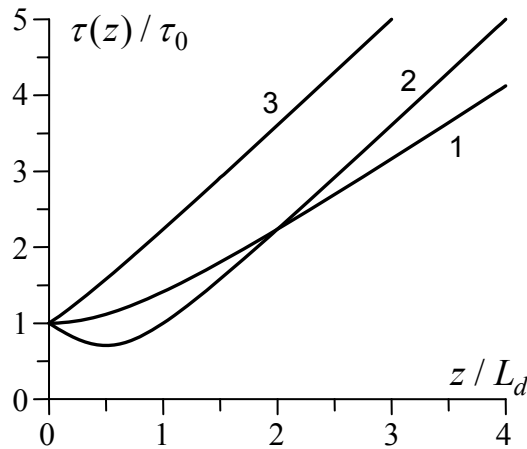


Рис. 1.3. Длительность импульса в зависимости от пройденного расстояния в диспергирующей среде. Кривая (1) – при отсутствии начальной фазовой модуляции, кривые (2) и (3) – при наличии фазовой модуляции ($\alpha_0 k_2 > 0$ и $\alpha_0 k_2 < 0$, соответственно)

На рисунке 1.3 приведена зависимость длительности импульса от расстояния для спектрально-ограниченного и чирпированного импульсов. Если $\alpha_0 k_2 < 0$, то чирпированный импульс расплывается быстрее, чем спектрально-ограниченный. Качественно это можно объяснить тем, что спектр чирпированного импульса шире, а значит и разбегаться спектральные составляющие в пространстве будут быстрее. В обратном случае $\alpha_0 k_2 > 0$ чирпированный импульс сначала сжимается до минимальной длительности

$$\tau_{\min} = \frac{\tau_0}{\left(1 + (\alpha_0 \tau_0^2)^2\right)^{1/2}} \quad (1.27)$$

на расстоянии

$$L_{\min} = \frac{\alpha_0 \tau_0^2}{1 + (\alpha_0 \tau_0^2)^2} L_d, \quad (1.28)$$

а затем его длительность увеличивается. При достижении минимальной длительности $\partial^2 \varphi / \partial t^2 (z = L_{\min}) = 0$, т.е. импульс становится спектрально-ограниченным. После прохождения $z = L_{\min}$ знак частотной модуляции изменяется. Такая динамика импульса объясняется тем, что при $\alpha_0 k_2 > 0$ изначально отстающие спектральные компоненты догоняют другие компоненты (например, в среде с нормальной дисперсией низкие частоты догоняют высокие), в результате длительность импульса уменьшается. Затем эти компоненты начинают разбегаться и длительность импульса увеличивается.

2. Фурье оптика, управление формой огибающей импульса

2.1. Дифракция лазерного импульса на решетке

Рассмотрим пространственно-временную динамику спектрально-ограниченного фемтосекундного лазерного импульса при отражении от дифракционной решетки. Пусть лазерный импульс с достаточно большим поперечным размером пучка (так, что можно пренебречь дифракцией) падает на дифракционную решетку под углом γ_0 (рис. 2.1). Электрическое (комплексное) поле такого импульса можно записать в виде:

$$E_i(t, z_1) = \int_{-\infty}^{\infty} E_0(\omega) \exp(i\omega t - ikz_1) d\omega = \exp(i\omega_0 t - ik_0 z_1) \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\Omega) e^{i\Omega t} d\Omega, \quad (2.1)$$

где $A(\Omega = \omega - \omega_0)$ – Фурье-образ огибающей $A(t)$ лазерного импульса $E(t, z_1) = A(t) \exp(i\omega_0 t - ik_0 z_1)$, z_1 – ось, направленная вдоль направления распространения импульса. В результате дифракции каждая частотная компонента лазерного импульса будет распространяться под своим углом θ , который определяется соотношением

$$\frac{\omega}{c} \sin \gamma_0 + \frac{\omega}{c} \sin \theta = m \frac{2\pi}{d}, \quad (2.2)$$

где d – период решетки, параметр m определяет порядок дифракции ($m = 0$ соответствует условию зеркального отражения).

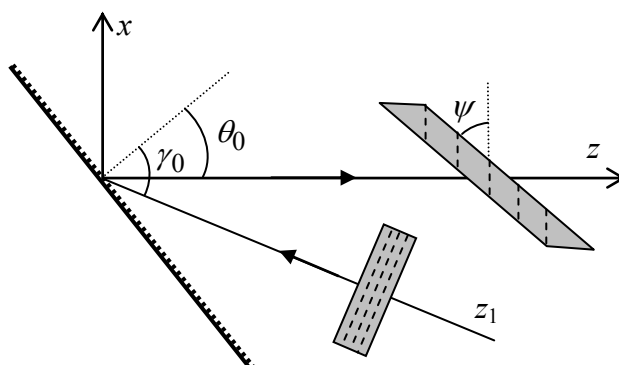


Рис. 2.1. Дифракция фемтосекундного лазерного импульса на решетке. Лазерный импульс падает на решетку под углом γ_0 , дифрагирует под углом θ_0 . В результате дифракции лазерный импульс приобретает наклон фронта интенсивности относительно фазовых фронтов (пунктирные линии внутри импульса) на угол ψ

Лазерный импульс как целое дифрагирует под углом θ_0 , соответствующим углу дифракции центральной частоты ω_0 :

$$\frac{\omega_0}{c} \sin \gamma_0 + \frac{\omega_0}{c} \sin \theta_0 = m \frac{2\pi}{d}. \quad (2.3)$$

Результирующее поле дифрагированного импульса можно записать в виде

$$E_d = \int_{-\infty}^{\infty} R(\omega) E_0(\omega) \exp(i\omega t - ik_z z - ik_x x) d\omega, \quad (2.4)$$

где $R(\omega)$ – коэффициент отражения гармоники с частотой ω , k_z , k_x – волновые числа вдоль осей z и x , соответственно, $k_z^2 + k_x^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$. Учтем, что спектральные компоненты импульса локализованы в сравнительно узком интервале ($\Omega \ll \omega_0$), тогда из (2.2) при учете (2.3) можно получить выражение для угла отклонения $d\theta = \theta - \theta_0$ гармоники Ω

$$d\theta = q\Omega, \quad q = -\frac{2\pi c t}{d\omega_0^2 \cos(\theta_0)}. \quad (2.5)$$

При малом отклонении $d\theta$ поперечное и продольное волновые числа можно записать в виде $k_x \approx k_0 d\theta$, $k_z = k_0 \sqrt{1 - d\theta^2} \approx k_0 (1 - d\theta^2 / 2)$. Учитывая это, а также (2.5), получим следующее выражение для дифрагированного поля

$$E_d = \exp(i\omega_0 t - ik_0 z) \int_{-\infty}^{\infty} R(\Omega) A_0(\Omega) \exp(i\Omega t - ik_0 q \Omega x - ik_0 q^2 \Omega^2 z / 2) d\Omega. \quad (2.6)$$

Сразу после дифракции (при $z = 0$) спектральные компоненты лазерного импульса приобретают добавку $\exp(-k_0 q \Omega x)$ (это будет использовано далее в п. 2.2). Если теперь вычислить интеграл (2.6) при $z = 0$ (будем полагать $R(\omega) = \text{const} = R$), получим временную форму импульса

$$E_d = R \exp(i\omega_0 t - ik_0 z) A(t - k_0 q x). \quad (2.7)$$

Из (2.7) видно, что фронт интенсивности дифрагированного лазерного импульса наклонен (скошен) относительно фазовых фронтов на угол $\psi = \arctan(k_0 q c)$. При дальнейшем распространении такого скошенного импульса к фазе спектральных компонент добавляется слагаемое $-k_0 q^2 \Omega^2 z / 2$ (см. (2.6)), аналогично изменению фазы при распространении обыкновенного лазерного импульса в диспергирующей среде с $k_2 = -k_0 q^2 = -\tan^2(\psi) / k_0 c^2$. В результате при удалении от решетки импульс становится chirпированным, а длительность лазерного импульса увеличивается (см. (1.24)) по закону

$$\tau(z) = \tau_0 \left(1 + (k_0 q^2 \tau_0^{-2} z)^2 \right)^{1/2}. \quad (2.8)$$

Физически, изменение длительности лазерного импульса объясняется тем, что в результате дифракции в определенную точку пространства различные спектральные компоненты проходят различные пути, что приводит к удлинению импульса и появлению частотной модуляции (аналогично разбеганию частотных компонент импульса в диспергирующей среде).

2.2. Прохождение лазерного импульса через оптические элементы, способы управления формой импульса

Для описания прохождения коротких импульсов через диспергирующие оптические устройства удобно использовать спектральное представление. Фурье-компоненты импульса на входе $\tilde{A}_0(\Omega)$ и выходе $\tilde{A}(\Omega)$ диспергирующего элемента связаны соотношением

$$\tilde{A}(\Omega) = K(\Omega)\tilde{A}_0(\Omega), \quad (2.9)$$

где коэффициент передачи элемента $K(\Omega)$ представляет собой комплексную функцию

$$K(\Omega) = |K(\Omega)|\exp(i\varphi_{el}(\Omega)). \quad (2.10)$$

Здесь возможны две крайние ситуации: наиболее важную роль может играть либо изменение фазы $\varphi_{el}(\Omega)$, либо модуля коэффициента передачи $|K(\Omega)|$. Примером первого случая является рассмотренное ранее распространение импульса через линейную диспергирующую среду без поглощения. Тогда $|K(\Omega)|=1$ и при учете квадратичной дисперсии $k(\omega)$ фазу в выражении (2.10) можно представить в виде (см. п. 1.2)

$$\varphi_{el}(\Omega) = -(z/V_g)\Omega - k_2 z \Omega^2 / 2. \quad (2.11).$$

В случае, когда существенна зависимость $|K(\Omega)|$, изменяется амплитудный спектр лазерного импульса. Такие системы являются оптическими фильтрами. Обсудим трансформацию спектрально ограниченного гауссова импульса (1.6) при прохождении фильтра с гауссовым коэффициентом передачи

$$K(\Omega) = \exp\left(-\frac{\Omega^2}{2\Delta\omega_f^2}\right), \quad (2.12)$$

где $\Delta\omega_f$ – полоса пропускания фильтра. На выходе фильтра

$$A(t) = \frac{A_0}{\sqrt{1 + (\tau_0\Delta\omega_f)^2}} \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_f^2}\right), \quad (2.13)$$

где длительность импульса

$$\tau_f = \sqrt{\tau_0^2 + \Delta\omega_f^{-2}}. \quad (2.14)$$

Отсюда следует очевидный результат – широкополосные фильтры ($\Delta\omega_f \gg \tau_0^{-1}$) не изменяют длительность импульса. В противном случае происходит удлинение импульса.

Оптические схемы для управления спектром лазерного импульса можно разделить на два типа. В одних воздействие на спектральные компоненты импульса происходит без разделения их в пространстве (прохождение через диспергирующие среды, узкополосные фильтры). В другом типе систем, принципиально отличающегося от первого, спектральные компоненты

импульса сначала разделяются в пространстве, что дает возможность независимо изменять их амплитуды и фазы. Трансформированный таким образом сигнал затем подвергается обратному преобразованию, сведению разных спектральных компонент в один коллимированный пучок. Иначе говоря, устройства второго типа состоят из двух сопряженных спектральных элементов, один из которых реализует Фурье-анализ импульса, другой Фурье-синтез.

Пример такого устройства показан на рис. 2.2. Лазерный импульс падает на диспергирующий элемент G1, после которого каждая спектральная компонента импульса распространяется под своим углом. Затем получившийся спектр фокусируется линзой L1, при этом спектральные компоненты фокусируются в различные точки фокальной плоскости. Если поставить в фокальную плоскость некий транспарант T, то можно независимо воздействовать как на амплитуду, так и на фазу каждой спектральной компоненты импульса, тем самым произвольно изменяя спектр импульса. Пройдя через транспарант, излучение собирается линзой L2 и диспергирующим элементом G2 в импульс с модифицированным спектром.

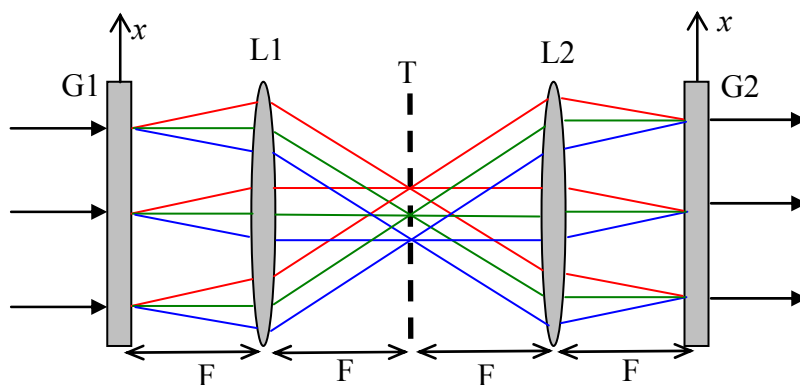


Рис. 2.2. Принципиальная схема управления формой огибающей лазерного импульса. G1 и G2 – диспергирующие элементы (прозрачные дифракционные решетки), L1 и L2 – линзы с фокусным расстоянием F , T – транспарант для изменения амплитуды и/или фазы оптического излучения

Опишем аналитически работу данной системы. Пусть, на диспергирующий элемент G1 падает плоский волновой пакет с комплексной амплитудой $A_0(t)$, её Фурье-спектр $\tilde{A}_0(\Omega)$. Передаточную функцию элемента G1 можно описать выражением (см. п. 2.1)

$$K(\Omega, x) = \exp(-ik_0qx\Omega), \quad (2.15)$$

где x – поперечная координата в плоскости элемента G1, q – дисперсионный параметр (для дифракционной решетки определяется выражением (2.5)). На выходе G1 для Фурье-спектра импульса имеем

$$\tilde{A}_1(\Omega, x) = p_1(x) \exp(-ik_0qx\Omega) \tilde{A}_0(\Omega), \quad (2.16)$$

где $p_1(x)$ учитывает конечные размеры апертуры элемента G1 (для простоты рассматривается двумерный случай). В задней фокальной плоскости линзы L1 реализуется Фурье преобразование, в результате из (2.16) получаем

$$\tilde{A}_1(\Omega, g) = \tilde{p}_1(g - k_0 q \Omega) \tilde{A}_0(\Omega), \quad (2.17)$$

где $\tilde{p}_1(g - k_0 q \Omega)$ – Фурье образ $p_1(x)$. Поперечное волновое число g связано с координатой x в фокальной плоскости соотношением $g = k_0 x / F$. Функция $\tilde{p}_1(k_0 q \Omega)$ имеет смысл аппаратной функции, ее ширина $\Delta\omega \approx (k_0 q a)^{-1}$, где a – размер апертуры $p_1(x)$.

Для исходных импульсов длительностью $\tau_0 \ll T = \Delta\omega^{-1}$ временная зависимость амплитуды поля в фокальной плоскости имеет вид

$$A_1(t, g) \approx (k_0 q)^{-1} \tilde{A}_0(g / k_0 q) p_1(t / k_0 q) \exp(igt / k_0 q). \quad (2.18)$$

Откуда следует, что излучение в точках фокальной плоскости имеет одинаковую длительность, но зависящую от координаты точки частоту $\omega = \omega_0 + g / k_0 q = \omega_0 + x / Fq$. Заметим, что длительность T может на несколько порядков превышать значение τ_0 .

Если в фокальной плоскости L1 расположен транспарант с коэффициентом передачи $\tilde{K}_T(g)$, то на выходе диспергирующего элемента G2 с апертурой $p_2(x)$ для отфильтрованного излучения имеем

$$\tilde{A}_2(\Omega, x) = K(\Omega, x) \tilde{A}_0(\Omega) p_2(x) \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{K}_T(g_1) \tilde{p}_1(g_1 - k_0 q \Omega) \exp(ixg_1) dg_1. \quad (2.19)$$

Переходя теперь от частоты Ω ко времени и интегрируя по x , получим временную зависимость амплитуды излучения на выходе системы

$$A(t) = \int_{-\infty}^{\infty} A_0(t') G(t - t') dt', \quad (2.20)$$

где

$$G(t) = (k_0 q)^{-1} K_T(t / k_0 q) \int_{-\infty}^{\infty} p_2(x) p_1(-x + t / k_0 q) dx \quad (2.21)$$

– функция Грина всей системы, $K_T(x)$ – Фурье образ $\tilde{K}_T(g)$. Согласно (2.20, 2.21) управлять временным откликом оптической системы можно при помощи изменения ее пространственного отклика $K_T(x)$. Основная роль апертурных функций $p_1(x)$ и $p_2(x)$ сводится к ограничению времени T отклика системы. При $t \ll T$ функция $G(t) \sim K_T(t / k_0 q)$.

3. Практические схемы компрессии и удлинения лазерных импульсов

Как уже отмечалось выше, большинство оптически прозрачных сред обладают нормальной дисперсией, поэтому после прохождения таких сред частота заполнения лазерного импульса нарастает от фронта к хвосту, а длительность может существенно увеличиваться. Для компенсации дисперсии и сжатия во времени лазерных импульсов используются специальные оптические системы – компрессоры, действие которых аналогично среде с аномальной дисперсией. Если на входе в компрессор спектральная фаза импульса имеет некоторый вид $\varphi(\Omega)$, то идеальный коэффициент передачи компрессора (2.10) должен быть такой, чтобы $|K(\Omega)|=1$, $\varphi_{el}(\Omega)=-\varphi(\Omega)$. В результате, после прохождения компрессора формируется спектрально-ограниченный импульс с минимальной длительностью и максимальной амплитудой (см. п. 1.1). Если $\varphi(\Omega)$ - медленно меняющаяся функция, то ее удобно разложить в ряд

$$\varphi(\Omega) \approx \varphi_0 + \varphi'\Omega + \frac{\varphi''}{2}\Omega^2 + \dots, \quad (3.1)$$

где все производные берутся в точке $\omega = \omega_0$ ($\Omega = 0$). Компрессор стараются рассчитывать таким образом, чтобы скомпенсировать как можно больше порядков в этом разложении. Ниже будут приведены расчеты для компенсации дисперсии второго порядка φ'' , за которую, согласно (2.11), отвечает коэффициент k_2 .

На практике дисперсию оптических элементов или систем удобно описывать через возникающее в них групповое запаздывание спектральных компонент импульса $t_g(\lambda) = L_{el} / V_g(\lambda)$, L_{el} – расстояние, прошедшее излучением на длине волны λ в оптическом элементе, $V_g(\lambda)$ – групповая скорость излучения на длине волны λ . Для систем из оптических элементов вводят коэффициент дисперсии группового запаздывания (англ. Group Delay Dispersion, GDD), который описывает изменение t_g при вариации частоты

$$GDD = \frac{dt_g(\omega)}{d\omega} \quad (3.2)$$

(здесь и далее производная рассчитывается на центральной частоте (длине волны) оптического импульса). Также величину GDD можно записать через производную от набега фазы φ_{el} в системе

$$GDD = \frac{\partial^2 \varphi_{el}}{\partial \omega^2}. \quad (3.3)$$

Для однородных сред длиной L_{el}

$$GDD = L_{el} \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{V_g} \right) = L_{el} k_2, \quad (3.4)$$

также можно ввести коэффициент дисперсии группового запаздывания D , который не зависит от длины среды:

$$D = \frac{1}{L_{el}} \frac{dt_g(\lambda)}{d\lambda} = \frac{d\omega}{d\lambda} \cdot \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{V_g} \right) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} k_2. \quad (3.5)$$

При этом D обладает знаком обратным к k_2 , что связано с обратной зависимостью частоты от длины волны в вакууме.

Как правило, для искусственного создания дисперсии используется пространственное разделение различных длин волн в лазерном импульсе с последующим их совмещением (см. также п. 2.2). В результате за счет частотной зависимости длины оптического пути создается искусственная дисперсия групповой задержки. Рассмотрим примеры расчета дисперсионных параметров двух типов компрессоров: призмного и решеточного.

Наиболее простая схема призмного оптического компрессора изображена на рисунке 3.1. Она состоит из двух призм, разнесенных на некоторое расстояние, и плоского зеркала. Углы при вершинах призм такие, что углы падения излучения на призмы соответствуют углу Брюстера для центральной длины волны падающего излучения, в такой геометрии потери на отражение минимальны для р-поляризованного лазерного излучения. Если призмы не разнесены, то схема представляет собой плоскопараллельную пластину, сохраняющую пространственное распределение интенсивности в пучке и имеющую дисперсию, которая определяется дисперсией материала призм. Если призмы разнесены, то возникает пространственное разделение спектральных компонент за счет угловой дисперсии и появляется возможность управлять величиной дисперсии падающего импульса.

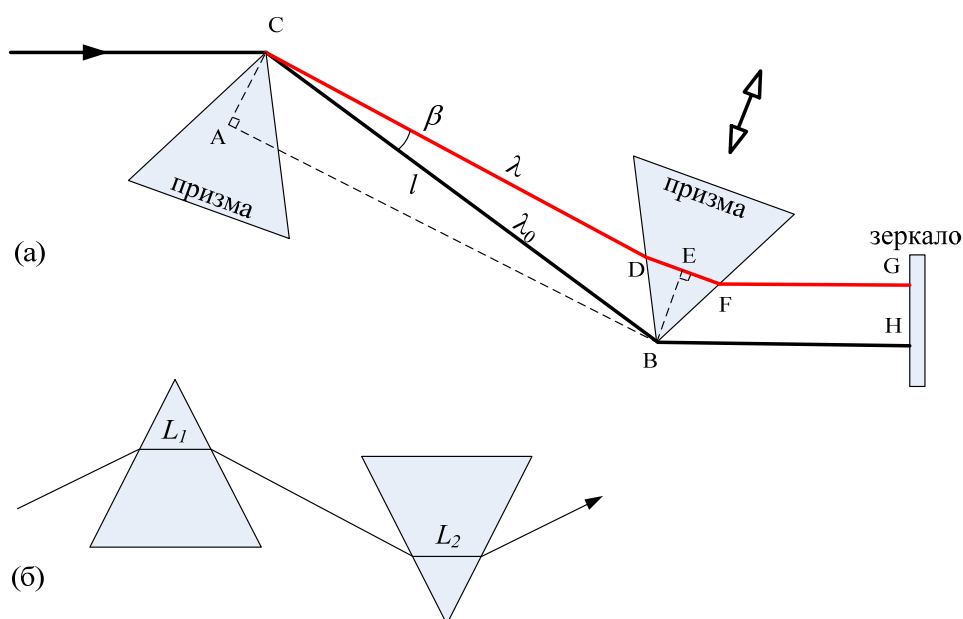


Рис. 3.1. (а) Схема компрессора, состоящего из пары призм. Черной линией показан путь луча на основной длине волн λ_0 , красной – произвольного луча на длине волн λ . (б) Случай, когда путь основной частоты не проходит через вершины призм.

Первая призма создает угловую частотную дисперсию. Вторая призма коллимирует пучок, который затем отражается от зеркала и направляется строго назад. После повторного прохождения через пару призм, пучок восстанавливает свое исходное поперечное распределение интенсивности. Пусть оптический пучок проходит вблизи вершин призм, как показано на рис. 3.1(а). Оптический путь произвольного луча с длиной волны λ состоит из участков CD, DF, FG в прямом и обратном направлениях. Опустим из вершины второй призмы (точка В) перпендикуляр к DF, построим прямоугольный треугольник ACB с гранью AB параллельной лучу AD, а также отрезок BH параллельный лучу FG. Отрезки AC, BE и GH можно считать фазовыми фронтами лучей CD, DF и FG, соответственно. Тогда длины оптических путей по участкам EFG и BH, равны между собой; также равны длины оптических путей по участкам CDE и AB. Тогда длину оптического пути $P(\lambda)$ в компрессоре можно записать следующим образом

$$P(\lambda) = 2l \cos \beta(\lambda) + 2BH, \quad (3.6)$$

где l – расстояние между вершинами призм, β – угол дифракционного расхождения после прохождения первой призмы. Длина участка BH не зависит от длины волны, поэтому это слагаемое можно не учитывать. Дисперсию группового запаздывания GDD_l , вносимую парой призм из-за пространственного разделения спектральных компонент, можно найти из (3.3), учитывая, что $\varphi_{el} = Pk = 2\pi P / \lambda$:

$$GDD_l = \frac{\partial^2 \varphi_{el}}{\partial \omega^2} = \frac{d^2(2\pi P / \lambda)}{d\omega^2} = \left(\frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \right) \frac{d^2 P(\lambda)}{d\lambda^2}. \quad (3.7)$$

Рассматривая прохождение лучей через призму можно получить зависимость угла β от показателя преломления $n(\lambda)$ материала призм. В результате можно получить следующее выражение

$$GDD_l = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} 4l \left\{ \left[\frac{d^2 n}{d\lambda^2} + \left(2n - \frac{1}{n^3} \right) \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \right] \sin \beta - 2 \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \cos \beta \right\}, \quad (3.8)$$

Угол расхождения пучка β можно оценить как:

$$\beta \approx -2 \left(\frac{dn}{d\lambda} \Delta\lambda \right), \quad (3.9)$$

где $\Delta\lambda$ – характерная ширина спектра импульса. В большинстве случаев величина угла β мала и $\sin \beta \ll \cos \beta$, поэтому выражение (3.8) обычно упрощают

$$GDD_l \approx -\frac{\lambda^3}{2\pi c^2} 4l \left\{ 2 \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \right\}. \quad (3.10)$$

Мы рассмотрели случай, когда лучи в компрессоре проходят близко к вершинам призм. Если пучок проходит на некотором расстоянии от вершин, как показано на рисунке 3.1(б), то необходимо учитывать вклад дисперсии

материала призм. В этом случае к правой части выражения (3.10) нужно добавить член, учитывающий дисперсию группового запаздывания при распространении импульса в материале призм (см. п. 1.2). В результате GDD_{PRISM} призмленного компрессора

$$GDD_{\text{PRISM}} \approx \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \left[-4l \left\{ 2 \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \right\} + L_{\text{PRISM}} \left(\frac{d^2n}{d\lambda^2} \right) \right], \quad (3.11)$$

где L_{PRISM} – путь, пройденный импульсом через материал призм на центральной длине волны ($L_{\text{PRISM}} = L_1 + L_2$, рис. 3.1(б)).

Первый член в выражении (3.11) всегда отрицателен и зависит от расстояния между вершинами призм. Второй член всегда положителен и зависит от длины пути пучка через призмы. Изменяя расстояние между вершинами призм и длину пути пучка через призмы (например, двигая вторую призму, как показано стрелкой на рисунке 3.1(а)) можно контролировать знак и величину вносимой компрессором дисперсии.

Также для сжатия лазерных импульсов может быть использован компрессор, состоящий из двух параллельных дифракционных решеток (рис. 3.2) и плоского зеркала.

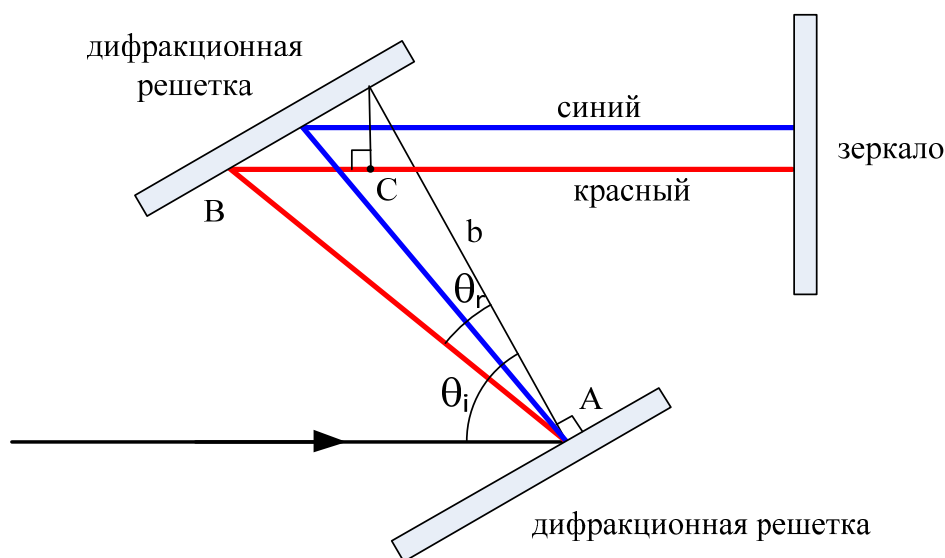


Рис. 3.2. Компрессор, состоящий из пары дифракционных решеток. Красными и синими линиями показан ход длинноволновых и коротковолновых лучей, соответственно

Работа данной схемы аналогична предыдущей: первая дифракционная решетка создает угловую частотную дисперсию, вторая дифракционная решетка коллимирует пучок. Затем пучок отражается от зеркала и направляется ровно назад для компенсации созданного двумя решетками пространственного разделения частотных компонент импульса. Длина пути $L_{el}(\lambda)$, пройденная лучом и зависящая от длины волны, определяется выражением:

$$L_{el}(\lambda) = 2(AB + BC), \quad (3.12)$$

где

$$AB = \frac{b}{\cos \theta_r}, \quad BC = b \tan \theta_r \sin \theta_i. \quad (3.13)$$

Здесь θ_i и $\theta_r(\lambda)$ – угол падения и зависящий от длины волны угол дифракции от первой решетки, соответственно, b – расстояние между дифракционными решетками по нормали. Углы θ_r и θ_i связаны между собой соотношением

$$\frac{1}{d} = \frac{1}{\lambda}(\sin \theta_i + \sin \theta_r), \quad (3.14)$$

где d – период решетки. Время t_g , затраченное на прохождение пути $L_{el}(\lambda)$, выражается следующим образом

$$t_g = \frac{L_{el}}{c} = \frac{b}{c \cos \theta_r} (1 + \sin \theta_i \sin \theta_r). \quad (3.15)$$

Подставляя (3.15) в (3.2) и учитывая (3.14), найдем коэффициент дисперсии группового запаздывания

$$GDD_{\text{GRATING}} = -2 \frac{\lambda^3}{2\pi c^2 d^2} \frac{b}{\cos^3 \theta_r} = - \frac{\lambda^3 b}{\pi c^2 d^2 \left[1 - \left(\frac{\lambda}{d} - \sin \theta_i \right)^2 \right]^{3/2}}. \quad (3.16)$$

Видно, что, в отличие от системы из призм, компрессор, состоящий из двух параллельных решеток, имеет всегда отрицательный коэффициент дисперсии группового запаздывания. Регулировка дисперсии группового запаздывания осуществляется путем изменения расстояния между решетками b . Поскольку GDD_{GRATING} пропорционален длине системы b , то компрессор, состоящий из двух дифракционных решеток, эквивалентен аномально диспергирующей среде, с

$$k_2 = - \frac{\lambda^3}{2\pi c^2 d^2} \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{\lambda}{d} - \sin \theta_i \right)^2 \right]^{3/2}}, \quad (3.17)$$

где учтено, что $L_{el} = 2b$.

Еще одним методом для компенсации дисперсии и сжатия лазерных импульсов является использование чирпированных (Брэгговских) зеркал (рис. 3.3). Такие зеркала представляют собой специально спроектированную многослойную структуру из диэлектрических оптически прозрачных материалов с изменяющейся толщиной слоев. В структуре, показанной в качестве примера на рисунке, толщина слоев увеличивается вглубь зеркала. В результате длинноволновые компоненты светового импульса проникают на большую глубину. Таким образом, для длинноволнового излучения обеспечивается большая групповая задержка, чем для коротковолнового излучения.

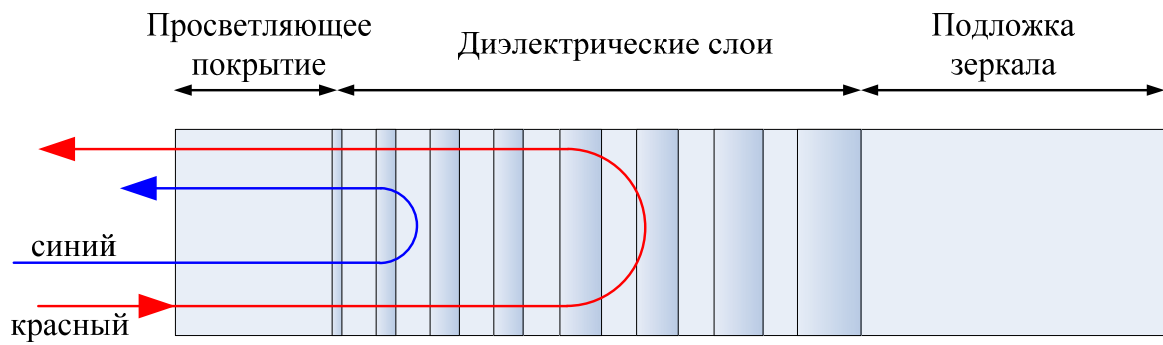


Рис. 3.3. Принцип работы чирпированного зеркала

Для временного растяжения исходного фемтосекундного импульса за счет создания сильной нормальной дисперсии групповой скорости используются стретчеры. Принцип работы стретчера, состоящего из двух дифракционных решеток, изображен на рисунке 3.4. В отличие от компрессора (рис. 3.2) в стретчере между двумя дифракционными решетками устанавливается телескопическая система, которая переворачивает изображение. В результате коротковолновые лучи проходят больший путь, чем длинноволновые, и знак дисперсии изменяется на противоположный. Телескопическая система не должна вносить хроматических aberrаций, связанных с большой спектральной шириной фемтосекундных импульсов, поэтому на практике используют специально подобранную зеркальную систему.

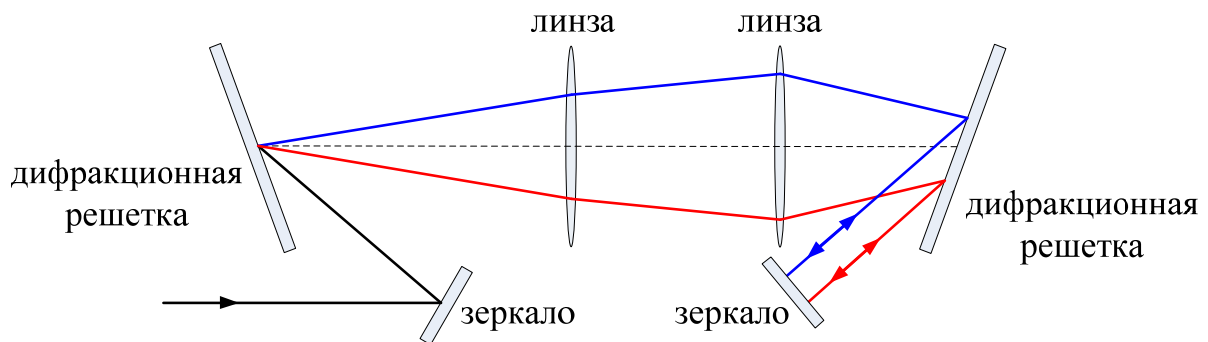


Рис. 3.4. Принцип работы стретчера

4. Методика генерации ультракоротких импульсов

Принципиальная схема стандартного лазера включает в себя резонатор и активную среду (рис. 4.1). Под воздействием накачки (излучение ламп или другого лазера, тока и др.) в активной среде создается инверсия населенности, в результате происходит вынужденное излучение. Спектр такого вынужденного излучения имеет некоторую ширину (называемой полосой усиления). Поскольку активная среда помещена в резонатор, то из всего спектра выживают только те частоты, которые удовлетворяют условию резонанса $\nu_m \cong mc / (2L)$, где L – длина резонатора, $m = 1,2,3\dots$. Этим частотам соответствуют продольные моды резонатора. Если возбуждается только одна мода, то говорят, что лазер работает в одномодовом режиме, при этом генерируется монохроматическое излучение. Если возбуждается несколько мод, то реализуется многомодовый режим генерации.

Для реализации фемтосекундного лазера необходимо выполнить ряд условий. Поскольку фемтосекундные лазерные импульсы обладают широким спектром (с шириной, сравнимой с центральной частотой), то для их генерации требуется многомодовый режим работы лазера. Если фазы продольных мод лазерного резонатора никак не связаны между собой, то зависимость интенсивности излучения во времени представляет собой беспорядочную последовательность флуктуационных пиков на периоде T , равном времени обхода лазерным импульсом резонатора: $T \cong 2L / c$. Совершенно другая картина наблюдается, когда фазы мод синхронизованы друг с другом. В результате интерференции мод формируется последовательность коротких (фемтосекундных) импульсов с периодом T (частота следования $1/T$). Для возбуждения продольных мод необходимо, чтобы их спектр попадал в полосу усиления активной среды, поэтому для фемтосекундных лазеров необходимы среды с широкой полосой усиления. Еще одним важным условием является компенсация дисперсии элементов резонатора, что необходимо для генерации спектрально-ограниченных фемтосекундных импульсов.

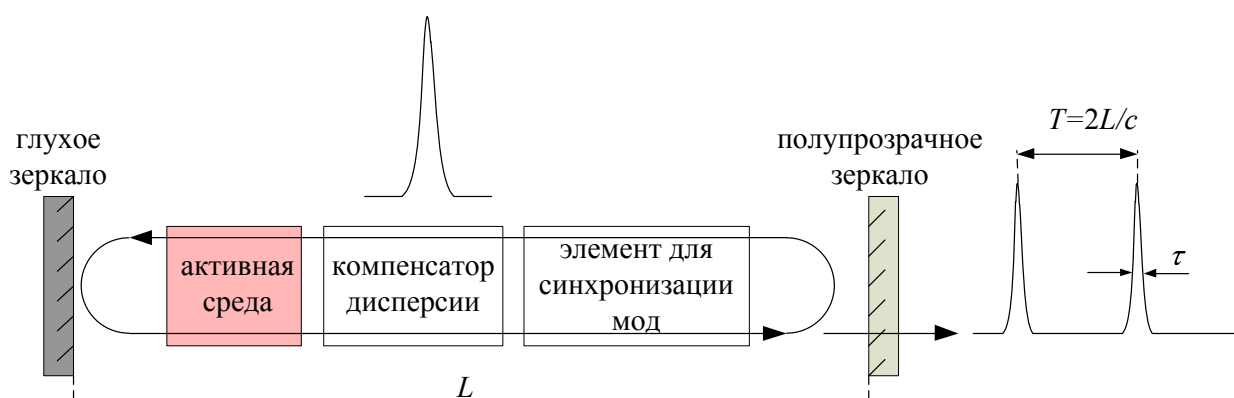


Рис. 4.1. Генерация периодической последовательности импульсов лазером с синхронизацией мод

Рассмотрим простой пример синхронизации мод, в котором все моды имеют одинаковую амплитуду E_0 (рис. 4.2).

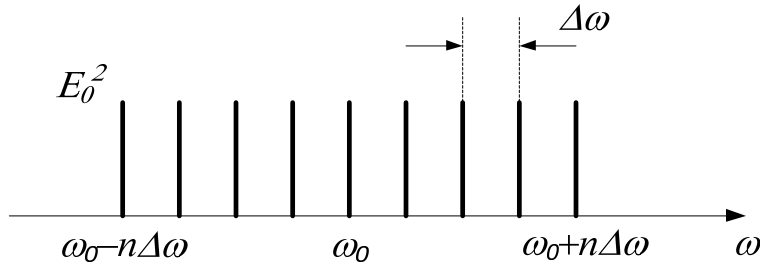


Рис. 4.2. Спектр излучения многомодового лазера с одинаковой амплитудой мод

Суммарное поле $2n+1$ эквидистантных мод записывается в виде суммы:

$$E(t) = \sum_{m=-n}^n E_0 \exp\{i(\omega_0 t + m\Delta\omega t + \varphi_m)\}, \quad (4.1)$$

здесь ω_0 – частота центральной моды, $\Delta\omega$ – межмодовый интервал, φ_m – фаза моды с номером m . В случае синхронизованных мод ($\varphi_m - \varphi_{m-1} = const$, $\varphi_m = m\varphi_0$) выражение (4.1) можно переписать в виде:

$$E(t) = E_0 \exp(i\omega_0 t) \sum_{m=-n}^n \exp\{im(\Delta\omega t + \varphi_0)\} = E_0 \exp(i\omega_0 t) \frac{\sin\left[(2n+1)\left(\frac{\Delta\omega t + \varphi_0}{2}\right)\right]}{\sin\left(\frac{\Delta\omega t + \varphi_0}{2}\right)}. \quad (4.2)$$

Отсюда интенсивность излучения $I(t)$:

$$I(t) \sim |E(t)|^2 = E_0^2 \frac{\sin^2\left[(2n+1)\left(\frac{\Delta\omega t + \varphi_0}{2}\right)\right]}{\sin^2\left(\frac{\Delta\omega t + \varphi_0}{2}\right)}. \quad (4.3)$$

Эта функция периодична и имеет основные пики (импульсы), между которыми эквидистантно расположены пики с меньшей амплитудой (рис. 4.3). Анализируя выражение (4.3) можно сделать несколько других важных выводов. Длительность импульсов уменьшается, а их амплитуда растет, когда увеличивается число синхронизованных мод $N=2n+1$. Период следования импульсов $T = 2\pi / \Delta\omega$, длительность импульсов τ может быть оценена как $\tau \approx 2\pi / N\Delta\omega = 1/f$, где f – полная ширина полосы синхронизованных мод, ограниченная полосой усиления активной среды. Амплитуда импульсов пропорциональна квадрату числа синхронизованных мод и равна $N^2 E_0^2$.

Покажем, что характерное число синхронизованных мод N в типичном фемтосекундном лазерном генераторе достаточно велико. Обычно длина лазерного резонатора L около 150 см (частота следования импульсов $1/T = 100$ МГц). В качестве ширины полосы синхронизованных мод f возьмем полосу усиления кристалла титан-сапфира (Ti:Sapphire), которая составляет

около 10^{14} с^{-1} . Тогда число синхронизованных мод составляет $N \approx \frac{f}{\Delta\omega / 2\pi} = \frac{2fL}{c} = 10^6$. Заметим, что при такой ширине спектра усиления Ti:Sapphire возможна генерация лазерных импульсов с длительностью ~ 10 фс.

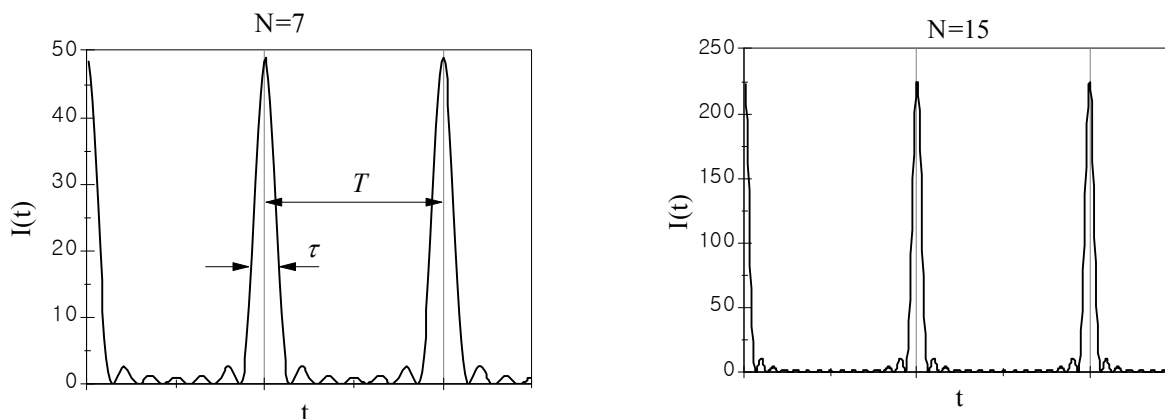


Рис. 4.3. Зависимость интенсивности излучения от времени при различном числе N синхронизованных мод, имеющих одинаковую амплитуду

До настоящего момента мы пользовались достаточно грубой моделью, предполагая, что все моды имеют одинаковую амплитуду. Как правило, распределение амплитуд мод имеет колоколообразный вид, который удобно описывать функцией гаусса (рис. 4.4).

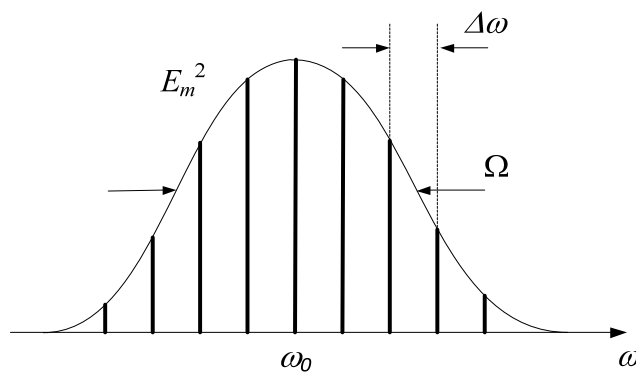


Рис. 4.4. Спектр излучения многомодового лазера с гауссовым распределением амплитуд мод

Будем предполагать, что моды синхронизованы, тогда поле E_m моды с номером m зависит от времени следующим образом:

$$E_m = E_0 \exp\left(-\frac{2 \ln 2 m^2 \Delta\omega^2}{\Omega^2}\right) \exp(i\omega_0 t + im\Delta\omega t + im\varphi_0), \quad (4.4)$$

где Ω – спектральная ширина полосы генерации по уровню половины максимума интенсивности (FWHM). Можно показать, что в результате суммы всех мод генерируется последовательность гауссовых импульсов (рис. 4.5)

$$I(t) \sim |E(t)|^2 = \left| \sum_{m=-\infty}^{+\infty} E_m \right|^2 \sim \exp\left(-\frac{\Omega^2 t^2}{4 \ln 2}\right), \quad (4.5)$$

с длительностью $\tau = \frac{4 \ln 2}{\Omega} = \frac{2 \ln 2}{\pi f} \approx \frac{0.44}{f}$ по уровню половины максимума интенсивности и периодом $T = \frac{2\pi}{\Delta\omega}$.

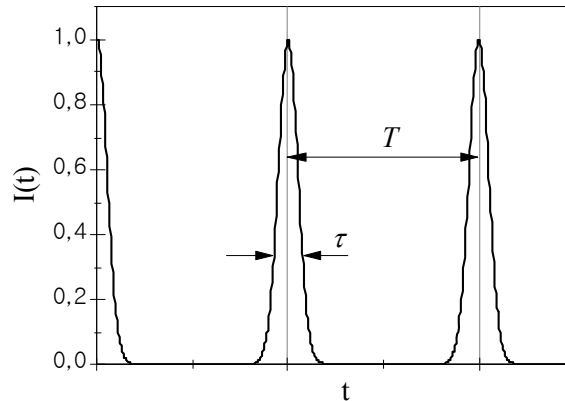


Рис. 4.5. Зависимость интенсивности излучения от времени при гауссовом распределении амплитуды синхронизованных мод

Существуют два основных способа синхронизации мод: активный и пассивный, каждый из них имеет свои реализации. Активные методы основаны на периодической модуляции параметров резонатора с помощью специальных устройств, управляемых внешним сигналом. При амплитудной модуляции в резонатор лазера вводится элемент, который модулирует потери излучения с частотой ν , кратной $\Delta\nu = c/2L$ – расстоянию по частоте между соседними продольными модами лазера. Вместо амплитудной модуляции иногда применяют частотную, например, приводят в быстрое колебательное движение одно из зеркал резонатора, изменяя длину оптического пути луча с частотой ν .

Механизм активной синхронизации можно объяснить следующим образом. При возбуждении оптической накачкой лазерной среды сначала генерируется излучение на несущей частоте ν_0 . При периодическом изменении параметров резонатора с частотой $\Delta\nu$ поле этой моды модулируется, и возникают боковые составляющие на частотах $\nu_0 \pm \Delta\nu$. Если частота модуляции равна межмодовому интервалу $c/2L$, то частоты боковых составляющих совпадут с частотами продольных мод резонатора и будут играть для них роль внешней вынуждающей силы. Поля боковых составляющих усиливаются и модулируются в свою очередь с частотой $\Delta\nu$. В результате возникают боковые составляющие с частотами $\nu_0 \pm 2\Delta\nu$. Этот процесс продолжается до тех пор, пока все моды внутри области генерации не оказываются синхронизованными.

Пассивные методы синхронизации основаны на введении в резонатор лазера нелинейного элемента, потери в котором являются функцией интенсивности излучения, например, насыщающегося поглотителя. Насыщающийся поглотитель представляет собой среду, коэффициент поглощения которой уменьшается с ростом интенсивности проходящего через нее излучения. Изначально в лазерной среде генерируется спонтанное излучение, которое дает случайные по времени флуктуации интенсивности. Эти флуктуации усиливаются лазерной средой. Самый мощный пик интенсивности проходит через насыщающийся поглотитель с наименьшим ослаблением. Остальные пики с более низкой интенсивностью будут ослабляться сильнее. В результате после многих проходов через резонатор сформируется один узкий мощный импульс, который и будет давать последовательность коротких лазерных импульсов на выходе лазера.

Для реализации пассивной синхронизации мод может быть использована керровская нелинейность, которая приводит к тому, что показатель преломления среды n начинает зависеть от интенсивности излучения I : $n = n_0 + n_2 I$, ($n_2 > 0$). Здесь n_0 – показатель преломления при малых интенсивностях света, второе слагаемое – нелинейная добавка, определяющая изменение показателя преломления под действием интенсивного излучения. Рассмотрим распространение лазерного импульса с гауссовым пространственным распределением интенсивности в среде с керровской нелинейностью. Более высокая интенсивность излучения в центре пучка, чем по его краям, приводит к возрастанию показателя преломления на оси пучка. Такое поперечное распределение показателя преломления вызывает фокусировку (самофокусировку) пучка. Таким образом, керровская нелинейность аналогична действию фокусирующей линзы (говорят: в среде наводится «керровская линза»).

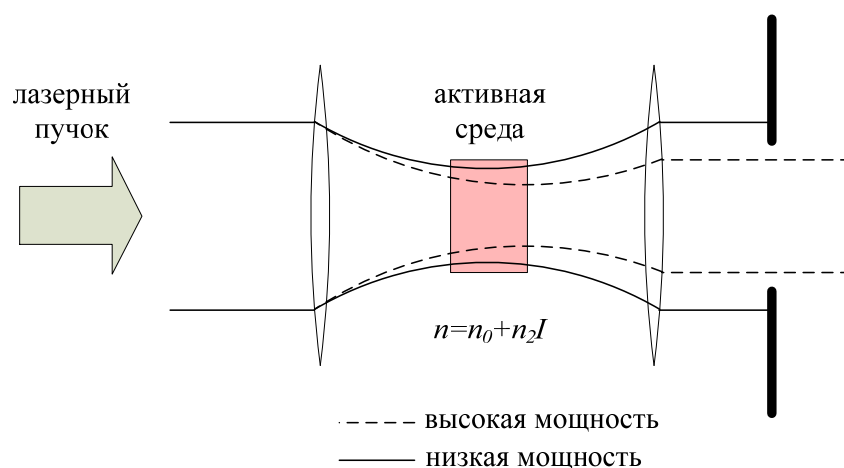


Рис. 4.6. Синхронизация мод с помощью керровской линзы

На рисунке 4.6 показана схема пассивной синхронизации мод на основе керровской линзы. Лазерное излучение фокусируется вглубь активной среды.

После второй линзы установлена диафрагма таким образом, чтобы часть лазерного импульса с низкой интенсивностью (передний и задний фронт) ослаблялись, а часть с высокой интенсивностью (область около максимума) за счет дополнительной фокусировки в активной среде проходили без ослабления. В результате при каждом проходе импульса через такую систему происходит его временное обострение, и, следовательно, уменьшение его длительности. На практике в таких системах роль диафрагмы выполняет активная среда – за счет создания в кристалле области инверсии населенностей заметно меньшей, чем поперечный размер основной линейной моды резонатора.

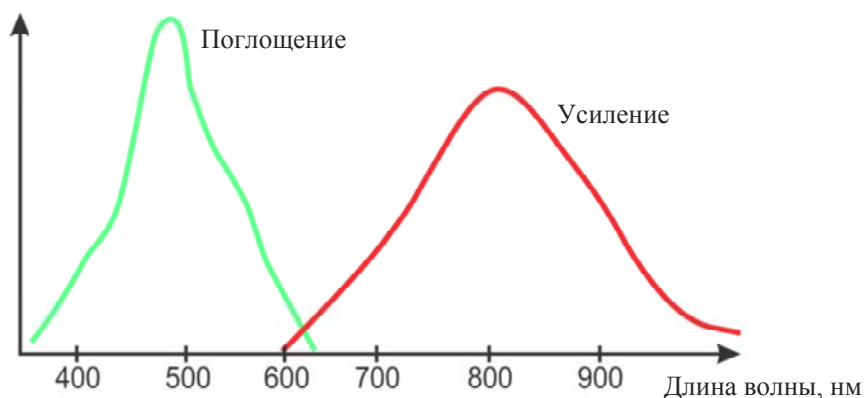


Рис. 4.7. Спектры поглощения и излучения кристаллов Ti:Sapphire

В настоящее время наибольшее распространение получили фемтосекундные генераторы, в которых в качестве активной усиливающей среды используются кристаллы корунда (Al_2O_3), легированные ионами титана (Ti^{3+}). Важным достоинством кристаллов Ti:Sapphire ($Ti:Al_2O_3$) является широкая полоса лазерного усиления 700-1100 нм (рис. 4.7). Для накачки фемтосекундных генераторов на основе кристаллов титан-сапфира, как правило, используют вторую гармонику твердотельных Nd:YAG лазеров с длиной волны 532 нм, или аргоновые лазеры, генерирующие излучение с длиной волны 488 нм.

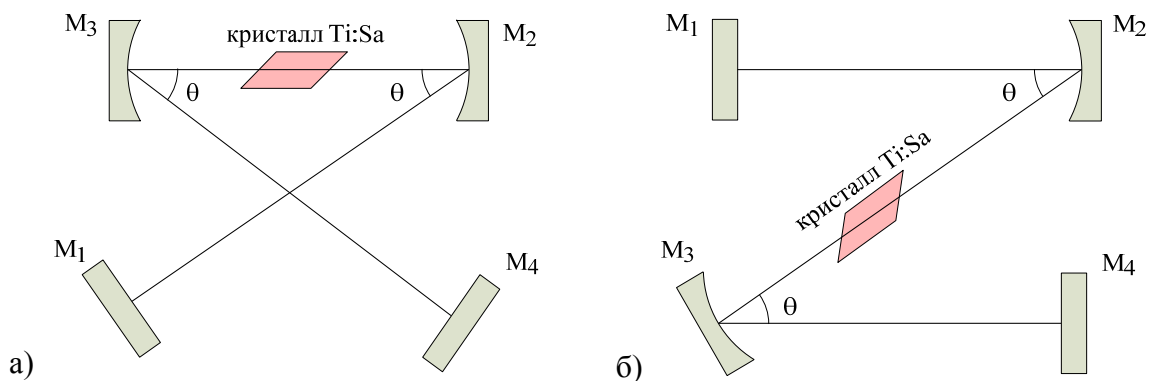


Рис. 4.8. Наиболее распространенные типы конфокальных резонаторов Ti:Sa генератора: (а) «X» и (б) «Z». M_1, M_2, M_3 и M_4 – зеркала

На рисунке 4.8 изображены два основных типа конфокальных резонаторов Ti: Sapphire генератора, выполненные в «X» и «Z» конфигурациях. Такие «сложенные» конфигурации лазера позволяют получить хорошее согласование мод с перетяжкой накачки и острую фокусировку в активной среде. Обе конфигурации резонатора одинаково хорошо работают и, как правило, выбираются на основе соображений свободного места на оптическом столе при сборке лазера.

Грани кристалла Ti:Sapphire полируются под углом Брюстера для минимизации потерь. Фокусировка излучения на кристалл со скошенными гранями приводит к появлению астигматизма моды. Астигматизм нужно уменьшать, так как он приводит к ослаблению мощности выходного лазерного излучения и может вызывать нестабильную синхронизацию мод. Уменьшение астигматизма достигается подбором углов θ (рис. 4.8). Заметим также, что обычно в лазерах применяют диэлектрические зеркала, изготовленные путем нанесения многослойного диэлектрического покрытия на поверхность стекла. Такие покрытия позволяют достичь высокого коэффициента отражения (~99.9%) для определенного диапазона частот, что уменьшает потери в резонаторе на отражение (для сравнения: коэффициент отражения излучения на длине волны ~0.8 мкм от поверхности, покрытой золотом, составляет ~95%). Кроме того, диэлектрическое покрытие обладает на несколько порядков большим порогом пробоя по интенсивности, чем металлическое, что особенно важно в усилителях (см. п. 5). Некоторым недостатком диэлектрических зеркал является ограниченная по частоте полоса отражения и трудность изготовления широкополосных (с широкой полосой отражения) зеркал.

На рисунке 4.9 изображена в качестве примера схема Ti:Sapphire фемтосекундного лазерного генератора «X» конфигурации. Ход лучей в лазере показан стрелками.

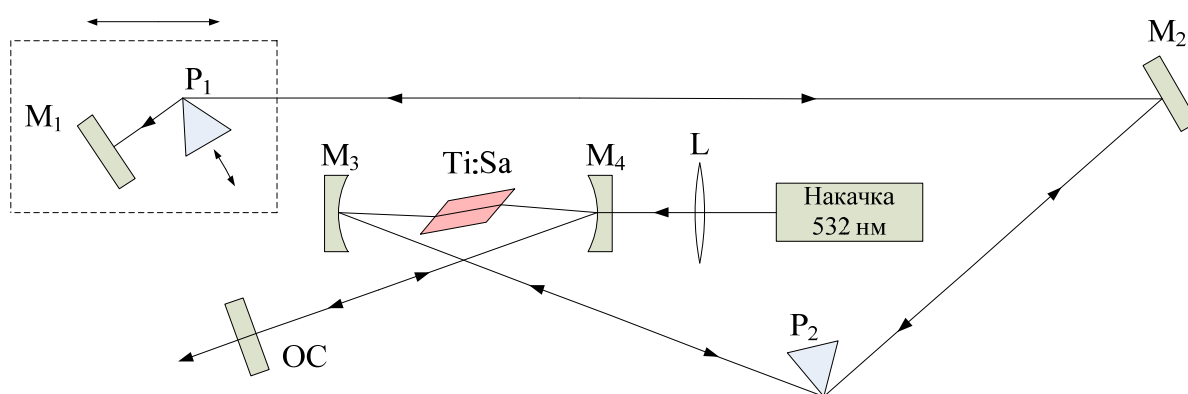


Рис. 4.9. Схема Ti:Sapphire фемтосекундного генератора

Кристалл Ti:Sapphire, находится в конфокальном резонаторе, образованном зеркалами M₃ и M₄ (фокусы зеркал M₃ и M₄ совпадают). Излучение из левого плеча конфокального резонатора дважды проходит последовательно призм P₁ и P₂. Первый раз – в прямом направлении, проходя через призму P₂, зеркало

M_2 и призму P_1 , второй раз – в обратном, отразившись от зеркала M_1 . После прохождения зеркала M_3 , активной среды и зеркала M_4 излучение падает на выходное зеркало резонатора ОС. Для накачки активной среды используется непрерывное излучение с длиной волны 532 нм и мощностью несколько ватт, сфокусированное линзой L в центр кристалла Ti:Sapphire. Призма P_1 и зеркало M_1 установлены на одном трансляторе, что обеспечивает возможность изменения расстояния между призмами P_1 и P_2 без разъюстировки резонатора, позволяя контролировать дисперсию групповой скорости. Перемещение призмы P_1 в поперечном относительно луча направлении используется для управления шириной и формой спектра, и как следствие, длительностью фемтосекундных лазерных импульсов на выходе. Синхронизация мод в таком лазере происходит благодаря керровской линзе в активной среде.

На рисунке 4.10 изображена фотография части работающего фемтосекундного генератора. На рисунке показан конфокальный резонатор с Ti:Sapphire кристаллом, помещенным в медную оправу для охлаждения проточной водой. Излучение накачки (532 нм) фокусируется линзой, находящейся на изображении справа, в кристалл. Также видны две призмы, компенсирующие дисперсию групповой скорости.

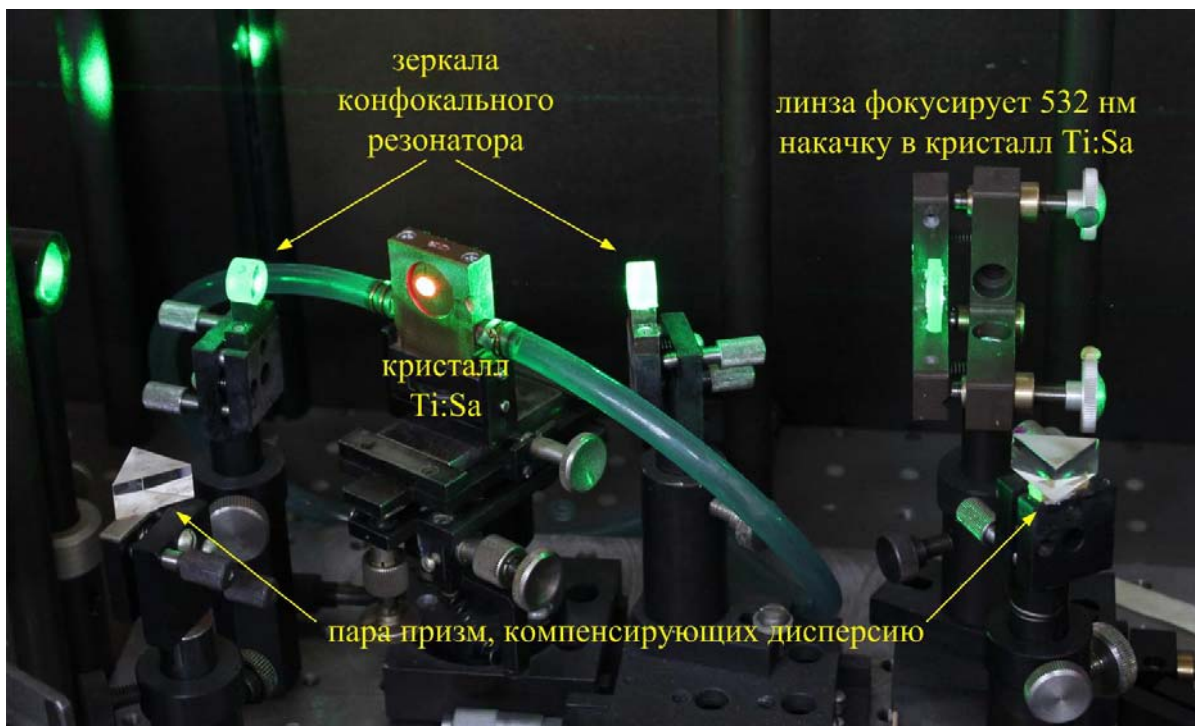


Рис. 4.10. Фотография конфокального резонатора Ti:Sapphire фемтосекундного генератора тераваттного лазерного комплекса (70 фс, 150 мДж, 10 Гц) в ИПФ РАН

5. Усиление чирпированных лазерных импульсов

Как правило, генераторы фс импульсов обладают небольшой энергией (уровня нДж). Поэтому для генерации импульсов большой энергии используют системы, состоящие из генератора и усилителя. Основными факторами, ограничивающими рост мощности и энергетики лазерных импульсов являются: пробой оптических элементов, а также эффекты нелинейного самовоздействия, возникающие в активных средах усилителя лазерной системы. Под действием высокой интенсивности в веществе происходит изменение показателя преломления, которое приводит к фокусировке лазерного пучка (нелинейная самофокусировка из-за керровской линзы) и ухудшению его временного профиля (появляется нелинейная фазовая модуляция).

Увеличение мощности при сохранении невысокой интенсивности можно добиться, увеличивая размеры лазерного пучка в усилителе. Однако при этом приходится увеличивать размеры и активных элементов в лазерной системе. Наиболее мощной системой, работающей на этом принципе в настоящее время является National Ignition Facility, позволяющая генерировать импульсы мощностью 500 ТВт, длительностью несколько наносекунд, и занимающая многоэтажное здание с площадью в несколько футбольных полей.

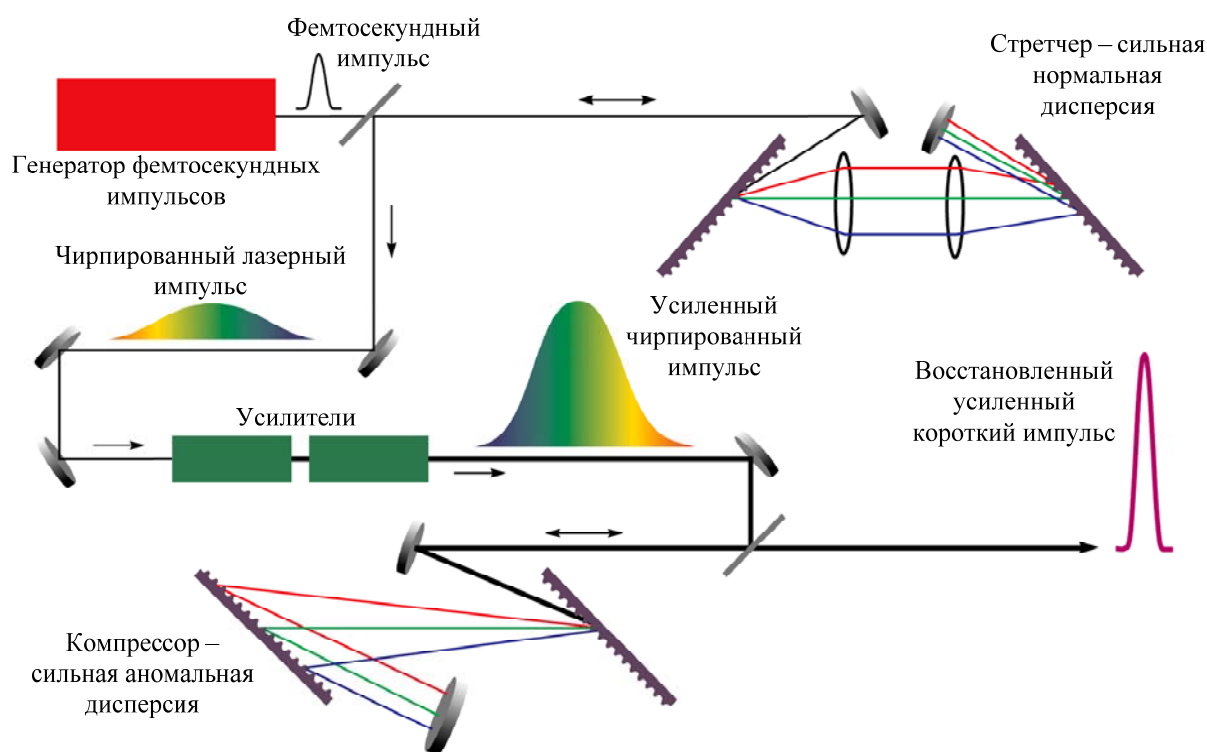


Рис. 5.1. Схема усиления чирпированных импульсов

В середине 80х годов была предложена методика усиления лазерных импульсов основанная на предварительном временном растяжении усиливаемых импульсов, названная усилением чирпированных импульсов (англ. Chirped pulse amplification, CPA, рис 5.1). Исходный маломощный фемтосекундный импульс растягивается во времени до нескольких сотен

пикосекунд путем прохождения через стретчер (имеющий сильную нормальную дисперсию). За счет большей длительности импульса понижается интенсивность, и лазерный импульс можно усиливать при гораздо меньших поперечных размерах лазерного пучка и, соответственно, всех оптических элементов. После усиления лазерный импульс расширяется в поперечном сечении и проходит через компрессор, который за счет сильной аномальной дисперсии сжимает импульс до исходной длительности.

Из-за высокой интенсивности и большого размера пучка в компрессоре для создания временной дисперсии в большинстве случаев используется отражение от плоских голографических решеток, покрытых металлом. Из-за скин-эффекта в металлическом покрытии решетки мощное лазерное излучение практически не взаимодействует с веществом в объеме, и, следовательно, не подвержено нелинейным искажениям. Решетки компрессора мощных лазерных систем обычно являются самыми большими оптическими элементами в установке, в связи с невысоким порогом пробоя поверхности фемтосекундным излучением, а также большими углами падения на решетку и большой угловой дисперсией широкополосного излучения. Для наиболее мощных систем петаваттного уровня для сжатия используется система из четырех решеток, их размеры могут достигать одного метра. В случае систем с умеренной мощностью возможно использование двух решеток и уголкового отражателя или зеркала (как это описано в п. 3), либо одной решетки и двух уголков (рис. 5.2), что дополнительно упрощает юстировку компрессора.

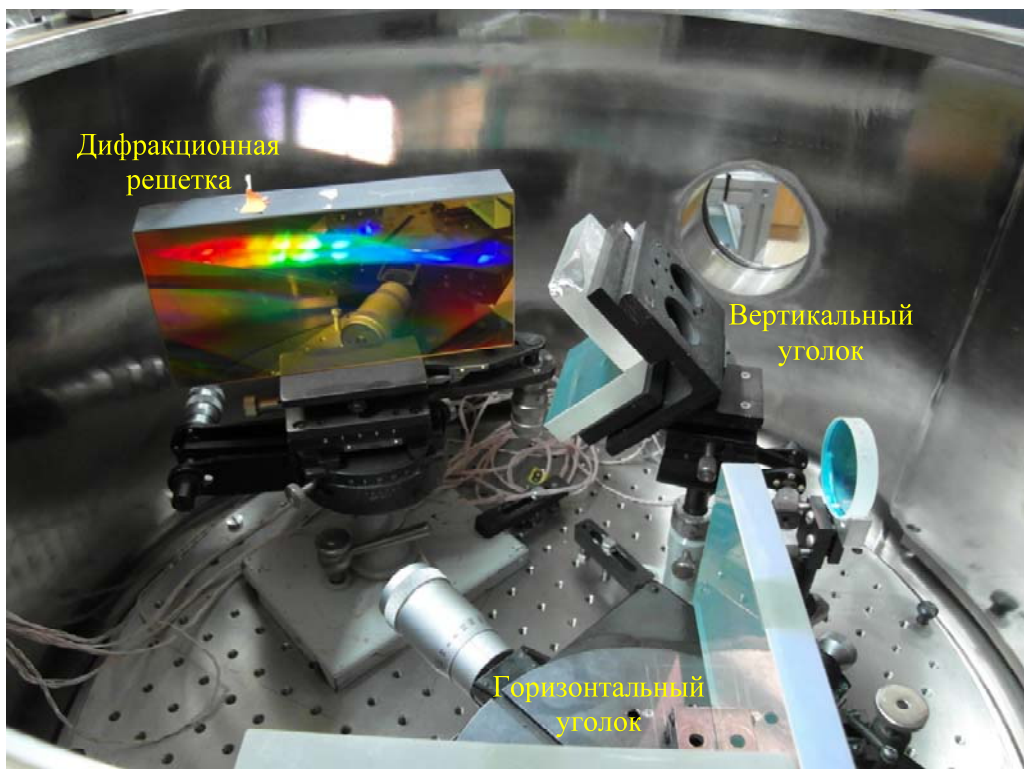


Рис. 5.2. Фотография вакуумного компрессора, используемого на тераваттном лазерном комплексе (70 фс, 150 мДж, 10 Гц) в ИПФ РАН

В качестве активной среды усилителя в лазерных комплексах также как и в генераторах обычно используют кристаллы титан-сапфира. Кроме кристалла титан-сапфира в настоящее время также используется параметрическое усиление чирпированных импульсов на нелинейных кристаллах, при котором также можно реализовать широкую полосу усиления.

Ширина полосы усиления накладывает также условия и на используемые диэлектрические зеркала, их ширина полосы отражения должна существенно превосходить ширину спектра импульса. В случае если спектр импульса резко обрезается, создается пьедестал интенсивности во временном представлении, приходящий до основного импульса. На практике наличие такого пьедестала может приводить к нежелательным эффектам. Например, при больших интенсивностях пьедестал может ионизовать лазерную мишень существенно раньше прихода пика основного импульса, что существенно изменит параметры эксперимента. Поэтому для мощных фемтосекундных лазерных комплексов важным является не только длительность импульса, но также и контраст, равный отношению интенсивности в выбранный момент времени к максимальной интенсивности в импульсе. В современных системах петаваттного уровня контраст на временах от 50 пс может достигать 10^{-11} .

Одним из основных элементов мощных лазеров является лазер накачки для усилителей. В случае непрерывной накачки, возможно усиление всей последовательности фс импульсов, излучаемых задающим генератором. Однако в этом случае энергия каждого импульса ограничена мощностью накачки (например, при 100 МГц частоте следования импульсов и сравнительно высокой мощности накачки ~ 1 кВт энергия импульса после усиления не может превышать 10 мкДж). Для получения фемтосекундных импульсов с энергией миллиджоульного уровня и более используют импульсную накачку с большой запасенной энергией и длительностью импульса меньше характерного времени релаксации населенности в активном элементе (для Ti:Sapphire это время составляет несколько микросекунд). Импульсы накачки приходят с некоторым периодом, в результате после прохода через усилитель последовательность фемтосекундных импульсов прорежается. Таким образом, частота следования усиленных фемтосекундных импульсов определяется уже частотой повторения накачки (а не длиной резонатора фемтосекундного генератора). На практике, в качестве накачки для усилителей практически всегда используется излучение второй гармоники Nd:YAG лазера с длиной волны 532 нм.

В случае использования в качестве активной среды кристаллов титан-сапфира система усиления работает следующим образом. Излучение накачки поступает в активную среду. Затем, через несколько десятков наносекунд через кристалл титан-сапфира несколько раз проходит усиливаемый чирпированный лазерный импульс (рис 5.3). После нескольких этапов усиления лазерный импульс сжимается в компрессоре. При типичных коэффициентах усиления 2-4 при проходе через титан-сапфировый кристалл, для полного усиления импульса

из генератора от энергий в несколько наноджоулей до джоульного уровня требуется порядка 20 проходов. Для упрощения настройки часто на начальном этапе усиления используют регенеративные усилители (генераторы) – простые лазерные резонаторы с кристаллом титан-сапфира в качестве активного элемента и возможностью внешней инжекции фемтосекундного импульса. Недостатки регенеративного усилителя связаны с потерями на поляризационных элементах его резонатора, что приводит к более существенному сужению спектра фемтосекундного импульса при усилении.

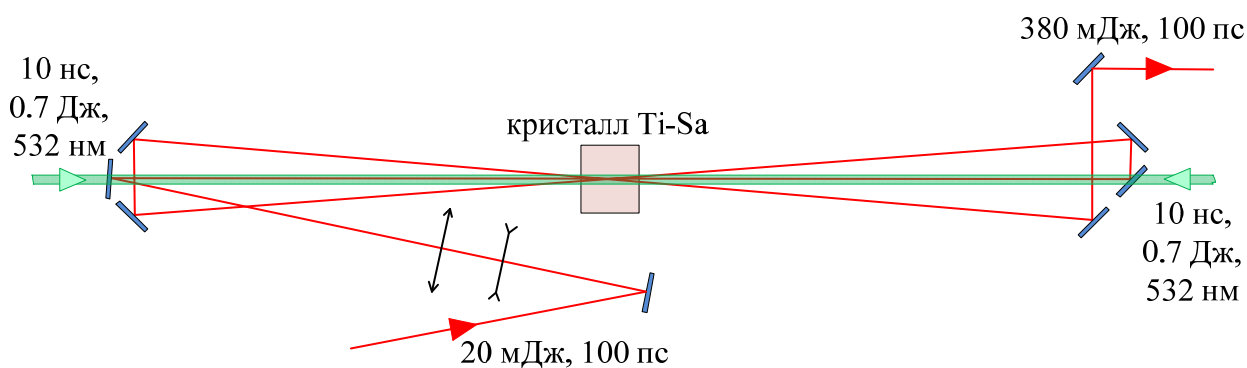


Рис. 5.3. Схема последнего каскада усиления тераваттного лазерного комплекса ИПФ РАН

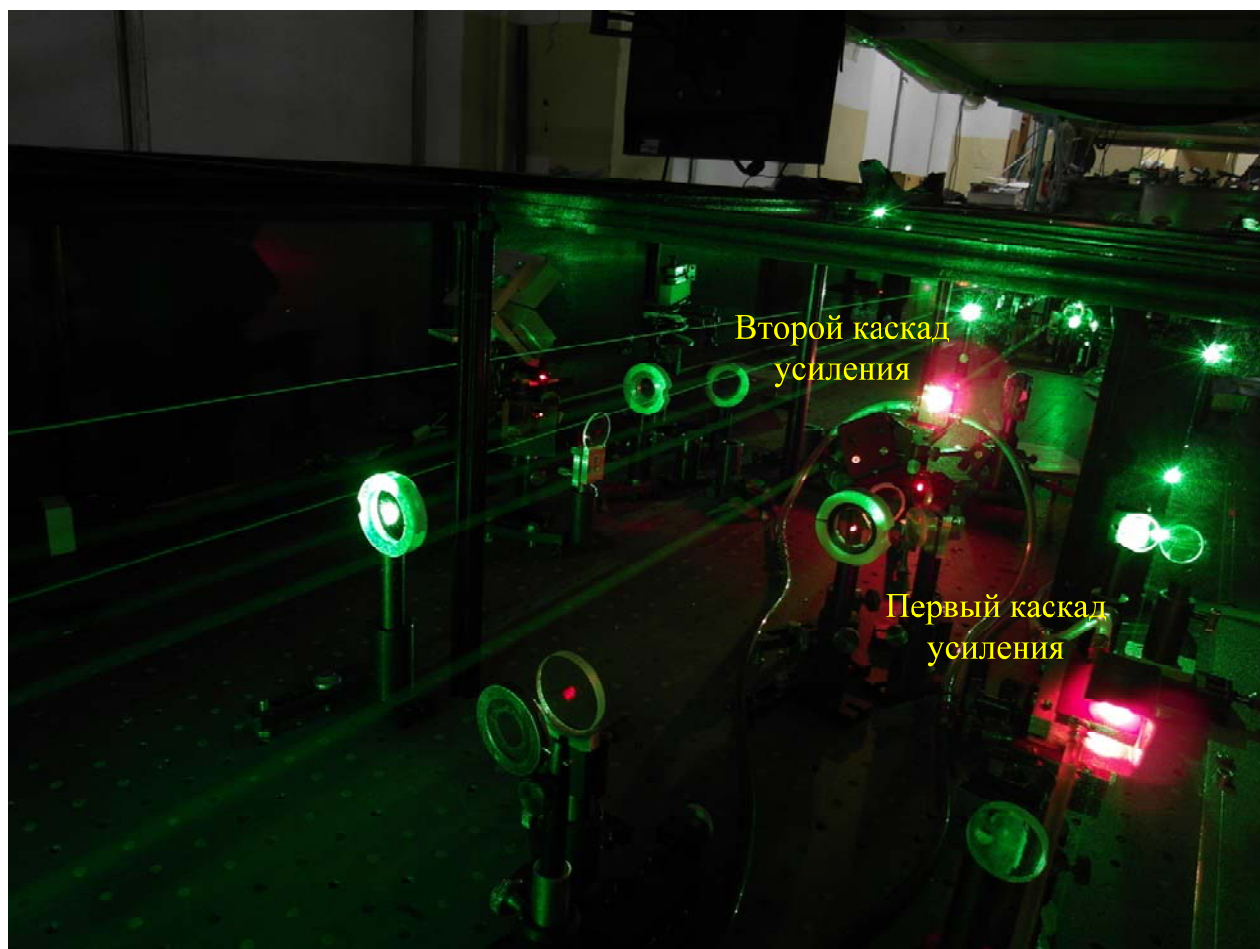


Рис. 5.4. Фотография двух каскадов усилителей, используемого на тераваттной установке в ИПФ РАН. Кристаллы титан-сапфира, используемые в качестве активных сред, ярко люминесцируют красным цветом под действием зеленого лазера накачки

Все установки с максимальной на данный момент петаваттной мощностью работают на основе усиления чирпированных импульсов. Существует также большое число компактных установок тераваттной и субтераваттной мощности, позволяющих проводить работы по исследованию нелинейных эффектов. Такие установки иногда называют T^3 , от англ. «Table Top Terawatt». В качестве примера можно привести недавно введенную (в 2013 году) в строй петаваттную систему BELLA в Беркли, имеющую длительность импульса 40 фс, энергию в импульсе 42 Дж и частоту повторения 1 Гц на центральной длине волны 800 нм.

В Нижнем Новгороде несколько установок на основе CPA представлены в ИПФ РАН и ННГУ им. Н.И. Лобачевского. Наиболее мощный и сложный фемтосекундный лазерный комплекс PEARL (PEtawatt pARametric Laser — петаваттный параметрический лазер) на основе параметрического усиления чирпованных построен в ИПФ РАН. Пиковая мощность такого лазера достигает 0.5 петаватт, что близко к рекордной на данный момент мощности (порядка 2 ПВт), энергия в лазерном импульсе до 25 Дж, длительность ~ 45 фс, центральная длина волны излучения около 910 нм. Также в ИПФ РАН уже более 10 лет функционирует Ti:Sapphire тераваттная лазерная система, обладающая энергией в импульсе до 150 мДж, длительностью импульсов 70 фс и частотой повторения 10 Гц. В данной установке усиление импульсов проходит в двух каскадах: вначале импульсы усиливаются в регенеративном генераторе, затем в многопроходовом усилителе (рис. 5.4). Недавно (в 2013 г.) в ННГУ был установлен уникальный Ti:Sapphire фемтосекундный комплекс Rainbow CEP3, FemtoPower (компания FemtoLasers), обладающий системой стабилизации фазы фемтосекундных импульсов (фаза каждого генерируемого фс импульса одинакова). Задающий генератор такой системы позволяет генерировать импульсы с длительностью 6 фс (длина волны 800 нм, средняя мощность 250 мВт, частота повторения 80 МГц), после усилителя рабочие параметры системы: энергия до 1 мДж, длительность 24 фс, частота повторения 3 кГц.

6. Измерение длительности фемтосекундных импульсов

Измерение длительности фемтосекундных импульсов невозможно при помощи традиционных электрооптических инструментов, таких как быстрые фотодиоды или стрик-камеры. Для характеристики импульсов фемтосекундной длительности используются нелинейные эффекты, возникающие при распространении мощных лазерных импульсов в средах, в частности генерация второй гармоники.

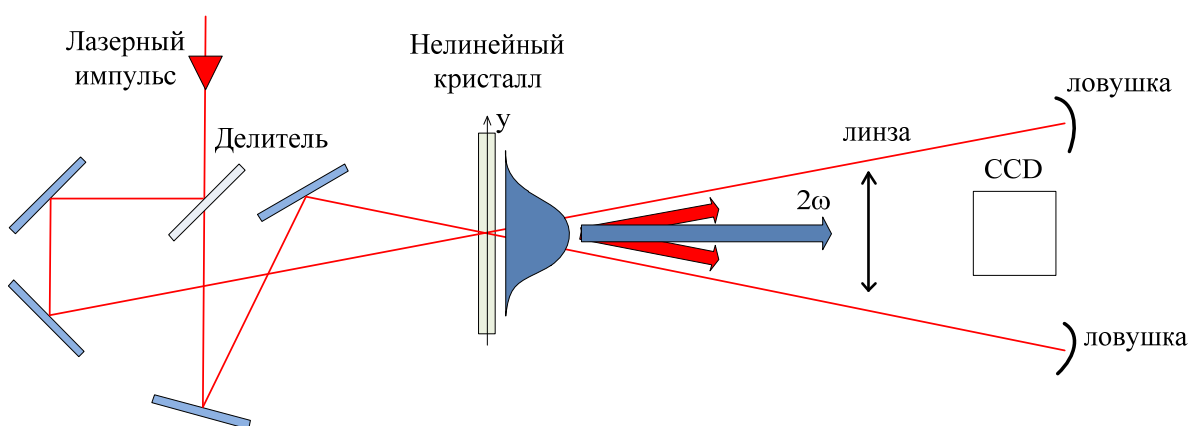


Рис. 6.1. Схема измерения длительности импульса при помощи построения автокорреляционной функции интенсивности

На рис. 6.1 представлена традиционная схема одноимпульсного автокоррелятора. Делитель (стеклянная пластина с нанесенным специальным покрытием) формирует две одинаковые реплики лазерного импульса. При прохождении под углом через тонкий нелинейный кристалл двух реплик одного и того же импульса происходит генерация второй гармоники, распространяющейся вдоль оси симметрии кристалла. За счет того, что две реплики исследуемого фемтосекундного импульса распространяются под углом относительно друг друга, в разные части нелинейного кристалла они приходят с различной задержкой Δt друг относительно друга. Если рассчитать величину задержки Δt , то получится, что она пропорциональна поперечной координате кристалла y : $\Delta t = ay$, где a – коэффициент пропорциональности. Поле генерируемой второй гармоники пропорционально произведению полей двух падающих пучков $E(t)E^*(t + \Delta t) = E(t)E^*(t + a \cdot y)$, где * означает комплексное сопряжение. Поперечное распределение интенсивности второй гармоники на выходе из нелинейного кристалла представляет собой автокорреляционную функцию (АКФ) интенсивности - зависимость $F(\Delta t) = \int I(t)I(t + \Delta t)dt$. Регистрируя при помощи камеры и объектива поперечное распределение интенсивности второй гармоники на выходе из кристалла и предполагая вид функции поля, можно установить длительность лазерного импульса.

На рис. 6.2 показан пример АКФ фемтосекундного лазерного импульса, измеренной на выходе тераваттного лазерного комплекса в ИПФ РАН. Предполагая гауссову форму импульса, из рис. 6.2(а) можно оценить FWHM

длительность импульса ~ 70 фс. Помимо длительности при помощи АКФ можно также оценить контраст импульса. Как видно из 6.2(б), контраст на 1 пс для данного импульса достигает величины 10^{-3} , что является типичной величиной.

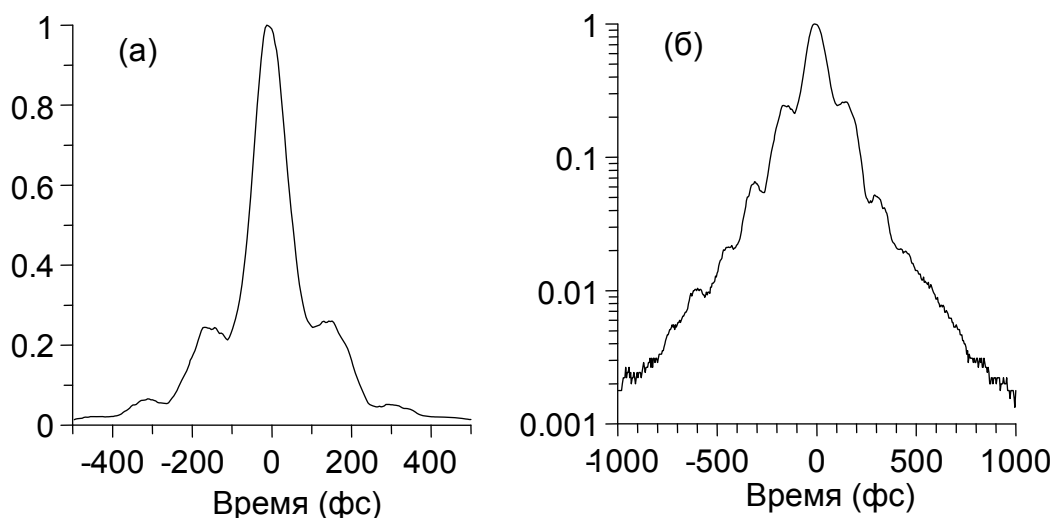


Рис. 6.2. Автокорреляционная функция лазерного импульса фемтосекундного тераваттного комплекса в ИПФ РАН в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабах

Существуют другие, более сложные схемы измерения, позволяющие восстанавливать полную форму импульса, такие как FROG и SPIDER, также основанные на нелинейных эффектах, но дополнительно учитывающие спектральные зависимости, что дает дополнительную информацию об импульсе.

Литература

- [1] Крюков П. Г. Фемтосекундные импульсы. Введение в новую область лазерной физики. – М. : Физматлит, 2008.
- [2] Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. – Наука, 1988. – Т. 74.
- [3] Weber M. J. Handbook of optical materials. – CRC press, 2002. – Т. 19.
- [4] Fork R.L., Martinez O.E., Gordon J.P. Negative dispersion using pairs of prisms Optics Letters, 9, 150 (1984).