

УДК 530.182

ВЛИЯНИЕ ХАРАКТЕРНЫХ МАСШТАБОВ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ВОЛНОВОГО ПАКЕТА СРЕДНЕГО ИК ДИАПАЗОНА НА ПОРОГОВУЮ МОЩНОСТЬ ФИЛАМЕНТАЦИИ

Е. Д. Залозная^{1,2}, А. Е. Дормидонов^{1,2}, В. О. Компанец²

Исследована зависимость процесса формирования световой пули от соотношения между дифракционной и дисперсионной длинами фемтосекундного волнового пакета среднего ИК диапазона при распространении в прозрачных диэлектриках. Установлено, что отношение дифракционной длины волнового пакета к его дисперсионной длине является параметром подобия процесса возникновения световой пули в условиях аномальной дисперсии групповой скорости. Пороговая мощность филаментации, отнесенная к критической мощности стационарной самофокусировки, также определяется введенным параметром подобия, возрастая с его увеличением.

Ключевые слова: филаментация, волновой пакет, световая пуля, дисперсия групповой скорости, пороговая мощность.

Введение. Явление филаментации, заключающееся в пространственно-временной локализации световой энергии, которая поддерживается в объеме прозрачной среды на расстоянии, много большем релеевской длины, привлекает внимание ученых как один из актуальных фундаментальных и прикладных вопросов современной нелинейной оптики [1].

Мощный фемтосекундный волновой пакет (ВП) при взаимодействии с нелинейной средой испытывает пространственные, временные и спектральные трансформации, одним из определяющих факторов которых является дисперсия среды. Так, сжатие ВП

¹ МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, 119991 Россия, Москва, Воробьевы горы, 1; e-mail: ed.zaloznaya@physics.msu.ru.

² Институт спектроскопии РАН, 108840 Россия, Москва, Троицк, ул. Физическая, 5.

по пространству при самофокусировке и компрессия его во времени из-за фазовой самомодуляции в керровской среде в условиях аномальной дисперсии групповой скорости ($k_2 = \partial^2 k / \partial \omega^2 < 0$, $k(\omega)$ – закон материальной дисперсии среды), приводят к формированию экстремально сжатого в пространстве и времени высокоинтенсивного волнового пакета – световой пули (СП).

Возможность формирования СП впервые была показана в [2], где в безабберационном приближении рассматривалось распространение излучения в керровской диспергирующей среде во втором приближении теории дисперсии. Согласно [2] зарождение СП происходит в результате согласованного сжатия ВП в пространстве и во времени, а необходимым условием её формирования является аномальный характер дисперсии групповой скорости.

Высокая пространственно-временная локализация оптического излучения в СП открывает широкие перспективы в развитии методов времяразрешенной диагностики и систем передачи лазерной энергии высокой плотности. С этим связан интерес исследователей к характерным особенностям процессов трансформации мощного фемтосекундного излучения, образования СП и генерации спектра, а также универсальным параметрам, определяющим эти процессы. Определение “слабой”, “умеренной” и “сильной” аномальной дисперсии групповой скорости (АДГС) по величине размерного параметра k_2 , использованное в [3], не позволяет обобщенно представить влияние дисперсии на образование СП в различных средах.

Цель настоящей работы заключается в исследовании зависимости пороговой мощности филаментации и образования световых пульс от соотношения между дифракционной и дисперсионной длинами волнового пакета. С помощью численного моделирования процесса филаментации фемтосекундных импульсов в SiO_2 , LiF и CaF_2 рассматривается сценарий возникновения СП при различных значениях параметра $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}}$.

Формулировка задачи. Для численного исследования филаментации использовалось приближение медленно меняющейся волны [4], с помощью которого можно описывать распространение и трансформацию ВП длительностью вплоть до одной оптической осцилляции. Уравнения рассматриваемой математической модели описывают дифракцию пучка, дисперсию импульса, нестационарные изменения показателя преломления среды, вызванные керровской и плазменной нелинейностями, генерацию лазерной плазмы и ослабление излучения.

Рассматривалось коллимированное спектрально-ограниченное излучение ВП с гауссовым распределением амплитуды светового поля во времени и в поперечном сечении пучка:

$$A(r, t, z = 0) = A_0 \exp \left\{ -\frac{r^2}{2a_0^2} - \frac{t^2}{2\tau_0^2} \right\},$$

где a_0 и τ_0 – радиус пучка и полудлительность импульса по уровню интенсивности e^{-1} , A_0 – пиковая амплитуда светового поля.

Исследование влияния соотношения между дифракционной ($L_{\text{dif}} = ka_0^2$) и дисперсионной ($L_{\text{disp}} = \tau_0^2/|k_2|$) длинами входного излучения на филаментацию и формирование СП проводилось при численном рассмотрении распространения фемтосекундных ВП в SiO_2 , CaF_2 и LiF на длинах волн 2000, 3000 и 3100 нм соответственно, что соответствует области АДГС выбранных диэлектриков ($k_2^{\text{SiO}_2} = -100 \text{ фс}^2/\text{мм}$, $k_2^{\text{CaF}_2} = -105 \text{ фс}^2/\text{мм}$, $k_2^{\text{LiF}} = -267 \text{ фс}^2/\text{мм}$).

Длительность импульса в SiO_2 на длине волны 2000 нм составляла $2\tau_0 = 60 \text{ фс}$ и дисперсионная длина $L_{\text{disp}} = 9 \text{ мм}$. В CaF_2 и LiF длительность $2\tau_0 = 120 \text{ фс}$, что на рассматриваемых длинах волн (3000 нм и 3100 нм) соответствует $L_{\text{disp}} = 34 \text{ мм}$ и $L_{\text{disp}} = 13.5 \text{ мм}$. Во всех поставленных численных экспериментах дисперсионная длина оставалась постоянной, а соотношение $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}}$ изменялось в диапазоне 0.12–13 варьированием радиуса пучка и, следовательно, дифракционной длины, что соответствует возможностям эксперимента. При численном моделировании для некоторого соотношения $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}}$ осуществлялось многократное решение задачи филаментации ВП при изменении его мощности. Пороговой мощностью филаментации является минимальная мощность ВП, при которой образуется СП.

Результаты. Трансформация пространственно-временного распределения интенсивности в процессе образования СП при филаментации в прозрачных диэлектриках исследована описанным методом.

На рис. 1 представлены пространственно-временные распределения интенсивности $\lg(I(r, t)/I_0)$ (I_0 – начальная пиковая интенсивность) в волновом пакете на ряде характерных расстояний от входа излучения в среду для соотношения $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}} \approx 1$. Рис. 1(а) иллюстрирует начальное распределение интенсивности излучения. В выбранном масштабе по радиальной и временной координатам линии равной интенсивности имеют вид окружностей. Компрессия ВП происходит одновременно в пространстве и во времени. То есть наряду со сжатием в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, происходит его компрессия во времени (рис. 1(б)), при котором распределение интенсивности $I(r, t)$ остается подобным первоначальному (рис. 1(а)) до образования

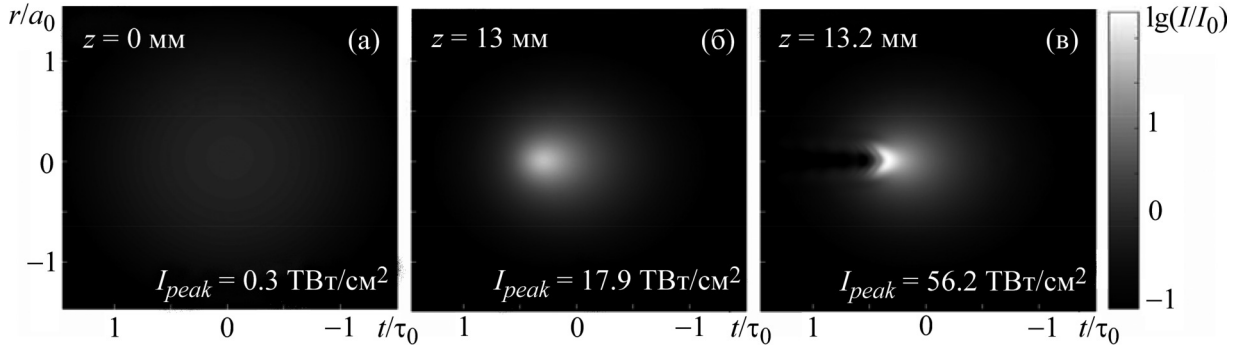


Рис. 1: Тоновые картины пространственно-временного распределения интенсивности $I(r, t)$ в волновом пакете, представленные в логарифмическом масштабе яркости $\lg(I(r, t)/I_0)$ на характерных расстояниях в SiO_2 при $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}} = 1.15$ и пиковой мощности $P_0 = P_{\text{th}} = 1.3P_{\text{cr}}$.

СП с высокой локализацией светового поля и начала дефокусировки в самонаведенной лазерной плазме (рис. 1(в)). В таком режиме пороговая мощность образования СП (P_{th}) незначительно превышает критическую мощность стационарной самофокусировки P_{cr} . Так, в SiO_2 при $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}} = 1$ $P_{\text{th}} = 1.15P_{\text{cr}}$, а в LiF и CaF_2 $P_{\text{th}} = 1.2P_{\text{cr}}$ (рис. 4).

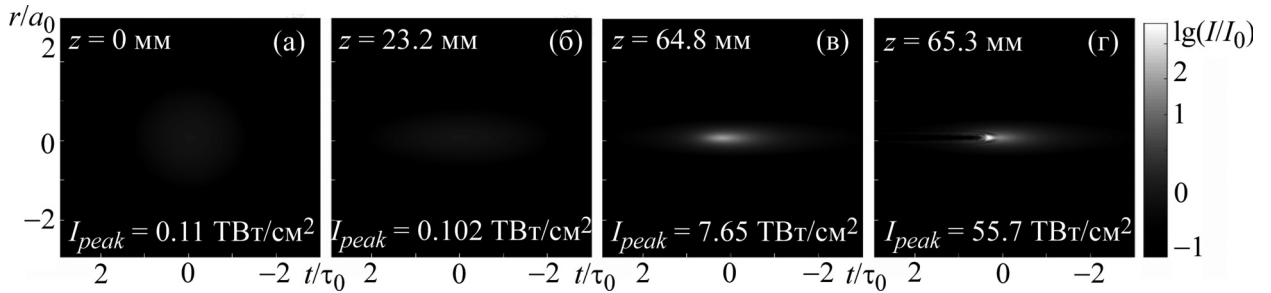


Рис. 2: Тоновые картины пространственно-временного распределения интенсивности $I(r, t)$ в волновом пакете, представленные в логарифмическом масштабе яркости $\lg(I(r, t)/I_0)$ на характерных расстояниях в SiO_2 при $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}} = 13$ и пиковой мощности $P_0 = P_{\text{th}} = 5.2P_{\text{cr}}$.

Пространственно-временные распределения интенсивности $\lg(I(r, t)/I_0)$ в ВП, для которого справедливо соотношение $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}} \gg 1$, представлены на рис. 2. Поскольку в этом случае дифракционные эффекты проявляются на большем расстоянии чем дисперсионные – начальный этап распространения ВП сопровождается сильным дисперсионным расплыванием импульса во времени (рис. 2(б)), что приводит к уменьшению пиковой интенсивности ВП по сравнению с первоначальной (рис. 2(а)). Если интенсив-

ность центральной области импульса будет высока настолько, чтобы нелинейной модуляции фазы в керровской среде оказалось достаточно для компрессии центральной части ВП в пространстве и времени (рис. 2(в)), произойдет зарождение СП и генерация лазерной плазмы (рис. 2(г)). В связи с этим, пороговая мощность импульса P_{th} , необходимая для образования филамента, оказывается больше P_{cr} (рис. 4). Так, при параметре $L_{dif}/L_{disp} = 13$ в SiO_2 филаментация возникает при $P_{th} = 5.2P_{cr}$, с $L_{dif}/L_{disp} = 10$ в LiF – при $P_{th} = 4P_{cr}$, с $L_{dif}/L_{disp} = 20$ в CaF_2 – при $P_{th} = 5.3P_{cr}$ (рис. 4).

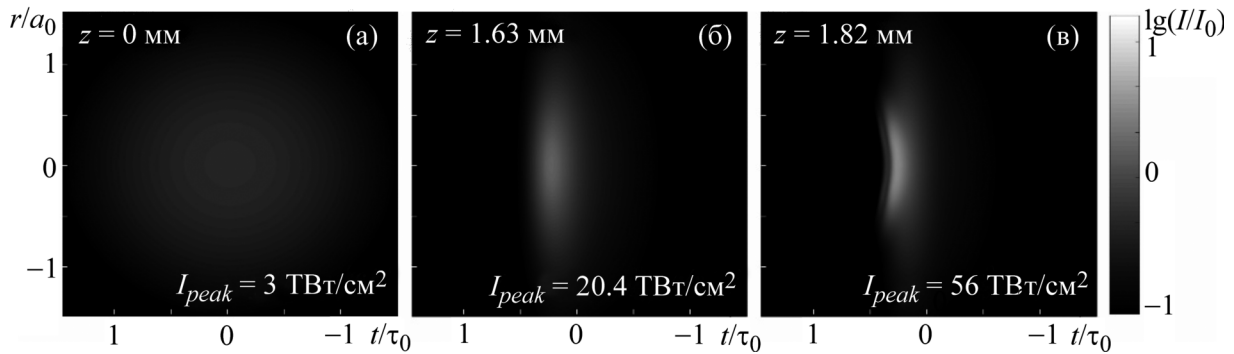


Рис. 3: Тоновые картины пространственно-временного распределения интенсивности $I(r, t)$ в волновом пакете, представленные в логарифмическом масштабе яркости $\lg(I(r, t)/I_0)$ на характерных расстояниях в SiO_2 при $L_{dif}/L_{disp} = 0.08$ и пиковой мощности $P_0 = P_{th} = 0.85P_{cr}$.

При $\frac{L_{dif}}{L_{disp}} \ll 1$ компрессия импульса во времени, вызванная фазовой самомодуляцией в керровской среде (рис. 3(б)), возрастает с расстоянием, приводя к образованию СП (рис. 3(в)) и дефокусировке хвоста импульса на образовавшемся плазменном канале. Пороговая мощность филаментации P_{th} в этом случае снижается по сравнению с критической мощностью стационарной самофокусировки P_{cr} . Во всех рассмотренных средах при $L_{dif}/L_{disp} \approx 0.1$ P_{th} составляет $(0.85 - 0.9)P_{cr}$ (рис. 4).

На рис. 4 представлены пороговые значения пиковой мощности P_{th} , отнесенные к критической мощности стационарной самофокусировки P_{cr} для некоторых характерных отношений L_{dif}/L_{disp} .

Характер зависимости пороговой мощности филаментации P_{th} , полученной численно, совпадает с результатами эксперимента, выполненного в ИСАНе. Систематическое отклонение экспериментальных значений P_{th}/P_{cr} от численных обусловлено начальной фазовой модуляцией излучения, неоднородной в поперечном сечении пучка, не учтенной в математической модели.

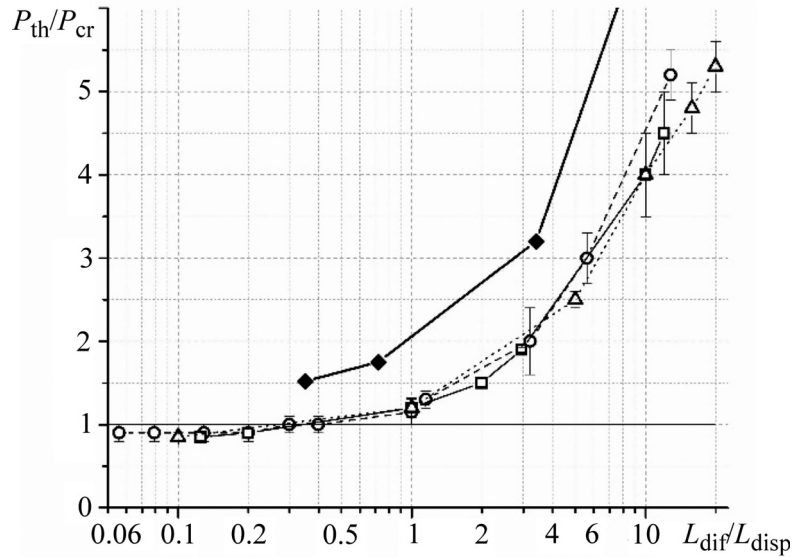


Рис. 4: Пороговая мощность филаментации и образования СП, отнесенная к критической мощности стационарной самофокусировки, в зависимости от параметра $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}}$ (эксперимент – SiO_2 (\blacklozenge); численное моделирование SiO_2 (\circ), LiF (Δ), CaF_2 (\square)).

Видно, что значения пороговой мощности P_{th} , отнесенные к критической мощности стационарной самофокусировки P_{cr} , для ВП с различными длинами волн во всех рассмотренных диэлектриках ложатся на одну кривую зависимости от отношения $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}}$.

Заключение. Относительная пороговая мощность $P_{\text{th}}/P_{\text{cr}}$ филаментации фемтосекундного ВП не зависит от длины волны излучения и параметров нелинейной диспергирующей среды, а определяется отношением $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}}$. Таким образом, отношение дифракционной длины ВП к его дисперсионной длине является параметром подобия, характеризующим процесс филаментации и образования СП до генерации лазерной плазмы. Изменение пороговой мощности P_{th} образования филамента и СП в прозрачных диэлектриках подчиняется единой зависимости от введенного параметра подобия.

В случае $L_{\text{dif}} \gg L_{\text{disp}}$ дисперсионное расплывание ВП на начальном этапе распространения препятствует образованию СП и пороговая мощность филаментации оказывается больше критической мощности стационарной самофокусировки, монотонно спадая с уменьшением параметра подобия $L_{\text{dif}}/L_{\text{disp}}$.

Выявленные общие закономерности трансформации ВП при филаментации фемто-секундных лазерных импульсов позволяют на основе общего подхода изучать динамику СП как в конденсированных средах, так и в газах.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-12-00422).

Эксперименты выполнены на уникальной научной установке “Многоцелевой фемто-секундный лазерно-диагностический спектрометрический комплекс” Института спектроскопии РАН.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] В. П. Кандидов, С. А. Шленов, О. Г. Косарева, Квантовая электроника **39**(3), 205 (2009).
- [2] Y. Silberberg, Opt. Lett. **15**(22), 1282 (1990).
- [3] I. Gražulevičiūtė et al., Opt. Lett. **40**(16), 3719 (2015).
- [4] T. Brabec, F. Krausz, Phys. Rev. Lett. **78**(17), 3282 (1997).

Поступила в редакцию 18 января 2019 г.

После доработки 28 марта 2019 г.

Принята к публикации 29 марта 2019 г.

Публикуется по результатам XVI Всероссийского молодежного Самарского конкурса-конференции по оптике и лазерной физике (Самара).