

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Е. А. Хазанов, Компрессия фемтосекундных лазерных импульсов с помощью фазовой самомодуляции: за 40 лет от киловатт до петаватт, *Квантовая электроника*, 2022, том 52, номер 3, 208–226

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.144.109.147

7 января 2025 г., 03:05:15



Компрессия фемтосекундных лазерных импульсов с помощью фазовой самомодуляции: за 40 лет от киловатт до петаватт

Е.А.Хазанов

Длительность импульса на выходе фемтосекундных лазеров обычно близка к фурье-пределу, и для его укорочения необходимо увеличить ширину спектра. Для этого при распространении импульса в среде с кубической нелинейностью используют фазовую самомодуляцию. Затем импульс, имеющий чирп (зависимость фазы спектра от частоты), сжимается благодаря линейному дисперсионному элементу, вносящему такой же по модулю, но противоположный по знаку чирп. Такая посткомпрессия импульса, известная с 1960-х гг., широко применяется и развивается до настоящего времени для импульсов с энергией от долей нДж до десятков Дж. Обзор посвящен теоретическим основам этого метода, проблемам масштабирования энергии и обсуждению результатов более 150 экспериментальных работ.

Ключевые слова: посткомпрессия, TFC, CafCA, фемтосекундные лазеры, керровская нелинейность.

1. Введение

Со времени появления лазеров [1] и по сей день одной из главных целей исследований является получение максимально коротких лазерных импульсов [2]. Можно сформулировать три причины, по которым короткие импульсы представляют интерес. Во-первых, это инструмент для изучения сверхбыстрых процессов в физике, химии, биологии. В этом случае лазерный импульс играет роль часов; точнее говоря, длительность импульса равна цене деления часов, т. е. определяет минимально измеряемое время. Для pump-probe экспериментов используются две реплики короткого импульса, причем их энергия или мощность обычно весьма скромные. Во-вторых, короткие импульсы при определенных условиях открывают дорогу к экспериментам, недоступным для более длинных импульсов. Например, генерация высоких гармоник (последовательности аттосекундных импульсов) [3] требует импульсов фемтосекундной длительности, а для генерации одиночных аттосекундных импульсов требуются импульсы с длительностью, близкой к одному периоду электромагнитного поля излучения. В таких приложениях, кроме малой длительности, требуется и определенная, иногда весьма существенная, мощность импульсного излучения. В-третьих, в области сверхмощных лазеров [4] и сверхсильных полей длительность импульса также играет ключевую роль, поскольку мощность зависит только от энергии импульса и от его длительности. Увеличение энергии таких лазеров сопряжено с увеличением числа усилителей, что кратно увеличивает и без того значительные габариты и стоимость лазеров. Более того, мощность излучения современных лазеров ограничивает не то, что лазерный импульс нельзя еще больше усилить в СРА-усилителях [5] (СРА: Chirped Pulse Amplification), а то,

что после усиления его невозможно компрессировать, поскольку дифракционные решетки обладают невысоким порогом разрушения, который и ограничивает мощность. Таким образом, практически единственный путь кратного увеличения мощности таких лазеров – это укорочение выходного импульса уже после компрессора на дифракционных решетках. Заметим, что в области сверхсильных полей малая длительность импульса (даже при такой же мощности) иногда является преимуществом.

Длительность импульса на выходе фемтосекундных лазеров обычно незначительно превышает фурье-предел, и для кратного его укорочения необходимо увеличить ширину спектра излучения как минимум во столько же раз. Для этого используют фазовую самомодуляцию (ФСМ) лазерного импульса при его распространении в среде с кубической (керровской) нелинейностью, показатель преломления которой n зависит от интенсивности:

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (1)$$

где n_0 – линейный показатель преломления; n_2 – нелинейный показатель преломления, определяемый тензором кубической нелинейности $\chi^{(3)}$. Как видно из (1), в этом случае импульс проходит через среду с меняющимся во времени показателем преломления, т. к. $I = I(t)$. Это приводит к ФСМ и, следовательно, к уширению спектра излучения:

$$\omega_{\text{inst}}(t) \equiv \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \omega_0 - k_0 z \frac{\partial n}{\partial t}. \quad (2)$$

Здесь ω_{inst} и ω_0 – мгновенная и центральная частоты; $k_0 = \omega_0/c$; $\Phi = \omega_0 t - k_0 z n$ – фаза; z – координата; c – скорость света. Уширение спектра – это лишь одно из необходимых условий укорочения импульса, кроме этого требуется синфазность всех частотных компонент спектра. На выходе из нелинейного элемента импульс становится чирпированным, т. е. его мгновенная частота (фаза) становится изменяющейся во времени. Другими словами, нелинейный элемент вносит зависимость фазы спектра от частоты, которую нужно компенсировать, добавив та-

Е.А.Хазанов. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: efimkhazanov@gmail.com

кую же по модулю, но противоположную по знаку фазу. Это сделать нетрудно, поскольку, как легко видеть из (1), (2), вблизи максимума импульса ω_{inst} линейно зависит от частоты, а фаза спектра – квадратично (см. рис.1). В отличие от нелинейного уширения спектра, коррекция фазы спектра импульса – это линейная операция, которая осуществляется с помощью решеточного или призмленного компрессора, чирпирующих зеркал, жидкокристаллических или акустооптических модуляторов и пр. В рамках этого обзора мы не будем рассматривать особенности этих устройств, отослав читателя, например, к обзору [6]. Такой способ нелинейной компрессии лазерных импульсов (см. рис.2), как правило, называют посткомпрессией (post-compression). В приложении к сверхмощным лазерам используется термин TFC (Thin Film Compression) [7] или CaCA (Compression after Compressor Approach) [4, 8].

Идея компрессии лазерных импульсов с помощью внешней фазовой модуляции и последующей компенсации дисперсии была предложена в 1968 г. [9] на основе аналогии с компрессией импульсов в чирпирующих радарах [10, 11]. Для фазовой модуляции в [9] использовался электрооптический кристалл, на который подавалось синусоидальное напряжение. Лазерный импульс проходил через кристалл в момент нулевой фазы напряжения, т.е. частота импульса менялась линейно во времени. В работе [12] импульс длительностью 500 пс был не только чирпирован в электрооптическом кристалле, но и сжат до 270 пс с помощью интерферометра Жире–Турнуа [13].

Ключевая идея – использовать кубическую нелинейность для ФСМ – предложена в 1969 г. в [14]. В этой работе проведено теоретическое обоснование метода и показана перспективность использования в качестве нелинейной среды жидкости CS_2 , а в качестве нелинейного эффекта – эффекта Керра. В том же году в работе [15] посткомпрессия была реализована экспериментально: импульс длительностью 20 пс был сжат в несколько раз. Существенным недостатком жидкости является большое время релаксации керровской нелинейности (2 пс для CS_2), что ограничивает длительность импульса пикосекундным диапазоном. Видимо, по этой причине идея была «забыта» и обрела новое рождение в 1980-е годы с развитием фемтосекундных лазеров и волоконной техники.

Посткомпрессии посвящено несколько обзоров [2, 6, 8, 16, 17], ориентированных на определенные методы ее реализации и соответствующие диапазоны интенсивности импульсов. Цель настоящего обзора – обобщить основные экспериментальные результаты, полученные за последние 40 лет в области нелинейной компрессии фемтосекундных лазерных импульсов. Обзор организован следующим образом. В разд.2 кратко обсуждаются физические основы ФСМ и ограничения, возникающие при увеличении мощности входного импульса. Детальный обзор результатов для всех вариантов геометрии нелинейной среды приведен в разд.3 и 4 при волноводном и свободном распространении соответственно. Для масштабирования мощности сжатого импульса принципиально важным является подавление мелкомасштабной самофокусировки. Этой проблеме посвящен разд.5.

2. Теоретические основы фазовой самомодуляции и посткомпрессии

Физике фазовой самомодуляции и посткомпрессии импульса посвящено большое количество работ. В дан-

ном обзоре мы сфокусируемся на экспериментальных работах (разд.3 и 4), а в этом разделе ограничимся лишь кратким перечислением основных уравнений, входных и выходных параметров задачи (п.2.1), а также обсуждением ограничений и проблем, возникающих при масштабировании мощности (п.2.2).

2.1. Уравнение, параметры задачи, фактор сжатия импульса

Распространение лазерных импульсов в среде с керровской нелинейностью в приближении медленно меняющихся амплитуд задается обобщенным нелинейным уравнением Шредингера, линейная часть которого описывает дифракцию, дисперсию, пространственно-временную фокусировку и линейные потери, а нелинейная часть – мгновенную керровскую нелинейность, запаздывающую (рамановскую) нелинейность, а также плазменную нелинейность: ионизацию лазерным полем и влиянием образовавшейся плазмы на дифракцию и дисперсию. В полном виде [18–21] уравнение громоздко, приведем его в упрощенном виде, в котором пренебрегается всеми порядками дисперсии, кроме второго (важны только для очень коротких импульсов), линейными потерями (паразитный эффект, который нужно минимизировать), а также рамановской и плазменной нелинейностями. Эти нелинейности (наряду с мгновенной керровской) могут быть использованы для компрессии импульса, что, однако, выходит за рамки данного обзора.

Уравнение удобно записать, нормировав координаты z и r , время t и амплитуду электрического поля E на соответствующие параметры излучения при $z = 0$ и на длину нелинейной среды L :

$$\xi = \frac{z}{L}, \quad \eta = \frac{t - z/u}{T_{\text{in}}}, \quad r_{\perp} = \frac{r}{w}, \quad \Psi = \frac{E}{E_{\text{in}}}, \quad (3)$$

где u – групповая скорость на частоте $\omega = \omega_0$; E_{in} – максимальная во времени и в пространстве напряженность входного поля; T_{in} и w – длительность импульса и радиус пучка на входе. Здесь мы не будем конкретизировать форму импульса и форму пучка, но в большом количестве случаев они близки к гауссовым. С учетом (3) уравнение для Ψ имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \xi} \Psi - D \frac{i}{2} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \Psi - Z \frac{i}{2} \left(1 + \frac{i}{2\pi N} \frac{\partial}{\partial \eta} \right)^{-1} \Delta_{\perp} \Psi \\ = -iB \left(1 + \frac{i}{2\pi N} \frac{\partial}{\partial \eta} \right) |\Psi|^2 \Psi, \end{aligned} \quad (4)$$

из которого следует, что задача определяется четырьмя безразмерными параметрами:

$$N = T_{\text{in}} \frac{c}{\lambda}, \quad (5)$$

$$D = L \frac{k_2}{T_{\text{in}}^2}, \quad (6)$$

$$Z = \frac{L}{n_0 k_0 w^2}, \quad (7)$$

$$B = k_0 n_2 I_{\text{in}} L. \quad (8)$$

Здесь $k_2 = \partial^2 k n_0(\omega) / \partial \omega^2$ – дисперсия групповой скорости; I_{in} – максимальная во времени и в пространстве интенсивность при $z = 0$. Эти четыре параметра имеют простой физический смысл: N – число периодов поля во входном импульсе; D – отношение L к дисперсионной длине $L_d = T_{\text{in}}^2 / k_2$; Z – отношение L к рэлеевской длине $L_R = n_0 k_0 \omega^2$; параметр B – B -интеграл, или нелинейная фаза. Строго говоря, набег нелинейной фазы, как легко видеть из (1), определяется выражением

$$\Phi_{\text{nl}} = k_0 \int_0^L n_2 I dz, \quad (9)$$

и $\Phi_{\text{nl}} \neq B$, если интенсивность импульса меняется при распространении (даже при $n_2 = \text{const}$). Однако, как правило, именно параметр B используется в экспериментальных работах, поскольку имеет два важных преимущества: B определяется только условиями задачи и может быть легко измерен. Напротив, чтобы найти Φ_{nl} , надо решить уравнение (4), тогда как измерить Φ_{nl} очень трудно.

В большинстве случаев конечной целью посткомпрессии является увеличение мощности импульса $F_p = P_{\text{out}} / P_{\text{in}}$ или даже увеличение интенсивности в фокальной плоскости. В то же время в большинстве экспериментальных работ измеряется именно фактор сжатия импульса

$$F = T_{\text{in}} / T_{\text{out}}, \quad (10)$$

причем под T_{in} и T_{out} подразумевается длительность импульса по полувысоте (FWHM). Параметр F всегда больше, чем F_p , как из-за потерь энергии, так и вследствие перекачки части энергии на периферию импульса, что не меняет T_{out} , но уменьшает P_{out} . Ниже мы будем обсуждать в качестве критерия посткомпрессии именно фактор сжатия импульса F , а также P_{out} и T_{out} .

Параметр Z отвечает за дифракцию пучка и при коллинеарном распространении непосредственно не влияет на сжатие импульса, однако, как будет подробно обсуждаться ниже, именно пространственные эффекты ограничивают масштабирование мощности импульса. Численное моделирование (4) показывает, что для длинных импульсов ($N \gg 1$) величина N не оказывает существенного влияния на компрессию. Однако для коротких импульсов последнее слагаемое в правой части (4) приводит к «самообострению» фронта импульса и к формированию ударной волны огибающей. Впервые на это обстоятельство было указано в [22] и позднее в [23, 24]. Заметим, что в [25] было найдено аналитическое решение (4) в пренебрежении дисперсией ($D = 0$) и дифракцией ($\Delta_{\perp} = 0$).

Влияние параметра D зависит от его величины и знака; точнее, важно соотношение между знаками D и B , т.е. между знаками k_2 и n_2 . Как правило, у прозрачных диэлектриков знаки k_2 и n_2 положительны в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах. Если знаки противоположны, то при распространении в среде возможна самокомпрессия. В данном обзоре мы самокомпрессию рассматривать не будем, отошлем читателя, например, к работам [26–30]. В [8] проведен анализ влияния величины D как на уширение спектра, так и на факторы сжатия F и увеличения мощности F_p . Было показано, что для гауссова импульса при $D < 0.05$ можно с большой точностью оценить F по формуле

$$F = 1 + 0.59B(1 - 1.26\sqrt{D}). \quad (11)$$

Как видно из (11), дисперсия уменьшает F , причем ее роль можно интерпретировать как уменьшение эффективного значения B -интеграла в $1 - 1.26D^{1/2}$ раз. В [8] также показано, что фактор F_p подвержен влиянию дисперсии меньше, чем F : так, при $B = 20$ фактор F_p при $D = 0.05$ меньше, чем F_p при $D = 0$, всего в 1.2 раза, тогда как F – в 1.7 раза. Эти расчеты сделаны при коррекции квадратичной составляющей фазы спектра. Если осуществить полную коррекцию, т.е. положить константой фазу выходного импульса, то F будет больше, однако незначительно, на $\sim 10\%$. Численное моделирование при $B = 48$ показало [31], что даже при таком экстремальном значении B -интеграла F всего на 20% меньше, чем следует из (11). Таким образом, из четырех параметров, входящих в (4), B -интеграл является определяющим. Остальные параметры и стоящие за ними эффекты носят скорее паразитный характер, определяют ограничения и проблемы, возникающие при посткомпрессии.

В заключение отметим, что численно ФСМ исследуется и без приближения медленно меняющихся амплитуд (см., напр., [32–34]).

2.2. Ограничения масштабирования мощности при посткомпрессии

Можно сформулировать четыре основные проблемы, которые ограничивают масштабирование мощности как входного, так и выходного импульса: крупномасштабная самофокусировка, мелкомасштабная самофокусировка, оптический пробой среды и пространственная неоднородность ФСМ.

2.2.1. Крупномасштабная самофокусировка (КМСФ). Крупномасштабная самофокусировка (КМСФ) – самофокусировка пучка как целого – происходит, если мощность пучка превышает критическую мощность самофокусировки P_{cr} . Физический смысл P_{cr} – это мощность, при которой дифракционное расплывание пучка компенсируется самофокусировкой. В частности при $P_{\text{in}} = P_{\text{cr}}$ размер пучка в фокусе обычной линзы стремится к нулю, если перед линзой у пучка был плоский волновой фронт. При $P_{\text{in}} > P_{\text{cr}}$ коллапс возможен даже без линзы. Однако условие $P > P_{\text{cr}}$ или даже $P \gg P_{\text{cr}}$ отнюдь не означает, что коллапс неизбежен, т.к. для коллапса необходима определенная длина распространения пучка в нелинейной среде L_{cr} . Значения P_{cr} и L_{cr} для гауссова пучка были численно найдены в [35]:

$$P_{\text{cr}} = \frac{0.174\lambda^2}{n_2 n_0}, \quad (12)$$

$$L_{\text{cr}} = \frac{0.37k_0 n_0 w^2}{\sqrt{(\sqrt{P/P_{\text{cr}}} - 0.825)^2 - 0.03}}, \quad (13)$$

где w – радиус пучка (по уровню интенсивности $1/e$). В других работах, например в [36], численные коэффициенты в этих формулах немного различаются, но это различие для нас не принципиально. Параметр P_{cr} практически полностью определяется n_2 . Типичные значения P_{cr} в твердом теле составляют несколько МВт, а в газах при атмосферном давлении – на три-четыре порядка больше. Это обстоятельство определяет преимущество газов (см. подробнее разд.3). Принципиально важно, что ключевым параметром является именно мощность, а не интенсивность, т.е. P_{cr} не зависит от радиуса пучка w . Напротив,

L_{cr} растет с ростом w , причем квадратично. Кроме того, L_{cr} при $P \gg P_{cr}$ пропорциональна $(P_{cr}/P)^{0.5}$, на что впервые было указано в [37]. Это вызывает распространенное заблуждение, что КМСФ наиболее опасна для сверхмощных лазеров. На самом деле все наоборот – КМСФ не представляет для сверхмощных лазеров никакой опасности именно из-за больших размеров пучка. Подставляя $P = \pi w^2 I$ в (13), при $P \gg P_{cr}$ получаем

$$\frac{L_{cr}}{L} = \frac{1.4}{\sqrt{Bn_0}} \frac{w}{\sqrt{L\lambda}}. \quad (14)$$

Учитывая, что в мощных лазерах L порядка миллиметра, для пучков с $w > 1$ мм получаем $L_{cr} \gg L$, т.е. КМСФ исключена. Другими словами, в нелинейной среде не только не происходит коллапса, но даже диаметр пучка практически не меняется.

2.2.2. Мелкомасштабная самофокусировка (ММСФ). Неустойчивость плоской волны при распространении в среде с кубической нелинейностью [38] приводит к росту пространственных возмущений и, как следствие, к мелкомасштабной самофокусировке (ММСФ). Из-за ММСФ пучок разбивается на множество нитей (филаментов), что значительно ухудшает качество пучка и, в конечном счете, приводит к пробоем оптических элементов. Каждая нить содержит мощность порядка P_{cr} , т.е. ММСФ возможна только при $P > P_{cr}$. Развитие ММСФ определяется как возмущениями (шумами) на входе в среду, так и собственно нелинейностью. Мощность и пространственный спектр шумов, с одной стороны, довольно трудно измерить на практике, а с другой стороны – их влияние на ММСФ не столь велико, поскольку они служат лишь заправкой. Коэффициент усиления этих шумов зависит от угла θ между волновым вектором возмущения и осью z , а также от B -интеграла. Коэффициент усиления максимален при

$$\theta = \theta_{max} = \sqrt{\frac{2n_2 I_{in}}{n_0}} \quad (15)$$

и примерно равен 1 при $\theta > 2^{1/2} \theta_{max}$. Для наиболее опасных углов $\theta \approx \theta_{max}$ коэффициент усиления экспоненциально зависит от B , поэтому B – основной параметр, который определяет наличие или отсутствие ММСФ. В отличие от КМСФ, для ММСФ важна не мощность, а интенсивность. Сходство же заключается в том, что важна длина среды L : даже при большой I_{in} для короткой среды B -интеграл может быть малым. Стационарная теория ММСФ изложена во многих работах (см., напр., [8, 38–42]). В стационарном случае для наносекундных лазеров пучок разбивается на филаменты, как правило, при $B > 2-3$, следовательно, аналогом L_{cr} для ММСФ является длина, при которой $B = 3$. Таким образом, не только одна и та же нелинейность, но и один и тот же параметр – B -интеграл – является как полезным для компрессии (11), так и паразитным. На первый взгляд, из-за этого посткомпрессия возможна только в узком диапазоне, $B < 3$, что даже теоретически (11) позволяет рассчитывать на незначительное сжатие импульса. Однако это не так, поскольку у мощных фемтосекундных лазеров есть два существенных отличия от наносекундных.

Первое отличие – пространственное. Принципиально важной особенностью ММСФ в сверхмощных фемтосекундных лазерах по сравнению с наносекундными явля-

ется значительное увеличение θ_{max} . Это связано с тем, что порог пробоя оптических элементов в фемтосекундном диапазоне существенно выше и интенсивность лазерного излучения I_{in} составляет не единицы ГВт/см², а единицы ТВт/см², и, следовательно, θ_{max} увеличивается в 30 раз. Второе отличие – пространственно-временное. Оно требует учета линейной дисперсии, нелинейной дисперсии, а также того факта, что при распространении возмущение может отстать от основного импульса, и если время запаздывания сравнимо с длительностью импульса, то неустойчивость подавляется. Эти отличия позволяют при определенных условиях избежать ММСФ и реализовать посткомпрессию даже при $B \gg 3$. Более подробно мы обсудим это в разд.5.

2.2.3. Оптический пробой среды. При большой интенсивности лазерного пучка возможна ионизация нелинейной среды. В результате появляется плазма. В ряде случаев это является положительным эффектом, который используется, в том числе, для ФСМ и последующей компрессии. В этом случае нелинейный показатель преломления уже не пропорционален интенсивности (1), т.к. определяется концентрацией плазмы. Поскольку концентрация плазмы во времени всегда растет (в отличие от интенсивности), то мгновенная частота меняется монотонно, см. (2), смещаясь все время в коротковолновую область (blue-shift). Соответственно, chirp сильно отличается от линейного, что затрудняет последующую компрессию. Тем не менее компрессия на основе ионизационной нелинейности возможна, причем даже в режиме филаментации. Однако ее рассмотрение выходит за рамки данного обзора, поэтому ограничимся лишь ссылками на обзоры [19, 43] и далее будем рассматривать ионизацию и оптический пробой как паразитные эффекты, которых нужно избежать.

Ионизация определяется интенсивностью пучка излучения, пороговая величина которой I_{br} составляет примерно 10^{13} Вт/см² для твердых тел и $10^{14}-10^{15}$ Вт/см² для инертных газов. Таким образом, мощность P_{in} строго ограничена величиной $P_{br} = \pi w^2 I_{br}$, т.е. квадратично зависит от радиуса пучка. В отличие от КМСФ и ММСФ, от длины среды L ограничение не зависит, более того, для твердых тел I_{br} на поверхности обычно ниже, чем в объеме.

2.2.4. Пространственная неоднородность ФСМ. Поскольку интенсивность пучка излучения зависит от поперечной координаты r , то в общем случае и B -интеграл (8), и нелинейная фаза (9) являются функциями r . Это приводит к двум нежелательным следствиям. Во-первых, к неоднородному по r сжатию импульса: фактор сжатия F (11) зависит от B . В частности на периферии пучка, где интенсивность значительно меньше, чем на оси, эффект сжатия практически исчезает. Во-вторых, пространственная неоднородность фазы приводит к нелинейным искажениям волнового фронта, что ухудшает качество фокусировки пучка, уменьшая фокальную интенсивность. Оба эти следствия могут значительно уменьшать выгоду от компрессии импульса.

При небольших значениях B неоднородность также незначительна, но большие значения фактора компрессии F требуют именно больших B . Таким образом, пространственная неоднородность ФСМ определяется B -интегралом и формой пучка (очевидно, что для П-образного пучка неоднородность отсутствует, а для супергауссова пучка она меньше, чем для гауссова). Посткомпрессия

импульсов малой мощности основана на волноводном распространении (см. разд.3), при котором этот эффект отсутствует: нелинейную фазу приобретает пространственная мода целиком, и никакой зависимости фазы от r нет. Большая мощность требует отказа от волноводов, вследствие чего проблема пространственной неоднородности ФСМ выходит на первый план (см. разд.4).

Очевидно, что влияние рассмотренных нами четырех ограничений на масштабирование мощности при посткомпрессии существенно зависит от геометрии распространения пучка в нелинейной среде, см. рис.1. В разд.3, 4 рассмотрены все известные варианты геометрии и для каждого определено, какие из ограничений являются главными, а какие несущественными, а также приведен обзор экспериментальных результатов.

3. Волноводное распространение

На рис.1 схематично показаны восемь вариантов геометрии нелинейной среды. Прежде всего необходимо разделить волноводное и свободное распространения пучка. В первом случае необходимо на входе сформировать пучок, максимально близкий к моде (обычно низшей) соответствующего волновода. В идеальном случае на выходе

будет эта же мода, энергия импульса сохранится, но появится ФСМ. Если есть межмодовое взаимодействие, то часть энергии перейдет в другие моды, которые, как правило, высвечиваются из волновода, что приводит к потере энергии. Главным недостатком волноводов является небольшой размер моды, ограничивающий мощность. Несомненным их преимуществом является большая длина, что обеспечивает большой B -интеграл даже при небольшой интенсивности.

3.1. Одномодовое волокно (SMF)

Самым простым волноводом является одномодовое волокно (SMF: Single Mode Fiber), в котором поле удерживается за счет либо полного внутреннего отражения (SMF-TIR: Single Mode Fiber – Total Internal Reflection), либо микроструктурирования оболочки – так называемые фотонные кристаллы (SMF-PCF: Single Mode Fiber – Photonic Crystal Fiber). Отметим минимальные потери энергии, а также компактность и практически неограниченную длину, что делает волокна незаменимыми для лазеров с маленькой мощностью. В то же время очень маленькая апертура одномодовых волокон является одновременно и их главным недостатком: КМСФ и оптиче-

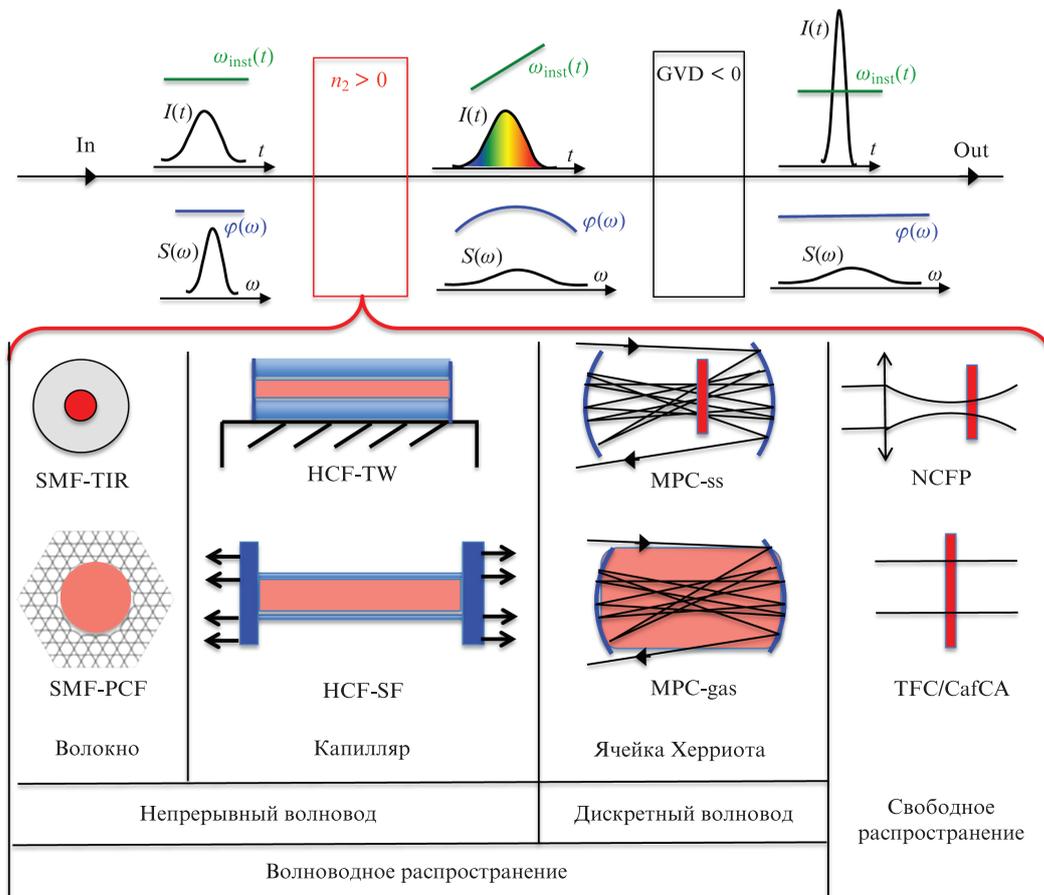


Рис.1. Принцип посткомпрессии и варианты геометрии нелинейной среды.

SMF-TIR (Single Mode Fiber – Total Internal Reflection) – одномодовое волокно на основе полного внутреннего отражения; SMF-PCF (Single Mode Fiber–Photonic Crystal Fiber) – одномодовое волокно с микроструктурированной оболочкой, так называемый фотонный кристалл; HCF-TW (Hollow Core Fiber–Thick Wall) – заполненный газом полый жесткий капилляр с толстыми стенками; HCF-SF (Hollow Core Fiber–Stretched Flexible) – заполненный газом полый свободно висящий растянутый капилляр с тонкими стенками; MPC-ss (Multi Pass Cell–solid state) – многопроходная ячейка Херриота с твердотельными пластинами в качестве нелинейной среды; MPC-gas – многопроходная ячейка Херриота, полностью заполненная газом; NCFP (Non-Collinear Free Propagation) – свободное распространение сфокусированного пучка; TFC/CafCA (Thin Film Compression/Compression after Compressor Approach) – свободное распространение коллимированного пучка; $S(\omega)$, $\varphi(\omega)$ – амплитуда и фаза фурье-спектра импульса.

ский пробой ограничивают масштабирование по мощности. В SMF-TIR входная мощность P_{in} строго ограничена $P_{cr} \approx 4$ МВт, поскольку из-за малого диаметра L_{cr} мала. Величина P_{br} хотя и незначительно, но больше P_{cr} , поэтому одномодовые волокна даже с большой апертурой не позволяют увеличить мощность P_{in} до значения, превышающего P_{cr} .

Существенный прогресс в этом направлении связан с фотонно-кристаллическими волокнами SMF-PCF, созданными в 1996 г. [44]. Во-первых, в SMF-PCF увеличен размер основной моды (при сохранении одномодовости) благодаря тому, что высокие моды не удерживаются структурой, окружающей центральную часть волокна. Однако само по себе это не приводит к значительному масштабированию мощности, т.к. основное ограничение – P_{cr} – не зависит от апертуры (12). Преодолеть это ограничение позволили полые SMF-PCF [45], в которых P_{cr} значительно выше, т.к. свет распространяется в основном по воздуху или другому газу, т.е. в среде, у которой P_{cr} на несколько порядков больше, чем у кварца. Таким образом, ограничением мощности стал оптический пробой. Пороговая мощность пробоя P_{br} в полых SMF-PCF больше за счет как большего (по сравнению с кварцем) порога пробоя газа, так и большего размера моды (вплоть до 100 мкм и более) [46]. Увеличение размера моды волокон подробно обсуждается в [47]. Еще одним важным преимуществом полых PCF является их широкополосность. Свойства PCF детально описаны в обзоре [48]. Результаты экспериментов с SMF-TIR [49–69] (пп.3.1.1) и с SMF-PCF [70–89] (пп.3.1.2) представлены на рис.2 в историческом развитии, а на рис.3 и 4 – на плоскости параметров.

3.1.1. Волокно на основе полного внутреннего отражения (SMF-TIR). Впервые уширение спектра в волокне SMF-TIR было продемонстрировано в [90], причем максимальное значение B -интеграла составило 4.5π . В этой же работе приведен детальный теоретический анализ, однако вопрос о последующей компрессии там не обсуждается. Вскоре появилось несколько теоретических работ

[91–93], посвященных именно компрессии. Экспериментально импульс впервые был сжат в 1981 г. [49] (с 5.5 до 1.5 пс) с помощью одномодового волокна длиной 70 м и используемой в качестве компрессора кюветы с парами натрия. В следующем эксперименте [50] компрессия была осуществлена уже в фемтосекундном диапазоне: импульс с длительностью $T_{in} = 90$ фс и энергией в несколько нДж фокусировался в волокно длиной 15 см, после чего компрессор на дифракционных решетках сжимал его до $T_{out} = 30$ фс.

В 1980-е и 90-е гг. появилось большое количество экспериментальных работ [51–61, 94], причем сразу же были получены впечатляющие результаты. В частности уже в 1983 г. было продемонстрировано двухкаскадное сжатие импульса [52], а в 1984 г. [94] – рекордное и по сей день сжатие импульса за один проход в 80 раз ($T_{in} = 33$ пс, $T_{out} = 0.41$ пс). В работе [55] использовалось градиентное волокно с большим диаметром моды. Мощность выходного импульса P_{out} достигла нескольких МВт [53, 56], а $T_{out} = 6$ фс [58], что в течение нескольких лет было мировым рекордом длительности импульса. Заметим, что в этой работе интенсивность в волокне была $1–2$ ТВт/см², длина волокна – всего 9 мм, а для компрессии использовалось два компрессора – на дифракционных решетках и призменный. Рекорд был побит через 10 лет [60]: импульс длительностью $T_{out} = 4.6$ фс и сегодня является самым коротким импульсом, полученным с помощью SMF-TIR.

В 2010-е гг. исследования продолжались, и основные усилия были направлены на увеличение выходной мощности. Она была увеличена на порядок – до десятков МВт. В работе [65] входная мощность P_{in} хоть и незначительно, но все же превысила P_{cr} . Авторы не обсуждают причины отсутствия самофокусировки, но, видимо, это связано с тем, что использовалось волокно диаметром 59 мкм и длиной L всего 29 мм, которая меньше L_{cr} (12). Возможно, дальнейшая оптимизация параметров волокна и входного импульса позволит получить выходную мощность более 100 МВт.

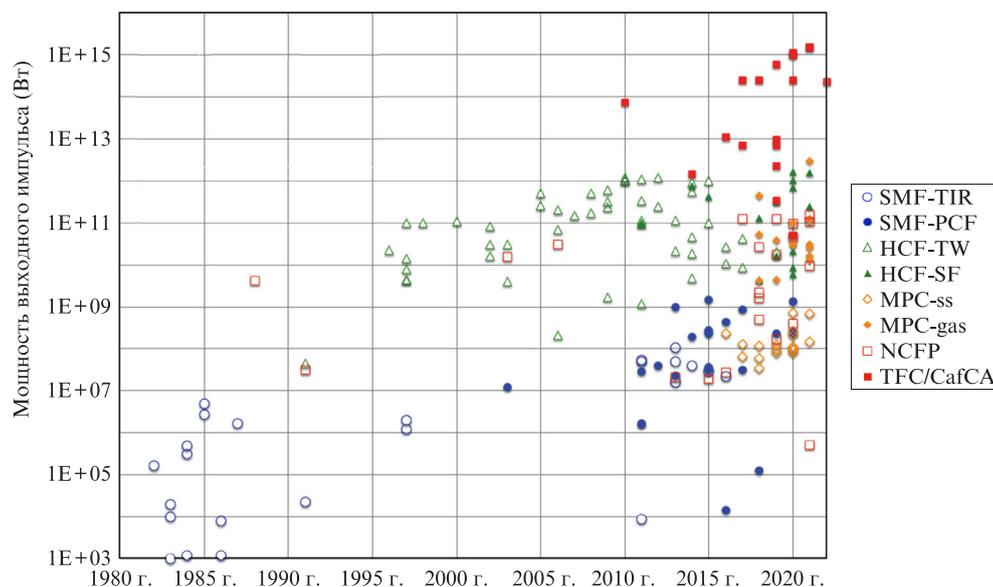


Рис.2. История посткомпрессии. Мощности выходных импульсов, достигнутые при использовании волокон SMF-TIR [49–69] и SMF-PCF [70–89], капилляров HCF-TW [98, 100, 106, 108–146] и HCF-SF [147–159], ячеек Херриота MPC-ss [176–187] и MPC-gas [125, 188–200], а также при свободном распространении сфокусированного (NCFP) [83, 51, 182, 186, 216–229] и коллимированного (TFC/CafCA) [230–246] пучков.

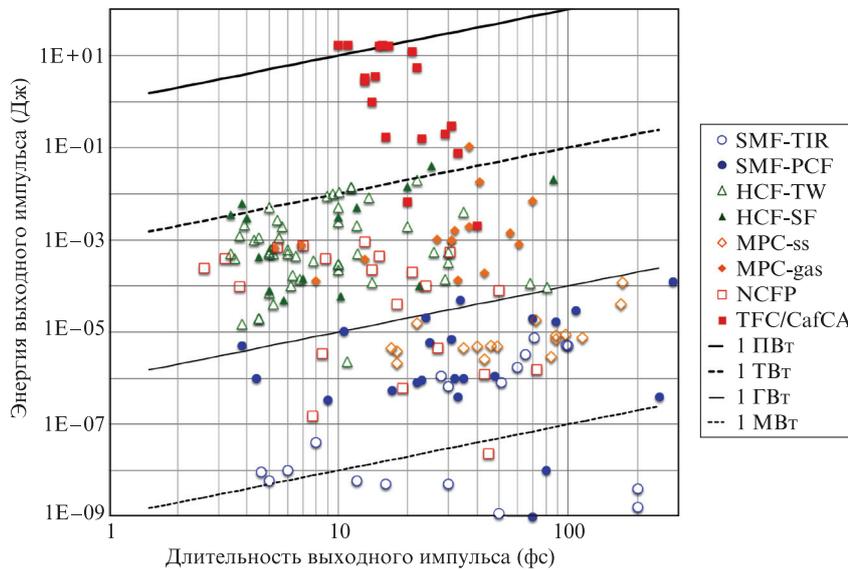


Рис.3. Экспериментальные результаты на плоскости «длительность выходного импульса – энергия выходного импульса», полученные при использовании волокон SMF-TIR [49–69] и SMF-PCF [70–89], капилляров HCF-TW [98, 100, 106, 108–146] и HCF-SF [147–159], ячеек Херриота MPC-ss [176–187] и MPC-gas [125, 188–200], а также при свободном распространении сфокусированного (NCFP) [83, 151, 182, 186, 216–229] и коллимированного (TFC/CafCA) [230–246] пучков.

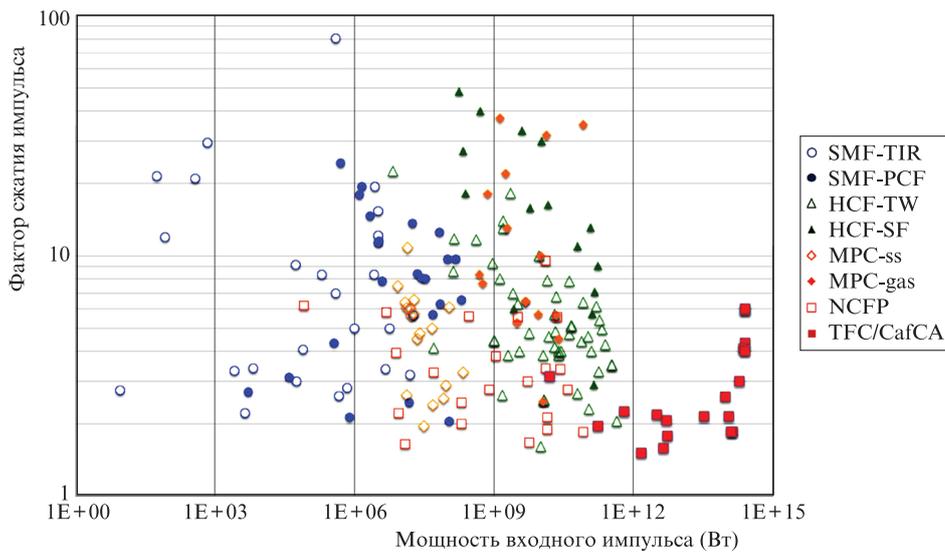


Рис.4. Экспериментальные результаты на плоскости «мощность входного импульса – фактор сжатия импульса», полученные при использовании волокон SMF-TIR [49–69] и SMF-PCF [70–89], капилляров HCF-TW [98, 100, 106, 108–146] и HCF-SF [147–159], ячеек Херриота MPC-ss [176–187] и MPC-gas [125, 188–200], а также при свободном распространении сфокусированного (NCFP) [83, 151, 182, 186, 216–229] и коллимированного (TFC/CafCA) [230–246] пучков.

Важно отметить, что SMF-TIR имеют два важных преимущества. Во-первых, они могут быть допированы и могут использоваться одновременно как усилители [62, 67]. Во-вторых, они позволяют относительно просто увеличивать выходную мощность за счет суммирования параллельных пространственных каналов [66], последовательных временных каналов [69] или при одновременном использовании обоих вариантов [64]. В последнем случае 32 реплики импульсов (16 временных в результате использования четырех двулучепреломляющих кристаллов и две пространственные благодаря использованию интерферометра Саньяка) с длительностью $T_{in} = 400$ фс были сжаты в один импульс с $T_{out} = 71$ фс и энергией 7.5 мкДж. Полученная мощность $P_{out} \sim 100$ МВт является рекордной для SFM-TIR, притом что мощность каждой реплики в волокне была существенно меньше P_{cr} .

В заключение этого раздела упомянем о методе суммирования параллельных каналов, основанном на нелинейном взаимодействии между импульсами, распространяющимися в близкорасположенных волокнах [95]. При определенных условиях в такой пространственной решетке волокон формируется устойчивая супермода, что автоматически обеспечивает фазировку каналов, причем их количество может быть очень большим. Экспериментально такая супермода продемонстрирована для 25 волокон [96]. Использование этой супермоды для ФСМ и последующего сжатия импульсов может в будущем значительно увеличить выходную мощность.

3.1.2. Фотонно-кристаллическое волокно (SMF-PCF). В 2004 г. [97] впервые была продемонстрирована ФСМ в полых SMF-PCF, заполненных воздухом и гелием. В то же время первая компрессия была продемонстрирована в

«обычных» (не полых) волокнах в 2003 г. [84], причем мощность импульса P_{out} длительностью 33 фс составила 12 МВт, а фактор сжатия $F = 24$ оказался рекордным для SMF-PCF. Последующие эксперименты с небольшими SMF-PCF [77, 80, 81] лишь незначительно улучшили результаты: $T_{\text{out}} = 23$ фс, $P_{\text{out}} = 34$ МВт [77], после чего внимание исследователей переключилось на полые волокна. В первом эксперименте [89] P_{out} составила чуть более 1 МВт, а F всего 4.3. Однако на сегодняшний день полые SMF-PCF значительно «обогнали» SMF-TIR: P_{out} достигла 1.5 ГВт [74], $T_{\text{out}} = 4.4$ фс [76].

В работах [72, 75] продемонстрирована двухкаскадная компрессия, причем во втором каскаде происходило самосжатие импульса за счет аномальной дисперсии. Отметим, что после самосжатия в обеих работах применялась дополнительная внешняя компрессия. В работах [71, 75] использовалось single-ring SMF-PCF, представляющее собой кольцо из тонкостенных капилляров вокруг полой сердцевины. Интересно также отметить работу [88], в которой были получены сжатые с $T_{\text{in}} = 190$ фс до $T_{\text{out}} = 70$ –120 фс импульсы излучения, перестраиваемые по длине волны от 825 до 1210 нм.

Во всех экспериментах с SMF-TIR P_{in} была ниже P_{br} , что оставляет место для дальнейшего увеличения мощности, однако «запас» небольшой и превышение барьера 10 ГВт представляется маловероятным. Для этого требуется значительное увеличение апертуры, т.е. переход к полым капиллярам.

3.2. Капилляры (HCF)

Существенно увеличить P_{in} можно, отказавшись от одномодового волокна в пользу заполненных газом полых капилляров (HCF: Hollow Core Fiber). Принципиальная особенность капилляра заключается в его многомодовости, а также в том, что от поперечного расплывания пучок удерживает не полное внутреннее отражение, а скользящие углы падения на стенки капилляра. Оба эти обстоятельства являются существенными недостатками. Первое требует очень точного ввода излучения в капилляр и согласования с размером основной моды. Второе – высокой степени прямолинейности капилляра, т.к. малейший изгиб приводит в высвечиванию основной моды. В результате пропускание HCF по энергии обычно составляет менее 50%. Преимущество HCF – большая апертура и использование газа в качестве нелинейной среды. Большая апертура (до 1 мм) и высокий порог пробоя газа увеличивают P_{br} , а небольшое n_2 у газов увеличивает P_{cr} . Более того, используя разные газы и разные их давления, удобно управлять и нелинейностью и дисперсией в очень широких пределах.

В литературе отмечается, что идея использования HCF была предложена и реализована в 1996 г. в [98]. Строго говоря, новым в этой работе является предложение заполнить капилляр газом, а сама идея использования капилляра для ФСМ была реализована еще в 1974 г. [99]; в 1991 г. [100] было продемонстрировано сжатие импульса с 45 до 2 пс при энергии сжатого импульса 0.3 мДж. В этих работах капилляр был заполнен жидкостью (CS_2).

Теоретические аспекты компрессии в HCF можно найти в работе [101], а также в обзоре [6]. Поскольку основным ограничением мощности является P_{cr} , отметим, что в нескольких работах [2, 6, 102, 103] утверждалось, что величина P_{cr} в HCF больше, чем в свободном

пространстве. Однако в [104] было показано, что это не так. Обычно ионизацию стараются исключить, ограничивая входную интенсивность, но возможна и противоположная стратегия – использовать ионизационную нелинейность [105]. Распространение пучка с произвольной поляризацией подробно проанализировано в [6, 106].

Длина обычных жестких капилляров с толстыми стенками (HCF-TW: Hollow Core Fiber – Thick Wall) не превышает 1 м, т.к. на больших длинах невозможно обеспечить необходимое качество внутренней стенки. Дело в том, что потери существенны даже при минимальных изгибах (искривлениях) капилляра. Значительно большей длины достигают свободно висющие растянутые капилляры с тонкими стенками (HCF-SF: Hollow Core Fiber – Stretched Flexible). Идея [107] заключается в том, что капилляры с тонкими стенками (десятки микрон) гибкие, и это позволяет растягивать их, прилагая противоположно направленные силы к обоим концам. Таким образом достигается прямолинейность капилляра (как у гитарной струны). Из-за гравитации радиус кривизны R не равен бесконечности, но может достигать нескольких километров [107] при умеренной силе растяжения T , поскольку $R = T/\rho$, где ρ – линейная плотность. Благодаря тонким стенкам обычно $\rho < 1$ г/м [16]. Важно, что R не зависит от длины капилляра, и, следовательно, она ограничена только размерами лаборатории.

Таким образом, капилляры радикально сдвинули ограничения мощности (P_{cr} и P_{br}) – до десятков ГВт. Пп.3.2.1 посвящен обычным капиллярам с толстыми стенками (HCF-TW), а пп.3.2.2 – активно используемым в последние годы гибким растянутым капиллярам (HCF-SF). Результаты экспериментов с HCF-TW [98, 100, 106, 108–146] и с HCF-SF [147–159] представлены на рис.2–4.

3.2.1. Капилляры с толстыми стенками (HCF-TW). В первой же экспериментальной работе с HCF-TW [98] авторам удалось получить впечатляющие результаты: импульс был сжат в 14 раз (со 140 до 10 фс) после прохождения капилляра длиной 70 см и диаметром 140 мкм, заполненного криптоном под давлением 2 атм, и компрессора из пары призм. Мощность выходного импульса $P_{\text{out}} = 22$ ГВт, что даже на сегодняшний день на порядок превышает достигнутую с использованием волоконных нелинейных компрессоров. Уже на следующий год была достигнута $P_{\text{out}} = 100$ ГВт [108] – результат, который был вскоре повторен изобретателями HCF [111, 112]. В 2005 г. была получена $P_{\text{out}} = 0.5$ ТВт [115], и, наконец, рубеж в 1 ТВт преодолен в 2010 г. [128, 129, 146], а вот дальше продвигаться не удается до сих пор. В [127, 133, 160] была получена чуть более высокая мощность – $P_{\text{out}} = 1.2$ ТВт, но с использованием ионизационной нелинейности. Еще быстрее была достигнута рекордная длительность $T_{\text{out}} = 3.4$ фс [120], а рекордный коэффициент компрессии $F = 18$ [144] лишь незначительно больше полученного в [98] и даже меньше полученного в [100] в пикосекундном диапазоне.

Дальнейший рост мощности в HCF-TW ограничен КМСФ: P_{cr} для аргона при атмосферном давлении составляет около 10 ГВт, а для достижения $P_{\text{out}} = 1$ ТВт необходима мощность P_{in} не менее 100 ГВт. Для столь радикального увеличения P_{cr} использовались неон и даже гелий [129], у которых значительно меньше n_2 . Кроме того, важную роль сыграла предложенная в [161, 162] идея продольного градиента давления: минимальное (почти ну-

левое) давление на входе в капилляр и максимальное на выходе. При распространении в капилляре мощность импульсного излучения уменьшается за счет «высвечивания» более высоких пространственных мод и дисперсионного расплывания, и, следовательно, мощность на входе может быть больше критической, соответствующей максимальному давлению. Впервые эта идея была реализована в уже упоминавшихся выше работах с рекордными результатами [115, 129], а также во многих других [116–118, 121, 124, 135, 138, 149].

Увеличить P_{cr} на 1/3 можно с использованием циркулярной поляризации излучения вместо линейной, что было реализовано в [106, 130, 163]. Еще одна идея увеличения P_{out} – использование не круглого, а планарного (одномерного) капилляра – была предложена в [164] и реализована в нескольких работах [122, 123, 128, 137, 146]. Это также позволило достичь мощности $P_{out} = 1$ ТВт [128, 146], но не более.

Причина ограничения P_{out} связана с тем, что малая величина n_2 автоматически приводит к уменьшению B -интеграла (8) и, следовательно, к уменьшению фактора компрессии (11). Неслучайно максимальный фактор компрессии в работах с тераваттной мощностью составляет всего 6.2 [141]. Интенсивность ограничена порогом пробоя, поэтому увеличить B -интеграл можно только за счет длины. Длина жестких капилляров с толстыми стенками HCF-TW ограничена 1 м, поскольку рассеяние в высших пространственных модах существенно даже при минимальных изгибах. Значительно большей длины достигают растянутые капилляры с тонкими стенками HCF-SF.

3.2.2. Растянутый капилляр с тонкими стенками (HCF-SF). Уже в первой работе с использованием HCF-SF [147] в 2011 г. была получена мощность 93 ГВт, а через три года – 750 ГВт [148]. С 2018 г. HCF-SF вытеснили обычные HCF-TW, была достигнута $P_{out} = 1.6$ ТВт [155, 158], длительность импульса $T_{out} = 3.4$ фс [154] и $F = 48$ [156]. Заметим, что значения первых двух параметров сопоставимы с рекордными значениями для HCF-TW, а F значительно больше. В работах [155, 158] использовались капилляры с длинами 3.75 и 3 м и диаметрами 0.53 и 1 мм, заполненные газами с большим значением P_{cr} – гелием и неоном при давлении 2 и 2.1 атм соответственно. Максимальная длина HCF-SF на сегодняшний день – 6 м [150, 153], однако в этих работах входная мощность была небольшой, поэтому использовался аргон. Таким образом, использование HCF-SF потенциально может позволить продвинуться в мультитераваттный диапазон мощностей.

Хотя рамановская нелинейность и находится за рамками обзора, отметим работу [156], в которой HCF-SF длиной 3.5 м и диаметром 0.5 мм заполнен молекулярными газами с линейными молекулами N_2 или N_2O , а также аргон (для сравнения). Использовался длинный входной импульс ($T_{in} = 280$ фс), для которого вращательная нелинейность практически мгновенна. В результате генерировался суперконтинуум с симметричным (в отличие от случая использования аргона) спектром значительно большей ширины (также по сравнению с аргонем). Эксперименты проводились с импульсами мощностью 0.4 мДж, поэтому P_{out} не превысила 20 ГВт, но коэффициенты компрессии были впечатляющими: $F = 40$ при использовании N_2 и $F = 27$ при использовании N_2O . В HCF-SF длиной 5.5 м и диаметром 1 мм, заполненном азотом, в работе [157] получена мощность $P_{out} = 0.7$ ТВт (14 мДж, 20 фс).

3.3. Дискретные волноводы – многопроходные ячейки Херриота (MPC)

Вместо непрерывных волноводов – волокон или капилляров – можно использовать дискретные. Пучок распространяется в свободном пространстве, а дифракция компенсируется периодически расположенными линзами или зеркалами, между которыми находятся перетяжки. Эта идея была предложена в [165, 166]. Авторы провели детальные аналитическое и численное исследования, показывающие, что фактор сжатия F может быть более 15, если $B < 1.6$ в каждой нелинейной среде. На практике дискретные волноводы удобно организовать с помощью компактной ячейки Херриота [167], представляющей собой два сферических зеркала с апертурой, существенно большей апертуры пучка. Пучок, направленный несоосно, многократно отражается от зеркал, каждый раз проходя находящуюся между ними перетяжку. Подробнее свойства ячейки Херриота описаны, например, в [168]. Такие устройства называют многопроходными ячейками (MPC: Multi Pass Cell), излучение проходит через них десятки раз. В качестве нелинейной среды используются как твердотельные пластины, обычно расположенные вблизи перетяжки (MPC-ss: Multi Pass Cell – solid state), так и газ, который заполняет ячейку полностью (MPC-gas). В обоих случаях ФСМ, оставаясь небольшой на одном проходе, накапливается на многих. В MPC-ss большую часть пути свет распространяется в линейной среде, а нелинейная среда тонкая и ее длина может быть меньше L_{cr} . Это позволяет использовать мощность импульса P_{in} больше, чем P_{cr} , и при этом избежать КМСФ (см. пп.2.2.1). Подробное теоретическое исследование можно найти в [169] и в патенте [170].

Использовать MPC-gas для ФСМ было предложено в [169]. Качественных отличий от случая использования MPC-ss два. Во-первых, нелинейная среда занимает всю область распространения, т.е. длина среды много больше длины перетяжки: $L \gg kw^2$. В пионерской работе [171] была найдена замена переменных, позволяющая решить уравнения (4) в стационарном случае при фокусировке падающего излучения, если известно его решение для коллимированного пучка. В частности модифицирована формула для длины самофокусировки L_{cr} (13) для случая сфокусированного пучка. Более детально задача об одном проходе через MPC была рассмотрена в 2000 г. в работе [103], где было показано, что при выполнении двух условий – B -интеграл $\ll 1$ и $(P/P_{cr})^2 \ll 1$ – гауссов пучок (мода TEM_{00}) устойчив к самофокусировке. А именно: при распространении до фокальной плоскости часть энергии моды TEM_{00} перекачивается в моду TEM_{01} , однако после фокальной плоскости направление потока энергии меняется, и в результате вся энергия из моды TEM_{01} возвращается в моду TEM_{00} . Важно отметить вторую степень в последнем неравенстве, которая позволяет «подобраться» к критической мощности вплоть до $P = 0.5P_{cr}$. Этот эффект лежит в основе успешного развития MPC-gas, однако до 2017 г. [169] на него не обращали внимания. Во-вторых, переход от твердотельной нелинейной среды к газовой (как и в случае перехода от кварцевого волокна к капиллярам) позволяет значительно повысить P_{cr} , а следовательно, и P_{in} , и P_{out} . Теоретические исследования использования MPC-gas можно найти в [172–175], а также в обзоре [92] и ссылках в нем.

Таким образом, в МРС мощность ограничена величиной P_{cr} КМСФ. В МРС-ss нелинейная среда тонкая и может быть короче L_{cr} , что допускает $P_{in} > P_{cr}$ (пп.3.3.1). В МРС-gas (пп.3.3.2) P_{in} должна быть строго меньше P_{cr} , однако сама величина P_{cr} значительно больше из-за низкого значения n_2 в газах. Результаты экспериментов с МРС-ss [176–187] и с МРС-gas [125, 188–200] представлены на рис.2–4 и описаны ниже.

3.3.1. Многопроходные ячейки с твердотельной нелинейной средой (МРС-ss). В первом эксперименте в 2016 г. [76] нелинейная среда располагалась не в фокусе, а в широком пучке. Именно такая геометрия была предложена в [165, 166]. Зеркала ячейки Херриота были напылены на внешние поверхности подложек из плавленого кварца, которые и служили нелинейной средой. В [176] импульс был сжат в пять раз и выходная мощность P_{out} составила 0.24 ГВт. В большинстве последующих работ нелинейные пластинки располагались либо в перетяжке, либо вблизи нее. Важно отметить, что по сравнению с волокнами и капиллярами в МРС-ss нелинейная среда значительно короче, и это позволяет превысить критическую мощность P_{cr} , если длина среды L меньше L_{cr} . Это обстоятельство успешно использовалось. Например, в работе [184], где (на втором каскаде компрессии) $P_{in} = 250$ МВт, т. е. почти в 100 раз больше P_{cr} для плавленого кварца. Подставляя указанные в работе параметры $L = 9.5$ мм, $w = 0.22$ мм, $B = 1.2$ (за проход) в формулу (13), получим $L_{cr} = 2.1L$, что и обеспечило отсутствие катастрофической самофокусировки. Близкие к этим значения были во втором каскаде компрессии в [187]. Таким образом, хотя КМСФ и является основным эффектом, ограничивающим P_{in} , порогом (в отличие от волокна и капилляра) является не P_{cr} , а примерно в 100 раз большая величина. С другой стороны, в работах [184, 187] L_{cr} лишь незначительно больше L , поэтому дальнейшее масштабирование затруднено. Неслучайно в этих работах были получены рекордные для МРС-ss значения выходной мощности: $P_{out} = 0.71$ и 0.68 ГВт соответственно.

Рекордное значение $F = 10.8$ также было получено в [184], но на первом каскаде. На сегодняшний день для МРС-ss характерны относительно небольшие F и длинные импульсы: минимальное $T_{in} = 17$ фс получено после второго каскада в [186]. Это делает актуальным и популярным использование многокаскадной компрессии. Так, из двенадцати экспериментальных работ [176–180, 182–187, 200] в четырех [184–187] реализовано два каскада, а в одной [179] – даже три каскада компрессии.

Таким образом, МРС-ss по мощности приближаются к SMF-PCF, уступая им по длительности, но, соответственно, опережая по энергии импульса. Сжатие импульса до нескольких периодов поля и небольшое увеличение входной мощности приведет к росту P_{out} , но вряд ли позволит достичь уровня десятков ГВт, который был получен в первой же работе с МРС-gas.

3.3.2. Многопроходные ячейки с газом (МРС-gas). Использование МРС-gas было впервые продемонстрировано в 2018 г. практически одновременно в двух работах [188, 189], где были достигнуты мощности $P_{out} = 4.1$ и 51 ГВт соответственно. В том же году в [190] удалось получить субтераваттную мощность (430 ГВт), и, наконец, в 2021 г. в [195] эта же группа достигла $P_{out} = 2.9$ ТВт. Во всех этих работах использовался аргон, а P_{in} составляла 25%–35% от P_{cr} , которая выросла с 2 ГВт [189] до 220 ГВт [195]. Столь значительное увеличение P_{cr} обеспечивалось

уменьшением давления аргона с 7 до 0.25 атм, а также использованием вместо гауссова пучка вихревой моды Лаггера–Гаусса LG_{10} , для которой P_{cr} в четыре раза больше, чем для гауссова пучка [201, 202]. Детально теория изложена в [175]. Заметим, что в работах [190, 195] использовался очень длинный входной импульс ($T_{in} = 1.3$ пс) и был получен большой фактор сжатия ($F > 30$), что также обеспечило большое значение P_{out} . Платой за рост P_{cr} и, соответственно, P_{in} является увеличение диаметра перетяжки, которое необходимо, чтобы избежать ионизации. Это, в свою очередь, неизбежно приводит к удлинению ячейки Херриота, чтобы интенсивность на зеркалах была меньше порога пробоя. Так, в четырех упомянутых выше экспериментальных работах длины ячеек были равны 0.45 м [189], 1 м [188], 4 м [190] и 8 м [195].

Максимальный фактор компрессии $F = 37$ (укороченный импульс с 1200 до 32 фс) был получен в работе [192], и в ней же во втором каскаде импульс был дополнительно сжат до 13 фс, т. е. суммарное сжатие составило почти два порядка. Примечательна также работа [196], причем по нескольким причинам. Во-первых, там использовались не два зеркала большой апертуры, а несколько независимо управляемых зеркал, позволяющих осуществлять их эффективное охлаждение и юстировку. Во-вторых, P_{in} была близка к P_{cr} , однако авторы никак не обсуждают этот факт. В-третьих, там была получена длительность импульса $T_{out} = 6.9$ фс. Самый короткий импульс был получен в [200]: $T_{out} = 5.3$ фс. Хотя авторы и указывают, что в этом эксперименте P_{in} была менее $0.5P_{cr}$, значение P_{in} превышало P_{cr} , даваемое формулой (12).

4. Свободное распространение лазерного пучка

Альтернативой волноводам является объемный твердотельный нелинейный элемент, в котором лазерный пучок распространяется свободно. Использование в этом случае газов проблематично из-за их малой нелинейности и невозможности обеспечить большой B -интеграл. Для твердотельной нелинейной среды случай $P_{in} < P_{cr}$ мало интересен из-за маленького значения P_{cr} , поэтому единственной возможностью остается использование тонких нелинейных пластин с длинами $L < L_{cr}$. Чтобы избежать пробоя при большой мощности излучения, диаметр пучка должен быть достаточно большим: для мультитераваттной и петаваттной мощности – от 1 до 10 см и более. Таким образом, геометрия нелинейной среды радикально изменяется – от длинного цилиндра к тонкому диску. Рост мощности, как ни парадоксально, полностью решает проблему крупномасштабной самофокусировки. Дело в том, что длина фокусировки L_{cr} при $P_{in} \gg P_{cr}$ уменьшается как $P_{in}^{-1/2}$, но растет как квадрат диаметра, т. е. при заданной интенсивности L_{cr} растет (а не уменьшается) пропорционально $P_{in}^{1/2}$ (см. (13)). Другими словами, отношение L_{cr}/L растет пропорционально радиусу пучка w (см. (14)), и при $w > 1$ мм $L_{cr} \gg L$, т. е. КМСФ можно пренебречь (здесь мы подразумеваем твердотельную нелинейную среду длиной ~ 1 мм). Заметим, что для пучков субпетаваттных лазеров $P_{in} \approx 10^8 P_{cr}$.

Свободное распространение по сравнению с волноводным имеет три недостатка. Во-первых, неоднородное по поперечному сечению уширение спектра приводит к неоднородному сжатию импульса: фактор сжатия F про-

порционален B -интегралу (11), который пропорционален интенсивности. В частности на периферии пучка, где интенсивность значительно меньше, чем на оси, эффект сжатия практически исчезает. В результате значение F получается меньше, чем для П-образного пучка (11). На эту проблему во многих работах [203–205] указывается как на основное ограничение для ФСМ при свободном распространении пучка. При относительно небольших диаметрах пучка набег нелинейной фазы можно сделать более однородным, прибегая к неколлинеарному распространению, которому посвящен п.4.1. Для коллинеарного распространения (см. п.4.2) эту проблему можно решить с помощью нелинейного элемента в форме отрицательной линзы, в которой по сечению пучка изменяется L [206, 207]. Кроме того, приведенные в [8] оценки показали, что по сравнению с П-образным пучком для супергауссова пучка с показателем m мощность сжатого импульса P_{out} при больших B уменьшается в $2^{1/m}$ раз, т.е. для $m = 1$ (гауссов пучок) P_{out} уменьшается в два раза, а для $m = 4$ – всего в 1.08 раза.

Во-вторых, неоднородность пространственной фазы приводит к нелинейным искажениям волнового фронта. Это ухудшает качество фокусировки пучка, уменьшая фокальную интенсивность. Вблизи оси пучка фаза пропорциональна r^2 , поэтому aberrации удобно разделить на две части: параболические и непараболические. Первые характеризуются фокусным расстоянием «нелинейной линзы» и, по сути, не являются aberrациями: достаточно придвинуть мишень ближе к фокусирующей параболе. Диаметр фокального пятна и интенсивность сфокусированного излучения при этом не изменятся. Непараболические aberrации, напротив, трудно компенсировать, и они приводят к уменьшению интенсивности в фокусе. Качественно нелинейные aberrации пучка проанализированы в [208]. Если пренебречь дисперсией, то распределение фазы пропорционально B -интегралу. В этом случае в работе [209] в приближении малых aberrаций получены аналитические формулы, по которым можно вычислить количественные характеристики aberrаций – параметр M^2 [210], число Штреля [211] и интеграл перекрытия. Анализ этих формул показал [8], что число Штреля S немонотонно зависит от m . Это объясняется тем, что при росте m , с одной стороны, искажения фазы прижимаются к периферии пучка, а с другой – уменьшается доля параболических искажений и значительно увеличивается доля непараболических. Для минимизации aberrаций нет необходимости стремиться к большим значениям m , вполне достаточно иметь $m = 2$, и при $B < 6$ (менее 10), число Штреля $S > 0.8$ (более 0.7), т.е. aberrации приведут к уменьшению интенсивности в фокусе не более чем на 20% (30%). Для гауссова пучка и для супергауссова с $m = 5–8$ уменьшение фокальной интенсивности более существенно, особенно при больших B , поэтому необходимо использовать адаптивное зеркало. Адаптивные зеркала используются во многих мощных лазерах, и в этом случае требуется лишь внести изменение в их программное обеспечение. Учет дисперсии (как линейной, так и нелинейной) значительно усложняет задачу о нелинейных aberrациях и их компенсации, т.к. фаза становится сложной функцией от r и t – ее нельзя представить в виде произведения функций от этих параметров. Подробный численный анализ этой проблемы представлен в [212]. Отметим, что численное моделирование показало [31] возможность хорошей фокусировки супергаус-

сова пучка при $B = 48$ и $m = 8$ даже без адаптивного зеркала.

В-третьих, до недавнего времени считалось, что эффективная компрессия при коллимированном распространении невозможна из-за ММСФ, которая приводит к росту амплитуды пространственных возмущений плоской волны в среде с кубической нелинейностью [38]. В отличие от крупномасштабной самофокусировки, ММСФ присутствует даже в плоской волне (в П-образном пучке). Из-за ММСФ пучок разбивается на большое количество (порядка $P_{\text{in}}/P_{\text{cr}}$) филаментов, которые значительно ухудшают качество пучка и, в конечном счете, приводят к пробою оптических элементов. Инкремент неустойчивости определяется B -интегралом; считалось, что при $B > 2–3$ пучок неизбежно разбивается на филаменты. При $B = 3$ даже теоретически (11) мощность может увеличиться всего в 2.5 раза. Это утверждение, справедливое для наносекундных импульсов, ошибочно переносилось на фемтосекундные (см., напр., [165, 205, 213, 214]) и, к сожалению, продолжает повторяться, в том числе в свежих обзорах [16, 17]. В работе [215] было продемонстрировано, что для мощных фемтосекундных лазеров возможно эффективное подавление ММСФ при помощи самофилтрации пучка при распространении в свободном пространстве, что послужило стимулом к экспериментам с коллимированным распространением. Вопрос о ММСФ (для всех геометрий нелинейного элемента) и ее подавлении подробно рассмотрен в разд.5.

Результаты экспериментов при свободном распространении сфокусированного пучка (NCFP: Non-Collinear Free Propagation) [83, 151, 182, 186, 216–229] и с коллимированным пучком (TFC/CafCA) [230–246] представлены на рис.2–4 и описаны в п.4.1 и 4.2 соответственно.

4.1. Неколлинеарное распространение (NCFP)

Первая работа, в которой компрессия была реализована при свободном распространении сфокусированного пучка (NCFP), опубликована в 1988 г. [229]. Для увеличения пространственной однородности было предложено диафрагмировать пучок сразу после нелинейного элемента, оставив таким образом только приосевую область пучка. Авторы экспериментально исследовали компромисс между эффективным укорочением импульса (минимальный размер диафрагмы) и минимальными потерями энергии (максимальный размер диафрагмы). Результаты показали, что квазиоднородное четырехкратное сжатие импульса получается при пропускании диафрагмы не более 25%–35%. Тем не менее выходная мощность P_{out} составила 4 ГВт, на три порядка превысив рекордное в то время значение. В [216] пучок фокусировался на нелинейный элемент цилиндрической линзой таким образом, чтобы в направлении меньшего размера обеспечивалось солитонное распространение. Однако потери в этом эксперименте были еще больше. В [217] диафрагма помещалась в пучок не сразу после нелинейного элемента, а в дальней зоне. Это тоже приводило к квазиоднородному сжатию импульса, но также при пропускании диафрагмы всего 35%. Более 50% пропускания было получено при ФСМ в кварце после очистки пучка в филаменте в аргоне [218]. В этой работе $P_{\text{out}} = 30$ ГВт, однако очевидно, что существенное масштабирование этой идеи невозможно.

В [219] были подробно теоретически и экспериментально исследованы ограничения на мощность импульса

в случае расположения нелинейного элемента в фокальной плоскости или вблизи нее. В этой же работе был предложен альтернативный подход: использовать несколько нелинейных элементов. Толщины элементов и расстояния между ними подбирали такими, чтобы дифракция в свободном пространстве компенсировалась самофокусировкой в нелинейных элементах. Таким образом удавалось накопить значительный B -интеграл. Теоретическое обоснование этой идеи приведено в [247], где показано, что периодическая структура из линейной и нелинейной сред (с длинами L и l и показателями преломления n_0 и 1 соответственно) представляет собой волновод при условии $\gamma P_{cr} < P_{in} < 2\gamma P_{cr}$, где $\gamma = n_0(L + l)/L$. В [248] сходные результаты были получены численно и экспериментально, см. также [249]. В отличие от MPS-ss волноводные свойства здесь обеспечиваются исключительно нелинейностью, никакие зеркала не используются. Более гибкий подход допускает неперIODичность: как толщины нелинейных элементов, так и расстояния между ними могут быть разными.

Для генерации суперконтинуума в [250] были использованы несколько нелинейных элементов, а детальное теоретическое исследование проведено в [251]. В первой экспериментальной реализации такого подхода с целью компрессии [220] пучок проходил через семь нелинейных пластин; были получены мощность $P_{out} = 0.13$ ТВт и весьма высокий фактор сжатия $F = 5.6$. В последующих работах [151, 182, 186, 221–226, 228] этот подход развивался. На втором каскаде в [223] продемонстрировано рекордное значение $F = 9.5$ (укорочение импульса с 30.6 до 3.21 фс). Заметим, что с учетом первого каскада в этой работе импульс был сжат со 170 до 3.21 фс. Самый же короткий импульс – $T_{out} = 2.6$ фс – был получен в [224], что является абсолютным рекордом для всех геометрий компрессии. Отметим работу [227], в которой компрессия реализована в УФ диапазоне на длине волны 308 нм с помощью ФСМ в кристалле CaF_2 .

Рекордная для NCFP мощность была получена недавно в [226]: $P_{out} = 0.15$ ТВт (0.75 мДж, 7 фс), причем интенсивность излучения в нелинейном элементе составляла 4 ТВт/см². Более того, в этой же работе при такой же интенсивности, но при увеличении в семь раз входной энергии был зарегистрирован спектр, для которого длительность фурье-ограниченного импульса равнялась 8 фс. Однако сжатие не было продемонстрировано из-за отсутствия чирпирующих зеркал необходимой апертуры и оптической стойкости. Таким образом, достигнутые на сегодняшний день параметры при неколлинеарном распространении несколько превышают полученные с использованием MPC-ss, и в ближайшем будущем достигнут тераваттного уровня как в MPC-gas, так и в HCF-SF. Радикально повысить мощность вплоть до петаватт можно, используя ФСМ при коллинеарном распространении.

4.2. Коллинеарное распространение (TFC/CafCA)

Для коллимированных пучков в приложении к сверхмощным лазерам используется термин TFC (Thin Film Compression) [7] или CafCA (Compression after Compressor Approach) [4, 8]. Коллимированный пучок впервые использовался еще в 1976 г. при ФСМ в жидкости (CS_2) в работе [203], в которой импульс был сжат с 96 до 6.9 пс. Использовать коллимированный пучок для компрессии мощных фемтосекундных импульсов при $B < 3$ предло-

жено в [213], а для получения больших значений B предлагалось использовать несколько элементов, разделенных пространственными фильтрами, что трудно реализуемо на практике. Из-за этого идея была забыта и переоткрыта в патенте [205], а детально проанализирована в [166]. В [165] было показано, что от пространственных фильтров можно отказаться, но максимальное значение B на одном каскаде должно быть меньше $\pi/2$, что также делает идею малопрактичной. В [230] при $B \approx 3$ экспериментально продемонстрировано уширение спектра, после чего ослабленный импульс был сжат с 30 до 14 фс. Несколько работ посвящено численному моделированию ФСМ сверхмощных импульсов [7, 31, 233]. Детальное исследование выполнено в работе [31], в которой авторы учли не только все эффекты, описываемые уравнением (4), но и ионизационную нелинейность, а также потери и дисперсию, вносимые плазмой, образованной при ионизации среды лазерным полем. На вход нелинейной среды (плавленый кварц) подавался гауссов импульс излучения длительностью 120 фс с мощностью 13 ПВт, диаметром пучка 40 см и супергауссовым распределением интенсивности ($m = 8, I = 11$ ТВт/см²). Результаты моделирования показали, что можно сжать импульс до 25 фс при полной компенсации дисперсии, а при использовании девяти каскадов, разделенных восемью пространственными фильтрами (что представляется трудно реализуемым на практике) можно получить длительность 5.2 фс.

В работе [252] было экспериментально обнаружено, что если входной импульс не является спектрально-ограниченным, то качественно меняется характер уширенного спектра: в спектре появляются узкие пики, а величина уширения уменьшается. Детальные теоретические исследования [8, 234, 252] показали, что, несмотря на это, такие импульсы могут быть сжаты с практически таким же фактором сжатия, как и спектрально-ограниченные импульсы.

Как уже указывалось выше, неоднородность гауссова пучка приводит к уменьшению мощности в два раза по сравнению с П-образным пучком. Это было показано численно в [203] и аналитически в [8]. Для того чтобы «вернуть» эту двойку, в [206, 207] было предложено использовать для ФСМ нелинейный элемент не в форме плоскопараллельной пластинки, а в форме отрицательной линзы. Параметры линзы выбираются такими, чтобы минимизировать вариации B -интеграла. Далее зеркало коллимирует лазерный пучок. Эта идея реализована в [231, 232] с линзой из стекла марки ТФ12. В обеих работах продемонстрирован квазиоднородный по сечению пучка фактор компрессии $F > 2$, причем в [232] P_{out} превысила 10 ТВт, что значительно больше, чем для всех других геометрий компрессии. Важно отметить, что в этой работе $B = 6$, но отсутствовала ММСФ в результате использования предложенного в [215] метода самофильтрации пучка при распространении в свободном пространстве (см. подробнее разд.5).

В последующие годы было проведено много экспериментов. Кроме кварца исследовались различные полимерные нелинейные среды [233, 234, 237, 243], обладающие рядом преимуществ: практически неограниченным поперечным размером, толщиной до 100 мкм и менее, небольшой стоимостью, возможностью использовать роликовый механизм [237], позволяющий прокручивать полимерную пленку в случае ее деградации. На сегодняшний день главное преимущество – малая толщина – не столь

востребовано, т. к. ограничения на B -интеграл сняты (см. разд.5), поэтому результаты, полученные с кварцем, более впечатляющие: $P_{\text{out}} = 250$ ТВт, $T_{\text{out}} = 14.5$ фс (2018 г.) [235], $P_{\text{out}} = 1$ ПВт, $T_{\text{out}} = 15.5$ фс (2020 г.) [240] и $P_{\text{out}} = 1.5$ ПВт, $T_{\text{out}} = 11$ фс (2021 г.) [244].

В работе [245] было предложено использовать вместо кварца кристалл KDP. Сжатый импульс тем короче, чем меньше отношение дисперсии среды k_2 и нелинейного показателя преломления n_2 [8], а у KDP (обыкновенная волна) на длине волны 910 нм отношение k_2/n_2 значительно меньше, чем у кварца. Эксперименты [245] подтвердили перспективность KDP: хотя и незначительно, но результаты были улучшены, и получены рекордные для TFP/CaFSA значения не только $P_{\text{out}} = 1.5$ ПВт и $F = 6$, но и $T_{\text{out}} = 10$ фс. Эксперименты проводились [244, 245] при B -интеграле от 5 до 19, и при этом не было обнаружено никаких повреждений оптических элементов, что говорит о подавлении мелкомасштабной самофокусировки (см. разд.5).

Отметим также работу [246], в которой экспериментально продемонстрировано, что при $B \approx 3$ нелинейные aberrации лишь на 10% уменьшают число Штреля даже без использования адаптивной оптики, что согласуется с теорией [8].

5. Подавление мелкомасштабной самофокусировки в сверхмощных лазерных пучках

ММСФ представляет собой пространственную неустойчивость плоской волны при распространении в среде с кубической нелинейностью – рост амплитуды пространственных гармонических возмущений [38]. Первое экспериментальное наблюдение [253] показало количественное согласие с предсказаниями теории [38] и подтвердило качественное отличие ММСФ от КМСФ. Эта теория была развита в стационарном приближении и подтверждена экспериментально в большом числе работ, включая тот факт, что инкремент неустойчивости определяется B -интегралом, пороговое значение которого примерно равно 3. Выше уже говорилось, что утверждение о том, что при $B > 2-3$ пучок неизбежно разбивается на филаменты, справедливо для наносекундных импульсов, но ошибочно для фемтосекундных. Следствием этого заблуждения является мнение (см., напр., [16, 17, 165, 205, 213, 214]) о невозможности больших факторов сжатия, которые требуют больших значений B (11), поскольку один и тот же параметр – B -интеграл – является одновременно и полезным, и вредным. Проведенные в последние несколько лет теоретические и экспериментальные работы показывают, что это не так. В разд.5 мы кратко обсудим эти результаты.

5.1. Самофильтрация пучка при распространении в свободном пространстве

В [215] был предложен метод подавления ММСФ, идея которого заключается в следующем (рис.5). Если оптический элемент расположен на большом расстоянии от источника шума, то самые «опасные» шумовые компоненты ($c\theta \sim \theta_{\text{max}}$) выходят из апертуры пучка (выходящие лучи показаны штрихами). Основными источниками шумов являются поверхности зеркал или дифракционных

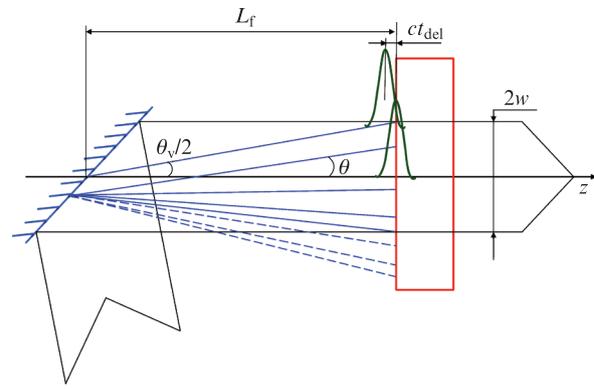


Рис.5. Фильтрация шумов при распространении в свободном пространстве. Часть пространственных гармоник (синие штриховые лучи) не попадают в апертуру пучка. Отставание во времени показано зеленым.

решеток, следовательно, размещая оптический элемент на достаточном расстоянии L_f от последнего зеркала или решетки, можно вывести «опасные» шумовые компоненты из области взаимодействия с сильной волной. Для наносекундных лазеров характерная интенсивность излучения составляет единицы ГВт/см², что дает $\theta_{\text{max}} \sim 1$ мрад и делает самофильтрацию в свободном пространстве практически невозможной из-за слишком большого значения L_f . Для фемтосекундных лазеров интенсивность составляет единицы ТВт/см², и угол θ_{max} значительно больше – десятки мрад, что приводит к разумным расстояниям L_f . Таким образом, свободное пространство является пространственным фильтром, коэффициент пропускания которого для П-образного пучка определяется формулой [8, 254]

$$T_{\text{space}}\left(\frac{\theta}{\theta_v}\right) = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \arccos\left[\frac{(\theta/\theta_v)^2 + y - 1}{2\sqrt{y}\theta/\theta_v}\right] dy, \quad (16)$$

где $\theta_v = 2w/L_f$ – угол видения; w – радиус пучка.

Самофильтрация интенсивного излучения была подтверждена в [215, 255] с помощью качественных экспериментов. В работе [215] при удвоении частоты в кристалле KDP при $B = 6$ филаментация и пробой кристалла наблюдались при угле видения $\theta_v = 40$ мрад и полностью отсутствовали при $\theta_v = 10$ мрад. В [255] была измерена деградация 100 импульсами в одну точку, и результаты наглядно подтвердили эффект самофильтрации при малых углах видения θ_v . В работе [256] эффект был подтвержден количественно: измерен пространственный спектр коэффициента усиления шума в зависимости от L_f . Измерения были проведены двумя независимыми методами: прямым [42, 257] и непрямым [257]. Пучок проходил через тонкую (0.2 мм) слегка матированную стеклянную пластину, вносящую шум. Нелинейным элементом служила стеклянная пластина толщиной 10 мм. И прямой и не прямой методы дали хорошее согласие с теорией. Заметим, что для узких пучков самофильтрация осуществляется при очень малых L_f (порядка 50 мм при $w = 1$ мм и 0.5 мм при $w = 10$ мкм), можно сказать, сама собой, на что впервые было указано в [203]. Это является причиной отсутствия ММСФ при ФСМ в волокнах и капиллярах.

Для коротких импульсов свободное пространство является также и временным фильтром, отделяющим шумовое излучение от основного уже не в пространстве, а во

времени. Поскольку шумовое излучение распространяется под углом к оси z , оно отстает от основного импульса. Если время отставания t_{del} соизмеримо с длительностью импульса T_{in} , то его максимум «встретится» с передним фронтом шума, что эквивалентно уменьшению шума (рис.5). Полагая, что импульс имеет гауссову форму, легко получить пропускание такого фильтра

$$T_{\text{time}} = \exp\left[-\ln 2 \left(\frac{L_f \theta^2}{\lambda N}\right)^2\right]; \quad (17)$$

T_{time} не зависит от апертуры пучка, но зависит от длительности, тогда как T_{space} – наоборот. Отметим очень резкую зависимость T_{time} от угла θ (17).

5.2. Уменьшение спектральной плотности шума при больших углах

Еще одним положительным следствием большого значения θ_{max} является тот факт, что спектральная плотность шума очевидно уменьшается с ростом θ . Формы спектра, а также спектральные плотности шума для амплитудного и фазового шумов различаются. Причина амплитудного шума – это дефекты оптики, приводящие к нулевой интенсивности в некоторых точках поперечного сечения пучка: пылинки, царапины. Причина фазового шума – это вносимые оптическими элементами искажения волнового фронта. Неоднородность показателя преломления обычно крупномасштабная и не вносит большого вклада в шум на больших пространственных частотах, а профиль поверхности оптических элементов, наоборот, содержит весь спектр. Спектральная плотность шума определяется спектральной плотностью профиля поверхности. В работе [254] проведены расчеты для модельных спектров амплитудного и фазового шумов. Результаты показали, что этот эффект может существенно уменьшить ММСФ, однако количественные результаты сильно зависят от закона спада спектральной плотности, который требует экспериментального исследования.

5.3. Увеличение критического угла ММСФ

Как показано выше, увеличение θ_{max} позволяет подавить развитие ММСФ. Другими словами, выгодно увеличивать θ_{max} , что, согласно (15), можно сделать, увеличивая интенсивность или используя среды с большим n_2 . У многих кристаллов (KDP, YAG, TGG, ВВО) n_2 в два-три раза больше, чем у плавленого кварца. Перспективным может быть использование кристалла парателлуриата, у которого n_2 в 21 раз больше, чем у плавленого кварца [258]. Впрочем, это потребует изготовления очень тонких образцов, что не так просто. От этого недостатка свободны полимерные среды, толщины которых могут быть 100 мкм и менее. Значение n_2 в некоторых полимерах в два-три раза больше, чем у плавленого кварца [243, 259], но, учитывая большое разнообразие полимеров, можно ожидать появления материалов с еще большим n_2 .

Авторы [8] обратили внимание на то, что установка нелинейного элемента под скользящим углом падения эквивалентна увеличению θ_{max} , поскольку меняется соотношение между внутренним и внешним углами. В частности, если угол падения равен углу Брюстера, эффективное

значение θ_{max} будет равно $n_0 \theta_{\text{max}}$. При еще больших углах падения выигрыш будет еще больше. Заметим, что обычно среды с большим n_2 обладают также большим n_0 , а для увеличения θ_{max} оба коэффициента преломления выгодно увеличивать, причем при падении под углом Брюстера θ_{max} пропорционален $n_2^{1/2} n_0^{3/2}$. Например, для кристалла TGG выигрыш по сравнению с кварцем составит почти четыре раза.

5.4. Фрагментирование нелинейного элемента

Фрагментирование нелинейного элемента – это замена одного элемента на M элементов с такой же суммарной длиной L без ретрансляторов или пространственных фильтров между ними. Для больших значений θ_{max} – десятки мрад – набег фазы шума в свободном пространстве достигает 2π на расстояниях L_f около 1 мм. Следовательно, при расстояниях между нелинейными элементами 1 см и более фазу шума на входе в каждый нелинейный элемент можно считать случайной. В этом случае суммарный коэффициент усиления в M нелинейных элементах будет равен произведению коэффициентов усиления в каждом, что меньше, чем для одного элемента длиной L , примерно в 2^{M-1} раз [8]. Еще большего подавления ММСФ можно добиться, используя нелинейные элементы с существенно разным n_2 или I (в последнем случае нужно использовать сходящийся или расходящийся пучок). Максимумы коэффициентов усиления шума в двух (или более) нелинейных элементах будут достигаться при существенно разных значениях θ , из-за чего произведение коэффициентов усиления будет меньше, чем для одного элемента длиной L .

Заметим, что фрагментирование позволяет подавить ММСФ также за счет фазовых эффектов. Изменяя расстояния между элементами, можно менять фазу шума на входе во второй нелинейный элемент, тем самым управляя коэффициентом усиления шума [39]. В оптических системах, состоящих из периодической последовательности линейной и нелинейной сред, можно подавить ММСФ не для всех, но для многих углов θ [40, 260, 261]. Более эффективно использование неэквидистантной геометрии, при которой толщины нелинейных элементов и расстояния между ними различны, что наблюдалось экспериментально [262, 263] и было объяснено теоретически [262, 264]. Во всех этих работах исследовалась ММСФ наносекундных импульсов.

5.5. Подавление ММСФ за счет нелинейной дисперсии

В работах [33, 34] исследовано развитие ММСФ для лазерных импульсов с малым числом колебаний поля. Аналитически показано, что однородное решение остается неустойчивым, однако тип неустойчивости меняется – она становится конвективной. Численно показано, что для лазерных импульсов с длительностью, меньшей некоторого значения, ММСФ не развивается. Физически это объясняется тем, что возмущения интенсивности, имея меньшую групповую скорость, отстают и смещаются к заднему фронту импульса, где интенсивность существенно меньше, и их рост замедляется. Оценка длительности импульса, при которой растущие возмущения стабилизируются в результате выноса их на задний фронт импульса, дала величину порядка десяти периодов колебаний лазерного поля. Таким образом, для коротких импульсов

предсказан механизм подавления ММСФ, который не требует никаких специальных усилий и устройств. Экспериментального подтверждения эффекта подавления ММСФ за счет нелинейной дисперсии пока продемонстрировано не было.

6. Заключение

В табл.1 резюмированы наиболее важные аспекты компрессии фемтосекундных лазерных импульсов с помощью фазовой самомодуляции для восьми вариантов геометрии нелинейной среды. Из рис.2 видно, что в настоящее время наиболее динамично развиваются варианты использования HCF-FS, MPC-gas и TFC/CafCA. Именно в этих вариантах геометрии следует ожидать дальнейшего прогресса в ближайшие годы. Из табл.1 и рис.2–4 видно, что в приложении к сверхмощным лазерам использование TFC/CafCA является безальтернативным вариантом сжатия импульсов. Важно также отметить, что хотя это самая дешевая и самая простая технология (см. рис.1), у нее практически нет ограничения на мощность. Перечислим кратко наиболее актуальные направления дальнейших исследований технологии TFC/CafCA.

1. Несмотря на ряд исследований, в том числе экспериментальное подтверждение подавления ММСФ вплоть до $B = 19$ [244, 245], полного понимания всех механизмов этого подавления пока нет (см. разд.5).

2. Оптическая стойкость нелинейных элементов, в которых происходит уширение спектра излучения, больше, чем у дифракционных решеток компрессора, поэтому она не является ограничением мощности, но оптическая стойкость чирпирующих зеркал в будущем может стать таким ограничением. В связи с этим представляет интерес развитие технологии широкоапертурных чирпирующих зеркал с высоким порогом пробоя, а также альтернативных дисперсионных элементов [265].

3. Исследование качества фокусировки пучка, в том числе с помощью адаптивного зеркала, практически только начато (см. разд.4) и, несмотря на обнадеживающие результаты [8, 31, 212, 246], требует дальнейших как теоретических, так и экспериментальных исследований.

4. Как видно из рис.3, 4, диапазон длительностей импульса, освоенный с помощью TFC/CafCA, относительно узок: максимальное $T_{in} = 126$ фс, а минимальное $T_{out} = 10$ фс. Чрезвычайно перспективным является как продвижение к длительностям в один период поля, что открывает новые возможности для петаваттных лазеров, так и компрессия пикосекундных импульсов, что позволяет значительно увеличить и фактор сжатия F , и выходную мощность P_{out} .

5. Поиск новых нелинейных сред (полимерных, стеклянных, кристаллических), которые позволят улучшить параметры компрессии, например за счет большого отношения нелинейного показателя преломления n_2 к дисперсии k_2 .

Табл.1. Сравнение различных геометрий ФСМ.

| | Непрерывный волновод | | | | Дискретный волновод | | Свободное распространение | |
|--|----------------------|------------------|-------------------------|---------------|-----------------------|----------------|------------------------------|--------------------|
| | Волокно (SMF) | | Капилляр (HCF) | | Ячейка Херриота (MPC) | | | |
| | SMF-TIR | SMF-PCF | HCF-TW | HCF-SF | MPC-ss | MPC-gas | NCFP | TFC/CafCA |
| Ограничения увеличения мощности | | | | | | | | |
| КМСФ | да | нет | да | да | да | нет | да | нет |
| ММСФ | нет | нет | нет | нет | нет | нет | да | да |
| Оптический пробой | да | да | да | да | да | нет | да | нет |
| Неоднородность | нет | нет | нет | нет | нет | нет | да | да |
| Типичные параметры | | | | | | | | |
| Нелинейная среда | твердое тело | твердое тело/газ | газ | газ | твердое тело | газ | твердое тело | твердое тело |
| Критическая мощность P_{cr} | 3 МВт | – | 30 ГВт | 30 ГВт | 3 МВт | 30 ГВт | 3 МВт | 3 МВт |
| Порог пробоя P_{br} | 10 МВт | 100 МВт | 100 ГВт | 100 ГВт | 10 ГВт | 100 ГВт | 100 ГВт | >10 ПВт |
| Входная мощность P_{in} | 1 МВт | 30 МВт | 30 ГВт | 30 ГВт | 100 МВт | 10 ГВт | 30 ГВт | ТВт–ПВт |
| Входная энергия | 1 мкДж | 30 мкДж | 3 мкДж | 3 мкДж | 10 мкДж | 10 мДж | 0.3 мДж | 0.1–10 Дж |
| Радиус пучка w (мм) | 0.01 | 0.03 | 0.3 | 0.5 | 1 | 0.5 | 1 | 30 |
| Число мод | одна | одна | много | много | одна | одна | одна | одна |
| Рекорды | | | | | | | | |
| Выходная мощность P_{out} | 100 МВт [64] | 1.5 ГВт [58] | 1.2 ТВт [127] | 1.6 ТВт [155] | 0.7 ГВт [184, 187] | 2.9 ТВт [195] | 0.13 ТВт [220, 223] | 1.5 ПВт [244, 245] |
| Выходная длительность T_{out} (фс) | 4.6 [60] | 4.4 [76] | 3.4 [120] | 3.4 [154] | 17 [186] | 5.3 [200] | 2.6 [224] | 10 [245] |
| Фактор сжатия $F = T_{in}/T_{out}$ | 80 [94] | 24 [84] | 18 [144] | 48 [156] | 10.8 [187] | 37.5 [192] | 9.6 [223] | 6 [245] |
| Статьи | | | | | | | | |
| Идея | [90] | [84] | [98, 99] | [107] | [165, 166] | [169] | [229] | [203, 213] |
| Первый эксперимент | [49] | [84] | [98, 99] | [147] | [176] | [188, 189] | [229] | [230] |
| Все эксперименты | [49–69] | [70–89] | [98, 100, 106, 108–146] | [147–159] | [176–187] | [125, 188–200] | [83, 151, 182, 186, 216–229] | [230–246] |
| Обзоры | – | [48] | [6, 16] | [16] | [17] | [17] | | [8] |

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание №0030-2021-0015).

- Maiman T. *Nature*, **187**, 493 (1960).
- Brabec T., Krausz F. *Rev. Mod. Phys.*, **72**, 545 (2000).
- Krausz F., Ivanov M. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 163 (2009).
- Danson C., Bromage J., Butcher T., Chanteloup J.-C., Chowdhury E., Galvanauskas A., Gizzi L., Haefner C., Hein J., Hillier D., Hopps T., Kato Y., Khazanov E., Kodama R., Korn G., Li R., Li Y., Limpert J., Ma J., Nam C.H., Neely D., Papadopoulos D., Penman R., Qian L., Rocca J., Shaykin A., Siders C., Spindloe C., Sztmári S., Trines R., Zhu J., Zhu P., Zuegel J. *High Power Laser Sci. Eng.*, **7**, e54 (2019).
- Strickland D., Mourou G. *Opt. Commun.*, **56**, 219 (1985).
- De Silvestri S., Nisoli M., Sansone G., Stagira S., Svelto O. *Top. Appl. Phys.*, **95**, 137 (2004).
- Mourou G., Mironov S., Khazanov E., Sergeev A. *Europ. Phys. J. – Spec. Top.*, **223**, 1181 (2014).
- Хазанов Е.А., Миронов С.Ю., Муру Ж. *УФН*, **189**, 1173 (2019) [*Phys. Usp.*, **62**, 1096 (2019)].
- Giordmaine J.A., Duguay M.A., Hansen J.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-4**, 252 (1968).
- Klauder J.R. *Bell Syst. Techn. J.*, **39**, 809 (1960).
- Klauder J.R., Price A.C., Darlington S., Albersheim W.J. *Bell Syst. Techn. J.*, **39**, 745 (1960).
- Duguay M.A., Hansen J.W. *Appl. Phys. Lett.*, **14**, 14 (1969).
- Gires F., Tournois P.C.R. *Acad. Sc. Paris*, **258**, 6112 (1964).
- Fisher R.A., Kelley P.L., Gustafson T.K. *Appl. Phys. Lett.*, **14**, 140 (1969).
- Laubereau A. *Phys. Lett.*, **29A**, 539 (1969).
- Nagy T., Simon P., Veisz L. *Adv. Phys. X*, **6**, 1845795 (2020).
- Hanna M., Guichard F., Daher N., Bournet Q., Delen X., Georges P. *Laser Photon. Rev.*, **21**, 2100220 (2021).
- Кандидов В.П., Голубцов И.С., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **34**, 348 (2004) [*Quantum Electron.*, **34**, 348 (2004)].
- Bergé L., Skupin S., Nuter R., Kasparian J., Wolf J.-P. *Rep. Progr. Phys.*, **70**, 1633 (2007).
- Berge L., Mauger S., Skupin S. *Phys. Rev. A*, **81**, 013817 (2010).
- Ranka J.K., Gaeta A.L. *Opt. Lett.*, **23**, 534 (1998).
- Островский Л.А. *ЖТФ*, **33**, 905 (1963) [*Sov. Phys. Tech. Phys.*, **8**, 679 (1965)].
- Gustafson T.K., Tarant J.P., Haus H.A., Lifshitz J.R., Kelley P.L. *Phys. Rev.*, **177**, 306 (1969).
- DeMartini F., Nownes C.H., Gustafson T.K., Kelley P.L. *Phys. Rev.*, **164**, 312 (1967).
- Anderson D.P., Lisak M. *Phys. Rev. A*, **27**, 1393 (1983).
- Shumakova V., Malevich P., Ališauskas S., Voronin A., Zheltikov A.M., Faccio D., Kartashov D., Baltuška A., Pugžlys A. *Nature Commun.*, **7**, 12877 (2016).
- Voronin A.A., Zheltikov A.M. *Phys. Rev. A*, **94**, 023824 (2016).
- Hemmer M., Baudisch M., Thai A., Couairon A., Biegert V. *Opt. Express*, **21**, 28095 (2013).
- Воронин А.А., Желтиков А.М. *УФН*, **186**, 957 (2016) [*Phys. Usp.*, **59**, 869 (2016)].
- Schmidt B.E., Béjot P., Giguère M., A.D. Shiner, Trallero-Herrero C., Bisson É., Kasparian J., Wolf J.-P., Villeneuve D.M., Kieffer J.-C., Corkum P.B., Légaré F. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 121109 (2010).
- Voronin A.A., Zheltikov A.M., Ditmire T., Rus B., Korn G. *Opt. Commun.*, **291**, 299 (2013).
- Kaloshia V.P., Herrmann J. *Phys. Rev. A*, **62**, 011804(R) (2000).
- Balakin A.A., Litvak A.G., Mironov V.A., Skobelev S.A. *J. Opt.*, **19**, 095503 (2017).
- Balakin A.A., Kim A.V., Litvak A.G., Mironov V.A., Skobelev S.A. *Phys. Rev.*, **94**, 043812 (2016).
- Гольдберг В.Н., Таланов В.И., Эрм Р.Э. *Изв. вузов. Радиофизика*, **10**, 674 (1967) [*Radiophys. Quantum Electron.*, **10**, 368 (1967)].
- Marburger J.H. *Progr. Quantum Electron.*, **4**, 35 (1975).
- Kelley P.L. *Phys. Rev. Lett.*, **15**, 1005 (1965).
- Беспалов В.И., Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **3**, 471 (1966).
- Розанов Н.Н., Смирнов В.А. *Квантовая электроника*, **7**, 410 (1980) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **7**, 232 (1980)].
- Розанов Н.Н., Смирнов В.А. *Письма в ЖТФ*, **5**, 544 (1979) [*Sov. Phys. Tech. Phys. Lett.*, **5**, 222 (1979)].
- Гаранин С.Г., Епатко И.В., Львов Л.В., Серов Р.В., Сухарев С.А. *Квантовая электроника*, **37**, 1159 (2007) [*Quantum Electron.*, **37**, 1159 (2007)].
- Poteomkin A.K., Martyanov M.A., Kochetkova M.S., Khazanov E.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45**, 336 (2009).
- Couairon A., Mysyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).
- Knight J.C., Birks T.A., Russell P.S.J., Atkin D.M. *Opt. Lett.*, **21**, 1547 (1996).
- Cregan R.F., Mangan B.J., Knight J.C., Birks T.A., Russell P.S., Roberts P.J., Allan D.C. *Science*, **285**, 1537 (1999).
- Debord B., Amsanpally A., Alharbi M., Vincetti L., Blondy J.-M., Gèrôme F., Benabid F. *J. Lightwave Technol.*, **33**, 3630 (2015).
- Stutzki F., Jansen F., Otto H.-J., Jauregui C., Limpert J., Tünnermann A. *Optica*, **1**, 233 (2014).
- Markos C., Travers J.C., Abdolvand A., Eggleton B.J., Bang O. *Rev. Mod. Phys.*, **89**, 045003 (2017).
- Nakatsuka H., Grischkowsky D., Balant A.C. *Phys. Rev. Lett.*, **47**, 910 (1981).
- Shank C.V., Fork R.L., Yen R., Stolen R.H., Tomlinson W.J. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 761 (1982).
- Nikolaus B., Grischkowsky D. *Appl. Phys. Lett.*, **42**, 1 (1983).
- Nikolaus B., Grischkowsky D. *Appl. Phys. Lett.*, **43**, 228 (1983).
- Halbout J.-M., Grischkowsky D. *Appl. Phys. Lett.*, **45**, 1281 (1984).
- Fujimoto J.G., Weiner A.M., Ippen E.P. *Appl. Phys. Lett.*, **44**, 832 (1984).
- Damm T., Kaschke M., Noack F., Wilhelmi B. *Opt. Lett.*, **10**, 176 (1985).
- Knox W.H., Fork R.L., Downer M.C., Stolen R.H., Shank C.V., Valdmanis J.A. *Appl. Phys. Lett.*, **46**, 1120 (1985).
- Zysset B., Hodel W., Beaud P., Weber H.P. *Opt. Lett.*, **11**, 156 (1986).
- Fork R.L., Brito Cruz C.H., Becker P.C., Shank C.V. *Opt. Lett.*, **12**, 483 (1987).
- Sarukura N., Ishida Y., Nakano H. *Opt. Lett.*, **16**, 153 (1991).
- Baltuška A., Wei Z., Pshenichnikov M.S., Wiersma D.A., Szepocz R. *Appl. Phys. B*, **65**, 175 (1997).
- Baltuska A., Wei Z., Pshenichnikov M.S., Wiersma D.A. *Opt. Lett.*, **22**, 102 (1997).
- Saraceno C.J., Heckl O.H., Baer C.R.E., Südmeyer T., Keller U. *Opt. Express*, **19**, 1395 (2011).
- Lefort C., Mansuryan T., Louradour F., Barthelemy A. *Opt. Lett.*, **36**, 292 (2011).
- Guichard F., Zaouter Y., Hanna M., Morin F., Honninger C., Mottay E., Druon F., Georges P. *Opt. Lett.*, **38**, 4437 (2013).
- Pupeza I., Holzberger S., Eidam T., Carstens H., Esser D., Weitenberg J., Rußbüldt P., Rauschenberger J., Limpert J., Udem T., Tünnermann A., Hänsch T.W., Apolonski A., Krausz F., Fill E. *Nature Photon.*, **7**, 608 (2013).
- Klenke A., Hädrich S., Kienel M., Eidam T., Limpert J., Tünnermann A. *Opt. Lett.*, **39**, 3520 (2014).
- Liu W., Schimpf D.N., Eidam T., Limpert J., Tünnermann A., Kärtner F.X., Chang G. *Opt. Lett.*, **40**, 151 (2015).
- Carstens H., Högner M., Saule T., Holzberger S., Lilienfein N., Guggenmos A., Jocher C., Eidam T., Esser D., Tosa V., Pervak V., Limpert J., Tünnermann A., Kleineberg U., Krausz F., Pupeza I. *Optica*, **3**, 366 (2016).
- Klenke A., Kienel M., Eidam T., Hädrich S., Limpert J., Tünnermann A. *Opt. Lett.*, **38**, 4593 (2013).
- Emaury F., Saraceno C.J., Debord B., Ghosh D., Diebold A., Gèrôme F., Südmeyer T., Benabid F., Keller U. *Opt. Lett.*, **39**, 6843 (2014).
- Köttig F., Tani F., Biersach C.M., Travers J.C., Russell P.S.J. *Optica*, **4**, 1272 (2017).
- Mak K.F., Seidel M., Pronin O., Frosz M.H., Abdolvand A., Pervak V., Apolonski A., Krausz F., Travers J.C., Russell P.S.J. *Opt. Lett.*, **40**, 1238 (2015).
- Hädrich S., Krebs M., Hoffmann A., Klenke A., Rothhardt J., Limpert J., Tünnermann A. *Light: Sci. Applicat.*, **4**, e320 (2015).
- Guichard F., Giree A., Zaouter Y., Hanna M., Machinet G., Debord B., Gèrôme F., Dupriez P., Druon F., Honninger C., Mottay E., Benabid F., Georges P. *Opt. Express*, **23**, 7416 (2015).
- Köttig F., Schade D., Koehler J.R., Russell P.S.J., Tani F. *Opt. Express*, **28**, 9099 (2020).

76. Ermolov A., Heide C., Dienstbier P., Köttig F., Tani F., Hommelhoff P., Russell P.S.J. *Opt. Lett.*, **44**, 5005 (2019).
77. Jocher C., Eidam T., Hädrich S., Limpert J., Tünnermann A. *Opt. Lett.*, **37**, 4407 (2012).
78. Emaury F., Diebold A., Saraceno C.J., Keller U. *Optica*, **2**, 980 (2015).
79. Saule T., Holzberger S., De Vries O., Plötner M., Limpert J., Tünnermann A., Pupez A. *Appl. Phys. B*, **123**, 17 (2017).
80. Vernaleken Andreas, Weitenberg Johannes, Sartorius Thomas, Russbuedt Peter, Schneider Waldemar, Stebbings Sarah L., Kling Matthias F., Hommelhoff Peter, Hoffmann Hans-Dieter, Poprawe Reinhard, Krausz Ferenc, Hänsch Theodor W., Udem T. *Opt. Lett.*, **36**, 3428 (2011).
81. Niu F., Li J., Yang W., Zhang Z., Wang A. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **30**, 1479 (2018).
82. Emaury F., Dutin C.F., Saraceno C.J., Trant M., Heckl O.H., Wang Y.Y., Schriber C., Gerome F., Südmeyer T., Benabid F., Keller U. *Opt. Express*, **21**, 4986 (2013).
83. Pronin O., Seidel M., Lücking F., Brons J., Fedulova E., Trubetskov M., Pervak V., Apolonski A., Udem T., Krausz F. *Nature Commun.*, **6**, 6988 (2015).
84. Südmeyer T., Brunner F., Innerhofer E., Paschotta R., Furusawa K., Baggett J.C., Monro T.M., Richardson D.J., Keller U. *Opt. Lett.*, **28**, 1951 (2003).
85. Mak K.F., Travers J.C., Joly N.Y., Abdolvand A., Russell P.S.J. *Opt. Lett.*, **38**, 3592 (2013).
86. Gebhardt M., Gaida C., Hädrich S., Stutzki F., Jauregui C., Limpert J., Tünnermann A. *Opt. Lett.*, **40**, 2770 (2015).
87. Murari K., Stein G.J., Cankaya H., Debord B., Gèrôme F., Cirimi G., Mücke O.D., Li P., Ruelh A., Hartl I., Hong K.-H., Benabid F., Kärtner F.X. *Optica*, **3**, 816 (2016).
88. Liu W., Li C., Zhang Z., Kärtner F.X., Chang G. *Opt. Express*, **24**, 15328 (2016).
89. Heckl O.H., Saraceno C.J., Baer C.R.E., Südmeyer T., Wang Y.Y., Cheng Y., Benabid F., Keller U. *Opt. Express*, **19**, 19142 (2011).
90. Stolen R.H., Lin C. *Phys. Rev. A*, **17**, 1448 (1978).
91. Grischkowsky D., Balant A.C. *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 1 (1982).
92. Tomlinson W.J., Stolen R.H., Shank C.V. *J. Opt. Soc. Am. B*, **1**, 139 (1984).
93. Meinel R. *Opt. Commun.*, **47**, 343 (1983).
94. Johnson A.M., Stolen R.H., Simpson W.M. *Appl. Phys. Lett.*, **44**, 729 (1984).
95. Balakin A.A., Skobelev S.A., Andrianov A.V., Anashkina E.A., Litvak A.G. *Opt. Lett.*, **46**, 246 (2021).
96. Andrianov A.V., Kalinin N.A., Anashkina E.A. *Laser Phys. Lett.*, **18**, 125104 (2021).
97. Konorov S.O., Sidorov-Biryukov D.A., Zheltikova A.M. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 3690 (2004).
98. Nisoli M., Silvestri S.D., Svelto O. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 2793 (1996).
99. Ippen E.P., Shank C.V., Gustafson T.K. *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 190 (1974).
100. Zhou J.Y., Wang H.Z., Huang X.G., Cai Z.G., Yu Z.X. *Opt. Lett.*, **16**, 1865 (1991).
101. Vozzi M.N.C., Sansone G., Stagira S., de Silvestri S. *Appl. Phys. B*, **80**, 285 (2005).
102. Tempea G., Brabec T. *Opt. Lett.*, **23**, 762 (1998).
103. Milosevic N., Tempea G., Brabec T. *Opt. Lett.*, **25**, 672 (2000).
104. Fibich G., Gaeta A.L. *Opt. Lett.*, **25**, 335 (2000).
105. Tempea G., Brabec T. *Opt. Lett.*, **23**, 1286 (1998).
106. Stagira S., Priori E., Sansone G., Nisoli M., De Silvestri S., Gadermaier C. *Phys. Rev. A*, **66**, 033810 (2002).
107. Nagy T., Forster M., Simon P. *Appl. Opt.*, **47**, 3264 (2008).
108. Sartania S., Cheng Z., Lenzner M., Tempea G., Spielmann C., Krausz F., Ferencz K. *Opt. Lett.*, **22**, 1562 (1997).
109. Nisoli M., Silvestri S.D., Svelto O., Szpöcs R., Ferencz K., Spielmann C., Sartania S., Krausz F. *Opt. Lett.*, **22**, 522 (1997).
110. Nisoli M., Stagira S., De Silvestri S., Svelto O., Sartania S., Cheng Z., Lenzner M., Spielmann C., Krausz F. *Appl. Phys. B*, **65**, 189 (1997).
111. Nisoli M., Stagira S., De Silvestri S., Svelto O., Sartania S., Cheng Z., Tempea G., Spielmann C., Krausz F. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **4**, 414 (1998).
112. Cerullo G., De Silvestri S., Nisoli M., Sartania S., Stagira S., Svelto O. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **6**, 948 (2000).
113. Nisoli M., Sansone G., Stagira S., Vozzi C., De Silvestri S., Svelto O. *Appl. Phys. B*, **75**, 601 (2002).
114. Schenkel B., Biegert J., Keller U., Vozzi C., Nisoli M., Sansone G., Stagira S., De Silvestri S., Svelto O. *Opt. Lett.*, **28**, 1987 (2003).
115. Suda A., Hatayama M., Nagasaka K., Midorikawa K. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 111116 (2005).
116. Oishi Y., Suda A., Midorikawa K., Kannari F. *Rev. Sci. Instrum.*, **76**, 093114 (2005).
117. Sung J.H., Park J.Y., Imran T., Lee Y.S., Nam C.H. *Appl. Phys. B*, **82**, 5 (2006).
118. Robinson J.S., Haworth C.A., Teng H., Smith R.A., Marangos J.P., Tisch J.W.G. *Appl. Phys. B*, **85**, 525 (2006).
119. Mansour B.F., Anis H., Zeidler D., Corkum P.B., Villeneuve D.M. *Opt. Lett.*, **31**, 3185 (2006).
120. Cavalieri A.L., Goulielmakis E., Horvath B., Helml W., Schultze M., Fieß M., Pervak V., Veisz L., Yakovlev V.S., Uiberacker M., Apolonski A., Krausz F., Kienberger R. *New J. Phys.*, **9**, 242 (2007).
121. Bohman S., Suda A., Kaku M., Nurhuda M., Kanai T., Yamaguchi S., Midorikawa K. *Opt. Express*, **16**, 10684 (2008).
122. Chen J., Suda A., Takahashi E., Nurhuda M., Midorikawa K. *Opt. Lett.*, **33**, 2992 (2008).
123. Akturk S., Arnold C.L., Zhou B., Mysyrowicz A. *Opt. Lett.*, **34**, 1462 (2009).
124. Park J., Lee J.-h., Nam C.H. *Opt. Lett.*, **34**, 2342 (2009).
125. Lavenue L., Natile M., Guichard F., Délen X., Hanna M., Zaouter Y., Georges P. *Opt. Express*, **27**, 1958 (2019).
126. Hädrich S., Rothhardt J., Eidam T., Limpert J., Tünnermann A. *Opt. Express*, **17**, 3913 (2009).
127. Fourcade Dutin C., Dubrouil A., Petit S., Mével E., Constant E., Descamps D. *Opt. Lett.*, **35**, 253 (2010).
128. Arnold C.L., Zhou B., Akturk S., Chen S., Couairon A. *Mysyrowicz A. New J. Phys.*, **12**, 073015 (2010).
129. Bohman S., Suda A., Kanai T., Yamaguchi S., Midorikawa K. *Opt. Lett.*, **35**, 1887 (2010).
130. Anderson A., Lücking F., Prikoszovits T., Hofer M., Cheng Z., Neacsu C.C., Scharrer M., Rammler S., Russell P.S.J., Tempea G., Assion A. *Appl. Phys. B*, **103**, 531 (2011).
131. Andriukaitis G., Kartashov D., Lorenc D., Pugžlys A., Baltuška A., Giniūnas L., Danielius R., Limpert J., Clausnitzer T., Kley E.-B., Voronin A., Zheltikov A.M. *Opt. Lett.*, **36** (10), 1914 (2011).
132. Rothhardt J., Hädrich S., Carstens H., Herrick N., Demmler S., Limpert J., Tünnermann A. *Opt. Lett.*, **36**, 4605 (2011).
133. Auguste T., Gobert O., Dutin C.F., Dubrouil A., Mével E., Petit S., Constant E., Descamps D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **29**, 1277 (2012).
134. Schweinberger W., Sommer A., Bothschafter E., Li J., Krausz F., Kienberger R., Schultze M. *Opt. Lett.*, **37**, 3573 (2012).
135. Okell W.A., Witting T., Fabris D., Austin D., Bocum M., Frank F., Ricci A., Jullien A., Walke D., Marangos J.P., Lopez-Martens R., Tisch J.W.G. *Opt. Lett.*, **38**, 3918 (2013).
136. Hädrich S., Klenke A., Hoffmann A., Eidam T., Gottschall T., Rothhardt J., Limpert J., Tünnermann A. *Opt. Lett.*, **38** (19), 3866 (2013).
137. Jarnac A., Brizuela F., Heyl C.M., Rudawski P., Campi F., Kim B., Rading L., Johnsson P., Mysyrowicz A., L'Huillier A., Houard A., Arnold C.L. *Europ. Phys. J. D*, **68**, 373 (2014).
138. Lücking F., Trabattoni A., Anumula S., Sansone G., Calegari F., Nisoli M., Oksenhendler T., Tempea G. *Opt. Lett.*, **39** (8), 2302 (2014).
139. Rothhardt J., Hädrich S., Klenke A., Demmler S., Hoffmann A., Gottschall T., Eidam T., Krebs M., Limpert J., Tünnermann A. *Opt. Lett.*, **39**, 5224 (2014).
140. Hädrich S., Klenke A., Rothhardt J., Krebs M., Hoffmann A., Pronin O., Pervak V., Limpert J., Tünnermann A. *Nature Photon.*, **8**, 779 (2014).
141. Hort O., Dubrouil A., Cabasse A., Petit S., Mevel E., Descamps D., Constant E. *J. Opt. Soc. Am. B*, **32**, 1055 (2015).
142. Jacqmin H., Jullien A., Mercier B., Hanna M., Druon F., Papadopoulos D., Lopez-Martens R. *Opt. Lett.*, **40**, 709 (2015).
143. Hädrich S., Kienel M., Müller M., A. Klenke, Rothhardt J., Klas R., Gottschall T., Eidam T., Drozdy A., P. Jójárt, Z. Várallyay, Cormier E., Osvey K., Tünnermann A., Limpert J. *Opt. Lett.*, **41**, 4332 (2016).
144. Guo X., Tokita S., Yoshii K., Nishioka H., Kawanaka J. *Opt. Express*, **25**, 21171 (2017).
145. Lavenue L., Natile M., Guichard F., Zaouter Y., Hanna M., Mottay E., Georges P. *Opt. Express*, **25**, 7530 (2017).
146. Chen S., Jarnac A., Houard A., Liu Y., Arnold C.L., Zhou B., Forestier B., Prade B., Mysyrowicz A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **28**, 1009 (2011).

147. Nagy T., Pervak V., Simon P. *Opt. Lett.*, **36**, 4422 (2011).
148. Boehle F., Kretschmar M., Jullien A., Kovacs M., Miranda M., Romero R., Crespo H., Morgner U., Simon P., Lopez-Martens R., Nagy T. *Laser Phys. Lett.*, **11**, 095401 (2014).
149. Cardin V., Thire N., Beaulieu S., Wanie V., Legare F.O., Schmidt B.E. *Appl. Phys. Lett.*, **107**, 181101 (2015).
150. Jeong Y.-G., Piccoli R., Ferachou D., Cardin V., Chini M., Hädrich S., Limpert J., Morandotti R., Légaré F., Schmidt B.E., Razzari L. *Sci. Reports*, **8**, 11794 (2018).
151. Chen B.-H., Kretschmar M., Ehberger D., Blumenstein A., Simon P., Baum P., Nagy T. *Opt. Express*, **26**, 3861 (2018).
152. Khodakovskiy N.G., Kalashnikov M.P., Pajer V., Blumenstein A., Simon P., Toktamis M.M., Lozano M., Mercier B., Cheng Z., Nagy T., Lopez-Martens R. *Laser Phys. Lett.*, **16**, 095001 (2019).
153. Nagy T., Hädrich S., Simon P., Blumenstein A., Walther N., Klas R., Buldt J., Stark H., Breitkopf S., Jojart P., Seres I., Varallyay Z., Eidam T., Limpert J. *Optica*, **6**, 1423 (2019).
154. Ouillé M., Vernier A., Böhle F., Bocoum M., Jullien A., Lozano M., Rousseau J.-P., Cheng Z., Gustas D., Blumenstein A., Simon P., Haessler S., Faure J., Nagy T., Lopez-Martens R. *Light: Sci. Applicat.*, **9**, 47 (2020).
155. Nagy T., Kretschmar M., Vrakking M.J.J., Rouzée A. *Opt. Lett.*, **45**, 3313 (2020).
156. Beetar J.E., Nrisimhamurthy M., Truong T.-C., Nagar G.C., Liu Y., Nesper J., Suarez O., Rivas F., Wu Y., Shim B., Chini M. *Sci. Advances*, **6**, eabb5375 (2020).
157. Carpeggiani P.A., Coccia G., Fan G., Kaksis E., Pugžlys A., Baltuška A., Piccoli R., Jeong Y.-G., Rovere A., Morandotti R., Razzari L., Schmidt B.E., Voronin A.A., Zheltikov A.M. *Optica*, **7**, 1349 (2020).
158. Fan G., Carpeggiani P.A., Tao Z., Coccia G., Safaei R., Kaksis E., Pugžlys A., Légaré F., Schmidt B.E., Baltuška A. *Opt. Lett.*, **46**, 896 (2021).
159. Nagy T., von Grafenstein L., Ueberschaer D., Griebner U. *Opt. Lett.*, **46**, 3033 (2021).
160. Auguste T., Fourcade Dutin C., Dubrouil A., Gobert O., Hort O., Mével E., Petit S., Constant E., Descamps D. *Appl. Phys. B*, **111**, 75 (2013).
161. Nurhuda M., Suda A., Midorikawa K., Budiono H. *J. Opt. Soc. Am. B*, **22**, 1757 (2005).
162. Nurhuda M., Suda A., Midorikawa K., Hatayama M., Nagasaka K. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 2002 (2003).
163. Chen X., Jullien A., Malvache A., Canova L., Borot A., Trisorio A., Durfee C.G., Lopez-Martens R. *Opt. Lett.*, **34**, 1588 (2009).
164. Nurhuda M., Suda A., Bohman S., Yamaguchi S., Midorikawa K. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 153902 (2006).
165. Власов С.Н., Колосова Е.В., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **42**, 989 (2012) [*Quantum Electron.*, **42**, 989 (2012)].
166. Высотина Н.В., Розанов Н.Н., Яшин В.Е. *Оптика и спектроскопия*, **110**, 1029 (2011) [*Opt. Spectrosc.*, **110**, 973 (2011)].
167. Henriott D., Kogelnik H., Kompfner R. *Appl. Opt.*, **3**, 523 (1964).
168. Sennaroglu A., Fujimoto J.G. *Opt. Express*, **11**, 1106 (2003).
169. Hanna M., Délen X., Lavenu L., Guichard F., Zaouter Y., Druon F., Georges P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **34**, 1340 (2017).
170. Russbuehdt P., Weitenberg J., Vernaleken A., Sartorius T., Schulte J. Patent No. US9847615B2 (2017).
171. Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **11**, 303 (1970) [*JETP Lett.*, **11**, 199 (1970)].
172. Cao H., Nagymihaly R.S., Chvykov V., Khodakovskiy N., Kalashnikov M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **36**, 2517 (2019).
173. Daher N., Guichard F., Jolly S.W., Délen X., Quééré F., Hanna M., Georges P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **37**, 993 (2020).
174. Hanna M., Daniault L., Guichard F., Daher N., Délen X., Lopez-Martens R., Georges P. *Opt. Soc. Am. Continuum*, **4**, 732 (2021).
175. Cao H., Nagymihaly R.S., Kalashnikov M. *Opt. Lett.*, **45**, 3240 (2020).
176. Schulte J., Sartorius T., Weitenberg J., Vernaleken A., Russbuehdt P. *Opt. Lett.*, **41**, 4511 (2016).
177. Weitenberg J., Vernaleken A., Schulte J., Ozawa A., Sartorius T., Pervak V., Hoffmann H.-D., Udem T., Russbuehdt P., Hänsch T.W. *Opt. Express*, **25**, 20502 (2017).
178. Weitenberg J., Saule T., Schulte J., Rußbüldt P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **53**, 8600204 (2017).
179. Fritsch K., Poetzlberger M., Pervak V., Brons J., Pronin O. *Opt. Lett.*, **43**, 4643 (2018).
180. Meyer F., Hekmat N., Vogel T., Omar A., Mansourzadeh S., Fobbe F., Hoffmann M., Wang Y., Saraceno C.J. *Opt. Express*, **27**, 30340 (2019).
181. Gröbmeyer S., Brons J., Seidel M., Pronin O. *Laser Photon. Rev.*, **13**, 1800256 (2019).
182. Tsai C.-L., Meyer F., Omar A., Wang Y., Liang A.-Y., Lu C.-H., Hoffmann M., Yang S.-D., Saraceno C.J. *Opt. Lett.*, **44**, 4115 (2019).
183. Meyer F., Vogel T., Ahmed S., Saraceno C.J. *Opt. Lett.*, **45**, 2494 (2020).
184. Vicentini E., Wang Y., Gatti D., Gambetta A., Laporta P., Galzerano G., Curtis K., McEwan K., Howle C.R., Coluccelli N. *Opt. Express*, **28**, 4541 (2020).
185. Barbiero G., Wang H., Brons J., Chen B.-H., Pervak V., Fattahi H. *J. Phys. B: Atomic, Molec. Opt. Phys.*, **53**, 125601 (2020).
186. Barbiero G., Wang H., Grahl M., Gröbmeyer S., Kimbaras D., Neuhaus M., Pervak V., Nubbemeyer T., Fattahi H., Kling M.F. *Opt. Lett.*, **46**, 5304 (2021).
187. Song J., Wang Z., Lv R., Wang X., Teng H., Zhu J., Wei Z. *Appl. Phys. B*, **127**, 50 (2021).
188. Ueffing M., Reiger S., Kaumanns M., Pervak V., Trubetskov M., Nubbemeyer T., Krausz F. *Opt. Lett.*, **43**, 2070 (2018).
189. Lavenu L., Natile M., Guichard F., Zaouter Y., Delen X., Hanna M., Mottay E., Georges P. *Opt. Lett.*, **43**, 2252 (2018).
190. Kaumanns M., Pervak V., Kormin D., Leshchenko V., Kessel A., Ueffing M., Chen Y., Nubbemeyer T. *Opt. Lett.*, **43**, 5877 (2018).
191. Russbuehdt P., Weitenberg J., Schulte J., Meyer R., Meinhardt C., Hoffmann H.D., Poprawe R. *Opt. Lett.*, **44**, 5222 (2019).
192. Balla P., Wahid A.B., Sytcevic I., Guo C., Viotti A.-L., Silletti L., Cartella A., Alisauskas S., Tavakol H., Grosse-Wortmann U., Schönberg A., Seidel M., Trabattoni A., Manschwet B., Lang T., Calegari F., Couairon A., L'Huillier A., Arnold C.L., Hartl I., Heyl C.M. *Opt. Lett.*, **45**, 2572 (2020).
193. Grebing C., Müller M., Buldt J., Stark H., Limpert J. *Opt. Lett.*, **45**, 6250 (2020).
194. Kramer Patrick L., Windeler Matthew K.R., Mecseki Katalin, Champenois Elio G., Hoffmann Matthias C., Tavella A.F. *Opt. Express*, **28**, 16951 (2020).
195. Kaumanns M., Kormin D., Nubbemeyer T., Pervak V., Karsch S. *Opt. Lett.*, **46**, 929 (2021).
196. Müller M., Buldt J., Stark H., Grebing C., Limpert J. *Opt. Lett.*, **46**, 2678 (2021).
197. Viotti A.-L., Alisauskas S., Bin Wahid A., Balla P., Schirmel N., Manschwet B., Hartl I., Heyl C.M. *J. Synchrotron Radiat.*, **28**, 36 (2021).
198. Viotti A.-L., Alisauskas S., Tünnermann H., Escoto E., Seidel M., Dudde K., Manschwet B., Hartl I., Heyl C.M. *Opt. Lett.*, **46**, 4686 (2021).
199. Rueda P., Videla F., Witting T., Torchia G.A., Furch F.J. *Opt. Express*, **29**, 27004 (2021).
200. Daniault L., Cheng Z., Kaur J., Hergott J.-F., Réau F., Tcherbakoff O., Daher N., Délen X., Hanna M., Lopez-Martens R. *Opt. Lett.*, **46**, 5264 (2021).
201. Kruglov V.I., Logvin Y.A., Volkov V.M. *J. Mod. Opt.*, **39**, 2277 (1992).
202. Vuong L.T., Grow T.D., Ishaaya A., Gaeta A.L., Hooft G.W., Eliel E.R., Fibich G. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 133901 (2006).
203. Lehmburg R.H., McMahon J.M. *Appl. Phys. Lett.*, **28**, 204 (1976).
204. Petrov V., Rudolph W., Wilhelmi B. *J. Mod. Opt.*, **36**, 587 (1989).
205. Mourou G., Cheriaux G., Radier C. Patent No. US20110299152A1 (2009).
206. Миронов С.Ю., Ложкарев В.В., Хазанов Е.А., Муру Ж. *Квантовая электроника*, **43**, 711 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 711 (2013)].
207. Mironov S., Khazanov E., Sergeev A., Lassonde P., Kieffer J.-C., Mourou G. Patent No. US9678405 (2014).
208. Hunt J.T., Renard P.A., Nelson R.J. *Appl. Opt.*, **15**, 1458 (1976).
209. Perevezentsev E., Poteomkin A., Khazanov E. *Appl. Opt.*, **46**, 774 (2007).
210. Siegman A.E. *Proc. SPIE*, **1224**, 2 (1990).
211. Strehl K. *Z. Instrumentenk.*, **22**, 213 (1902).
212. Martyanov M., Mironov S., Starodubtsev M., Soloviev A., Kochetkov A., Ginzburg V., Shaykin A., Khazanov E., in *Proc. High-Brightness Sources and Light-Driven (Interactions) Congress*, 23–25 March 2022, Budapest, Hungary, 2022) (to be published).
213. Мак А.А., Яшин В.Е. *Оптика и спектроскопия*, **70**, 3 (1991) [*Opt. Spectrosc.*, **70**, 1 (1991)].

214. Андреев А.А., Мак А.А., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **24**, 99 (1997) [*Quantum Electron.*, **27**, 95 (1997)].
215. Mironov S.Y., Lozhkarev V.V., Ginzburg V.N., Yakovlev I.V., Luchinin G., Shaykin A.A., Khazanov E.A., Babin A.A., Novikov E., Fadeev S., Sergeev A.M., Mourou G.A. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **18**, 7 (2012).
216. Reitze D.H., Weiner A.M., Leaird D.E. *Opt. Lett.*, **16**, 1409 (1991).
217. Mevel E., Tcherbakoff O., Salin F., Constant E. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 105 (2003).
218. Xiao-Fang L., Xiao-Wei C., Yong-Liang J., Jun L., Zhi-Nan Z., Ru-Xin L., Zhi-Zhan X. *Chinese Phys. Lett.*, **23**, 3278 (2006).
219. Seidel M., Arisholm G., Brons J., Pervak V., Pronin O. *Opt. Express*, **24**, 9412 (2016).
220. He P., Liu Y., Zhao K., Teng H., He X., Huang P., Huang H., Zhong S., Jiang Y., Fang S., Hou X., Wei Z. *Opt. Lett.*, **42**, 474 (2017).
221. Lu C.-H., Witting T., Husakou A., Vrakking M.J.J., Kung A.H., Furch F.J. *Opt. Express*, **26**, 8941 (2018).
222. Beetar J.E., Gholam-Mirzaei S., Chini M. *Appl. Phys. Lett.*, **112**, 051102 (2018).
223. Lu C.-H., Wu W.-H., Kuo S.-H., Guo J.-Y., Chen M.-C., Yang S.-D., Kung A.H. *Opt. Express*, **27**, 15638 (2019).
224. Seo M., Tsendsuren K., Mitra S., Kling M., Kim D. *Opt. Lett.*, **45**, 367 (2020).
225. Calendron A.-L., Meier J., Kueny E., Velten S., Bocklage L., Röhlberger R., Kärtner F.X. *Appl. Opt.*, **60**, 912 (2021).
226. Stanfield M., Beier N.F., Hakimi S., Allison H., Farinella D., Hussein A.E., Tajima T., Dollar F. *Opt. Express*, **29**, 9123 (2021).
227. Krebs N., Pugliesi I., Riedle E. *Appl. Sci.*, **3**, 153 (2013).
228. Nkeck J.E., Guiramand L., Ropagnol X., Blanchard F. *J. Opt. Soc. Am. B*, **38**, 2715 (2021).
229. Rolland C., Corkum P.B. *J. Opt. Soc. Am. B*, **5**, 641 (1988).
230. Chvykov V., Radier C., Cheriaux G., Kalinchenko G., Yanovsky V., Mourou G. *Compression of Ultra-high Power Laser Pulses*, in *IEEE, 2010, OSA Techn. Digest (CD)* (Optica Publishing Group, 2010, paper JThG4).
231. Mironov S., Lassonde P., Kieffer J.C., Khazanov E., Mourou G. *Europ. Phys. J.-Special Top.*, **223**, 1175 (2014).
232. Lassonde P., Mironov S., Fourmaux S., Payeur S., Khazanov E., Sergeev A., Kieffer J.C., Mourou G. *Laser Phys. Lett.*, **13**, 075401 (2016).
233. Миронов С.Ю., Уилер Д., Гонин Р., Кожокару Г., Унгуреану Р., Баници Р., Сербанеску М., Дабу Р., Муру Ж., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **47**, 173 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 173 (2017)].
234. Миронов С.Ю., Гинзбург В.Н., Яковлев И.В., Кочетков А.А., Шайкин А.А., Хазанов Е.А., Муру Ж. *Квантовая электроника*, **47**, 614 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 614 (2017)].
235. Lee S.K., Yoo J.Y., Kim J.I., Bhushan R., Kim Y.G., Yoon J.W., Lee H.W., Sung J.H., Nam C.H. *High Energy Pulse Compression by a Solid Medium*, in *Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), San Jose, CA* (Optica Publishing Group, 2018, paper JTu2A.166).
236. Farinella D.M., Wheeler J., Hussein A.E., Nees J., Stanfield M., Beier N., Ma Y., Sojocar G., Ungureanu R., Pittman M., Demailly J., Baynard E., Fabbri R., Masruri M., Secareanu R., Naziru A., Dabu R., Maksimchuk A., Krushelnick K., Ros D., Mourou G., Tajima T., Dollar F. *J. Opt. Soc. Am. B*, **36**, A28 (2019).
237. Masruri M., Wheeler J., Dancus I., Fabbri R., Naziru A., Secareanu R., Ursescu D., Sojocar G., Ungureanu R., Farinella D., Pittman M., Mironov S., Balascuta S., Doria D., Ros D., Dabu R. *Optical Thin Film Compression for Laser Induced Plasma Diagnostics*, in *Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), San Jose, CA* (Optica Publishing Group, 2019, paper SW4E.3).
238. Гинзбург В.Н., Яковлев И.В., Зуев А.С., Коробейникова А.П., Кочетков А.А., Кузьмин А.А., Миронов С.Ю., Шайкин А.А., Шайкин И.А., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **49**, 299 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 299 (2019)].
239. Farinella D.M., Stanfield M., Beier N., Nguyen T., Hakimi S., Tajima T., Dollar F., Wheeler J., Mourou G. *Intern. J. Modern Phys. A*, **34**, 1943015 (2019).
240. Ginzburg V., Yakovlev I., Zuev A., Korobeynikova A., Kochetkov A., Kuzmin A., Mironov S., Shaykin A., Shaikin I., Khazanov E., Mourou G. *Phys. Rev. A*, **101**, 013829 (2020).
241. Гинзбург В.Н., Яковлев И.В., Зуев А.С., Коробейникова А.П., Кочетков А.А., Кузьмин А.А., Миронов С.Ю., Шайкин А.А., Шайкин И.А., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **50**, 331 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 331 (2020)].
242. Mironov S.Y., Fourmaux S., Lassonde P., Ginzburg V.N., Payeur S., Kieffer J.-C., Khazanov E.A., Mourou G. *Appl. Phys. Lett.*, **116**, 241101 (2020).
243. Tamer I., Hornung M., Lukas L., Hellwing M., Keppler S., van Hull R., Hein J., Zepf M., Kaluza M.C. *Opt. Lett.*, **45**, 6575 (2020).
244. Ginzburg V., Yakovlev I., Kochetkov A., Kuzmin A., Mironov S., Shaikin I., Shaykin A., Khazanov E. *Opt. Express*, **29**, 28297 (2021).
245. Shaykin A., Ginzburg V., Yakovlev I., Kochetkov A., Kuzmin A., Mironov S., Shaikin I., Stukachev S., Lozhkarev V., Prokhorov A., Khazanov E. *High Power Laser Sci. Eng.*, **9**, 7 (2021).
246. Kieffer J.C., Ham B., Hallin E., Breerton N., Fourmaux S., Lassonde P., Mironov S.Y., Khazanov E.A., Mourou G., in *Proc. High-Brightness Sources and Light-Driven Interactions Congress (23–25 March 2022, Budapest, Hungary)* (to be published).
247. Власов С.Н., Петрищев В.А., Таланов В.И. *Изв. вузов. Радиофизика*, **13**, 908 (1970) [*Radiophys. Quantum Electron.*, **13**, 908 (1970)].
248. Centurion M., Porter M.A., Kevrekidis P.G., Psaltis D. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 033903 (2006).
249. Bergé L., Mezentsev V.K., Rasmussen J. Juul, Christiansen P. Leth, Gaididei Y.B. *Opt. Lett.*, **25**, 1037 (2000).
250. Lu C.-H., Tsou Y.-J., Chen H.-Y., Chen B.-H., Cheng Y.-C., Yang S.-D., Chen M.-C., Hsu C.-C., Kung A.H. *Optica*, **1**, 400 (2014).
251. Cheng Y.-C., Lu C.-H., Lin Y.-Y., Kung A.H. *Opt. Express*, **24**, 7224 (2016).
252. Гинзбург В.Н., Кочетков А.А., Яковлев И.В., Миронов С.Ю., Шайкин А.А., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **46**, 106 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 106 (2016)].
253. Чилингарян Ю.С. *ЖЭТФ*, **55**, 1589 (1968) [*Sov. Phys. JETP*, **28**, 832 (1969)].
254. Гинзбург В.Н., Кочетков А.А., Миронов С.Ю., Потемкин А.К., Силин Д.Е., Хазанов Е.А. *Изв. вузов. Радиофизика*, **62**, 953 (2019) [*Radiophys. Quantum Electron.*, **62**, 849 (2020)].
255. Mironov S., Lozhkarev V., Luchinin G., Shaykin A., Khazanov E. *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, **113**, 147 (2013).
256. Гинзбург В.Н., Кочетков А.А., Потемкин А.К., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **48**, 325 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 325 (2018)].
257. Кочеткова М.С., Мартыанов М.А., Потемкин А.К., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **39**, 923 (2009) [*Quantum Electron.*, **39**, 923 (2009)].
258. Rajaofara Z., Leproux P., Capitaine E., Kano H., Hayakawa T., Thomas P., Duclère J.-R., Couderc V. *AIP Adv.*, **9**, 105301 (2019).
259. Mironov S., Gacheva E., Ginzburg V., Silin D.E., Kochetkov A., Mamaev Y., Shaykin A., Khazanov E., Mourou G. *Laser Phys. Lett.*, **12**, 025301 (2015).
260. Власов С.Н. *Квантовая электроника*, **3**, 451 (1976) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **6**, 245 (1976)].
261. Баранова Н.Б., Быковский Н.Е., Сенатский Ю.В., Чекалин С.В. *Труды ФИАН*, **103**, 84 (1978) [*J. Sov. Laser Research*, **1**, 62 (1980)].
262. Быковский Н.Е., Иванов В.В., Сенатский Ю.В. *Труды ФИАН*, **149**, 150 (1985).
263. Баранова Н.Б., Быковский Н.Е., Зельдович Б.Я., Сенатский Ю.В. *Квантовая электроника*, **1**, 2450 (1974) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **4**, 1362 (1974)].
264. Бабиченко С.М., Быковский Н.Е., Сенатский Ю.В. *Квантовая электроника*, **9**, 161 (1982) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **12**, 105 (1982)].
265. Mironov S.Y., Wheeler J.A., Khazanov E.A., Mourou G.A. *Opt. Lett.*, **46**, 4570 (2021).