

Начальная фазовая модуляция мощного фемтосекундного лазерного импульса как средство управления его филаментацией и генерацией суперконтинуума в воздухе

И.С.Голубцов, В.П.Кандидов, О.Г.Косарева

Исследуется возможность управления процессами филаментации и генерации суперконтинуума при распространении мощного фемтосекундного лазерного импульса в воздухе. С помощью численного моделирования показано, что начальная фазовая модуляция импульса приводит к смещению начала филамента от выходной апертуры лазерной системы и к значительному увеличению его длины. Эффективность генерации коротковолновой ветви суперконтинуума в импульсе с отрицательной фазовой модуляцией возрастает более чем на два порядка по сравнению со спектрально ограниченным импульсом.

Ключевые слова: филаментация, генерация суперконтинуума, фазовая модуляция.

1. Введение

Интерес к явлению филаментации мощных фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе определяется в значительной степени перспективами использования этого явления для мониторинга окружающей среды. Филаментация сопровождается генерацией направленного излучения суперконтинуума, которое рассматривается как источник излучения при широкополосном лазерном зондировании [1].

Явление филаментации фемтосекундного импульса, пиковая мощность которого (при энергии импульса в несколько десятков миллиджоулей) во много раз превышает критическую мощность самофокусировки в воздухе, обусловлена керровской нелинейностью. Зарождение филамента происходит вследствие неустойчивости возмущений интенсивности мощного светового поля, связанных с качеством выходного пучка лазерной системы [2] и флуктуациями показателя преломления воздушной среды [3, 4].

В натуральных экспериментах [5] точка зарождения филамента задавалась геометрической фокусировкой пучка. Однако такой способ эффективен только при острой фокусировке и не позволяет управлять началом филаментации. Последующие экспериментальные исследования [1, 6] однозначно указывают на возможность управления геометрическими параметрами филамента (положением его начала и длиной) посредством изменения фазовой модуляции (ФМ) импульса. В этих работах рассматривалась филаментация коллимированного пучка диаметром 5 см и мощностью несколько тераватт. В режиме спектрального ограничения длительность импульса составляла 100 фс. Показано, что увеличение начальной ФМ вне зависимости от ее знака приводит к отдалению точки формирования филамента от выходной апер-

туры лазерной системы. Оригинальный способ увеличения длины филамента предложен в [7], где продемонстрирована возможность объединения двух филаментов от импульсов длительностью 120 фс, следующих друг за другом с временной задержкой порядка 100 фс.

Влияние начальной ФМ импульса на спектральные характеристики излучения при филаментации впервые рассмотрено в [5]. В этой работе измерены спектры суперконтинуума при распространении в атмосфере лазерных импульсов с энергией 60 мДж и пиковой мощностью 1–2 ТВт при различной величине начальной ФМ. Длительность импульсов на выходе лазерной системы в этих экспериментах составляла 35 и 55 фс. Было установлено, что уширение спектра для импульса с отрицательной начальной ФМ больше, чем для спектрально ограниченного.

Несмотря на актуальность задачи управления филаментацией фемтосекундных лазерных импульсов, теоретическое исследование этой проблемы отсутствует. Целью настоящей работы является изучение методом численного моделирования влияния начальной ФМ мощного импульса фемтосекундной длительности на процессы филаментации и генерации суперконтинуума при распространении этого импульса в воздушной среде.

2. Модель распространения лазерного импульса в среде

Для исследования явления филаментации и генерации суперконтинуума используется наиболее полная модель распространения мощного фемтосекундного лазерного импульса в воздушной среде. В приближении метода медленно меняющихся амплитуд световое поле подчиняется уравнению [8]

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = \left(1 - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau}\right)^{-1} \Delta_{\perp} E - kk''_{\omega} \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} + \frac{i}{3} kk'''_{\omega} \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + \frac{2k^2}{n_0} \left[\left(1 - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) \Delta n_k + \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) \Delta n_p \right] E - ik\alpha E. \quad (1)$$

И.С.Голубцов, В.П.Кандидов, О.Г.Косарева. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; тел.: 939-30-91, e-mail: kandidov@msuilec.msu.su

Поступила в редакцию 25 ноября 2002 г.

Первое слагаемое в правой части (1) описывает дифракцию пучка, второе и третье – дисперсию импульса, которая рассматривается в третьем приближении теории дисперсии, поскольку при филаментации образуется мелкомасштабная временная структура на профиле импульса [9].

Керровская нелинейность воздушной среды представлена четвертым слагаемым. Вклад ангармонизма электронного отклика можно считать мгновенным для рассматриваемых импульсов, тогда как вклад ВКР на вращательных переходах молекул среды является нестационарным [10, 11]. В результате изменение показателя преломления Δn_k , обусловленное керровской нелинейностью, имеет вид [12]

$$\Delta n_k = (1 - g) \frac{1}{2} n_2 |E|^2 + g \int_{-\infty}^t n_2 |E(r, t')|^2 H(t - t') dt', \quad (2)$$

где

$$H(t) = \theta(t) \Omega^2 \exp\left(-\frac{\Gamma t}{2}\right) \frac{\sin(At)}{A}; \quad A = \left(\Omega^2 - \frac{\Gamma^2}{4}\right)^{1/2};$$

$\theta(t)$ – функция Хевисайда. Параметр g определяет соотношение вкладов обоих механизмов нелинейного отклика в общее изменение показателя преломления среды. Согласно [11], $g = 1/2$, $\Omega = 20.6$ ТГц, $\Gamma = 26$ ТГц.

Нелинейность лазерной плазмы, возникающей вследствие многофотонной ионизации в сильном световом поле, описывает пятое слагаемое в правой части (1). Изменение показателя преломления, вызванное плазмой,

$$\Delta n_p = -\frac{2\pi e^2 N_e}{m\omega_0^2}, \quad (3)$$

где N_e – концентрация свободных электронов; m и e – масса и заряд электрона. Концентрации фотоэлектронов азота N_e^N и кислорода N_e^O ($N_e = N_e^N + N_e^O$) в каждой точке пространства подчиняются скоростным уравнениям, описывающим ионизацию:

$$\frac{\partial N_e^{N,O}}{\partial t} = R^{N,O}(I)(N_0^{N,O} - N_e^{N,O}), \quad (4)$$

где $R^N(I)$ и $R^O(I)$ – скорости ионизации азота и кислорода, определяемые по модели Переломова – Попова – Терентьева [13]; I – интенсивность светового поля.

Наконец, последнее слагаемое в (1) связано с поглощением энергии импульса при фотоионизации среды. Коэффициент поглощения α задается формулой $\alpha = I^{-1} \hbar \omega_0 (\partial N_e / \partial t)$, где ω_0 – частота лазерного излучения; l – порядок многофотонности процесса ионизации.

Операторы вида $\pm i\omega_0^{-1}(\partial/\partial\tau)$ получены в результате учета следующих членов разложения в методе медленно меняющихся амплитуд [14, 15]. Эти операторы описывают увеличение крутизны фронтов импульса, вклад которого становится существенным с ростом временного градиента светового поля в нелинейной среде.

Профиль импульса и распределение интенсивности в поперечном сечении пучка на выходе фемтосекундной лазерной системы аппроксимируются гауссовой зависимостью. При ФМ по квадратичному закону световое поле $E(r, z = 0, t)$ импульса с заданной шириной спектра $\Delta\omega_{1/e}$, определяемой по уровню $1/e$, можно представить в виде

$$E(r, z = 0, \tau) = E_0 \left[\frac{\tau_0}{\tau(\delta)} \right]^{1/2} \exp \left[-\frac{r^2}{2a_0^2} - \frac{t^2}{2\tau^2(\delta)} + i \frac{\delta t^2}{2} \right], \quad (5)$$

где a_0 – радиус пучка; $\tau_0 = (\Delta\omega_{1/e})^{-1}$ – длительность спектрально ограниченного импульса. Длительность $\tau(\delta)$ импульса с начальной ФМ связана с параметром δ выражением, которое следует из [16]:

$$\delta = \pm \frac{\{[\tau(\delta)/\tau_0]^2 - 1\}^{1/2}}{\tau^2(\delta)}, \quad (6)$$

где знак плюс соответствует положительной ФМ, а знак минус – отрицательной.

Согласно (5) распределение интенсивности $I(r, z = 0, t)$ и изменение мощности со временем $P(z = 0, t)$ на выходе лазера имеют вид

$$I(r, z = 0, t) = I_0 \frac{\tau_0}{\tau(\delta)} \exp \left[-\frac{r^2}{a_0^2} - \frac{t^2}{\tau^2(\delta)} \right], \quad (7)$$

$$P(z = 0, t) = P_0(\delta) \exp \left[-\frac{t^2}{\tau^2(\delta)} \right], \quad (8)$$

где I_0 – пиковая интенсивность спектрально ограниченного импульса; $P_0(\delta) = \pi a_0^2 I_0 [\tau_0/\tau(\delta)]$ – пиковая мощность импульса с начальной ФМ. При $\delta > 0$ импульс имеет положительную ФМ, и в воздухе, который является средой с нормальной дисперсией, длительность такого импульса увеличивается в отсутствие нелинейности. При $\delta < 0$ выходное излучение имеет отрицательную ФМ и в воздухе импульс сначала подвергается временной компрессии, а затем расплывается. В экспериментах [1, 6] величину ФМ определяют с помощью измерения длительности $\tau(\delta)$ импульса с начальной ФМ на выходе лазерной системы.

При численном моделировании, результаты которого представлены ниже, рассматривалось излучение с параметрами, близкими к экспериментальным [5]: длительность спектрально ограниченного импульса $\tau_0 = 21$ фс, его энергия $W_0 = 60$ мДж, радиус пучка $a_0 = 1.5$ см, длина волны $\lambda = 0.8$ мкм.

3. Образование филамента в импульсе с начальной ФМ

Филамент представляет собой непрерывную последовательность точек нелинейной фокусировки временных слоев импульса, начиная со слоя, близкого к центральному, в котором мощность достигает максимума. Следом за ним последовательно фокусируются на все больших расстояниях слои, в которых мощность убывает по мере их удаления от центрального слоя к переднему фронту импульса. Лазерная плазма, возникающая, когда интенсивность при самофокусировке достигает порога многофотонной ионизации, вызывает абберационную дефокусировку в слоях импульса, следующих за сфокусированным слоем. В результате за нелинейным фокусом образуются кольца интенсивности в поперечном сечении пучка, число которых растет к заднему фронту импульса [9].

В однородной среде без дисперсии расстояние z_{fil} от

выходной апертуры лазера до начала филамента коллимированного спектрально ограниченного импульса равно длине самофокусировки L_{sf} того слоя, который фокусируется на наименьшем расстоянии. Длина L_{sf} зависит от пиковой мощности $P_0(\delta = 0)$, радиуса пучка a_0 , а также от формы и длительности импульса, влияющих на вклад инерционной компоненты керровской нелинейности [2].

Влияние начальной ФМ на образование филамента определяется двумя факторами. Первый из них связан с перераспределением мощности в выходном импульсе лазерной системы. С ростом параметра δ , независимо от его знака, увеличивается длительность импульса $\tau(\delta)$ и, следовательно, падает пиковая мощность $P_0(\delta)$ на выходе системы. Длина самофокусировки ФМ-импульса возрастает. На рис.1 приведена длина самофокусировки импульса с начальной ФМ $L_{sf}(\delta)$, которая находилась из решения (1) без учета дисперсии, увеличения крутизны фронтов и плазменной нелинейности. Видно, что длина L_{sf} возрастает с увеличением ФМ независимо от знака параметра δ . При этом полагалось, что филамент возникает на расстоянии z_{fil} , на котором концентрация электронов на оси впервые достигала величины $10^{-5}(N_0^O + N_0^N)$, характерной для возникновения дефокусировки в лазерной плазме.

Второй фактор, определяющий влияние начальной ФМ, связан с изменением локализации энергии во времени при распространении импульса в диспергирующей среде. Вследствие этого расстояние z_{fil} существенно отличается от длины $L_{sf}(\delta)$. При некоторых параметрах импульса это может приводить как к уменьшению, так и увеличению z_{fil} по сравнению с $L_{sf}(\delta)$. Расстояние z_{fil} , полученное численным решением полного уравнения (1) с учетом дисперсии, увеличения крутизны фронтов импульса и плазменной нелинейности, также приведено на рис.1.

При отрицательной ФМ в импульсе, предварительно растянутом до длительности $\tau(\delta) > 100$ фс, мощность во временных слоях увеличивается с расстоянием вследствие дисперсии в воздухе и расстояние оказывается мень-

ше длины $L_{sf}(\delta)$ ФМ-импульса, определяемой без учета дисперсии.

В случае спектрально ограниченного импульса его дисперсионное расплывание начинается сразу от выходной апертуры лазерной системы и расстояние до начала филамента $z_{fil}(\delta = 0)$ оказывается больше длины самофокусировки $L_{sf}(\delta = 0)$ в среде без дисперсии. При положительной ФМ импульс в воздухе расплывается еще сильнее и филамент начинается на расстоянии $z_{fil}(\delta > 0) > L_{sf}(\delta > 0)$.

Для аналитической оценки длины самофокусировки $L_{sf}(\delta)$ фемтосекундного импульса с начальной ФМ можно воспользоваться выражением из [17], взяв вместо P_{crit} эффективную критическую мощность самофокусировки $P_{crit}^*(t)$ для слоя в момент времени t :

$$L_{sf}^{an}(\delta) = \frac{0.367ka^2}{\{[P_0(\delta)/P_{cr}^*(t)]^{1/2} - 0.852\}^2 - 0.0219\}^{1/2}}. \quad (9)$$

Введение эффективной критической мощности $P_{cr}^*(t)$ позволяет учесть запаздывание керровского отклика, вызванного ВКР [2]. Для спектрально ограниченного импульса длина $L_{sf}^{an}(\delta = 0)$, оцененная по формуле (9), совпадает с решением уравнения (1) без учета дисперсии (рис.1). Для импульсов с начальной ФМ оценка $L_{sf}^{an}(\delta)$ по (9) близка к значению $L_{sf}(\delta)$, найденному численно, но меньше него.

На вставке к рис.1 изображены экспериментально полученные расстояния до начала филамента для ФМ-импульса [1]. Видно, что результаты численного моделирования качественно близки к экспериментальной зависимости. Количественное расхождение приведенных результатов объясняется тем, что параметры импульса при численном моделировании и в эксперименте [1] различны.

Таким образом, посредством изменения ФМ импульса на выходе из лазерной системы можно эффективно управлять положением начала филамента. У импульса с начальной ФМ расстояние от выходной апертуры лазерной системы до начала филамента увеличивается по сравнению с таковым для спектрально ограниченного импульса. При рассматриваемых параметрах это расстояние может возрасти в 6–7 раз.

4. Управление длиной филамента

Изменение локализации во времени световой мощности импульса, вызванное дисперсией в воздухе, влияет не только на образование филамента, но и на процесс филаментации в целом. Начальная ФМ импульса позволяет управлять дисперсионным перераспределением мощности при распространении импульса и, следовательно, протяженностью создаваемого им филамента.

Предварительно растянутый импульс с отрицательной ФМ постепенно сжимается в воздухе, затягивая тем самым процесс концентрации энергии по длине филамента. Качественно это можно объяснить следующим образом. При временной компрессии возрастает мощность в слоях переднего фронта импульса по мере его распространения от выходной апертуры лазера. Слои, которые вначале имели мощность, недостаточную для самофокусировки, приобретают мощность, превышающую P_{cr} , лишь на некотором расстоянии от лазера. Самофокусировка этих слоев задерживается, что приводит к увеличению протяженности филамента L_{fil} . Такое увеличение бу-

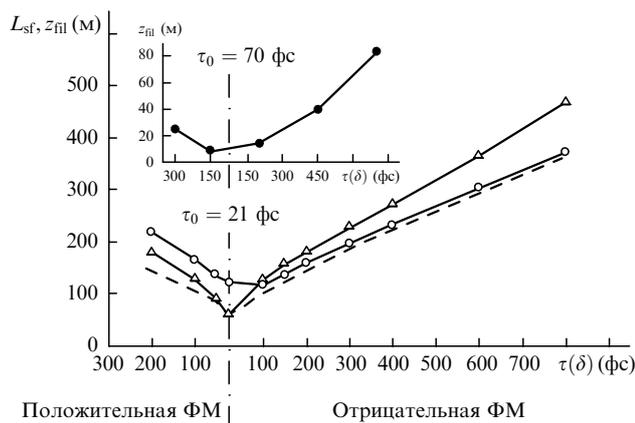


Рис.1. Длина самофокусировки $L_{sf}(\delta)$ импульса в среде без дисперсии, рассчитанная по (1) (Δ) и оцененная по (9) (штриховая кривая), а также расстояние z_{fil} от выходной апертуры лазерной системы до начала филамента, полученное численно из (1) (\circ), в зависимости от начальной длительности $\tau(\delta)$ ФМ-импульса с заданной шириной спектра $\Delta\omega_{1/e}$. Энергия спектрально ограниченного импульса $W_0 = 60$ мДж, его длительность $\tau_0 = 21$ фс, радиус пучка $a_0 = 1.5$ см. На вставке – экспериментальная зависимость z_{fil} от $\tau(\delta)$ при $W_0 = 350$ мДж и $\tau_0 = 70$ фс [1]. Штрих-пунктирной линией отмечены значения τ_0 .

дет существенным, если длина компрессии $L_{\text{com}}(\delta)$ (т.е. длина дисперсионного сжатия) импульса с начальной ФМ превышает длину его самофокусировки $L_{\text{sf}}(\delta)$, но совпадает с ней по порядку величины.

Длина компрессии $L_{\text{com}}(\delta)$ импульса с отрицательной ФМ при заданной ширине спектра импульса $\Delta\omega_{1/e}$ определяется выражением, следующим из [16]:

$$L_{\text{com}} = \delta \frac{\tau_0^2}{k''} \tau^2(\delta). \quad (10)$$

Условие эффективного увеличения протяженности филамента L_{fil} для ФМ-импульса можно записать в виде неравенства

$$L_{\text{com}}(\delta) \geq L_{\text{sf}}(\delta) \text{ при } \delta < 0. \quad (11)$$

Если $L_{\text{com}}(\delta) \gg L_{\text{sf}}(\delta)$, то влияние дисперсионного сжатия ФМ-импульса пренебрежимо мало. Когда $L_{\text{com}}(\delta) \ll L_{\text{sf}}(\delta)$, сжатие импульса произойдет до начала филамента, что не приведет к значительному увеличению его длины.

Результаты проведенного анализа иллюстрирует рис.2, где показаны в зависимости от величины начальной ФМ импульса длина компрессии $L_{\text{com}}(\delta)$, рассчитанная по формуле (10), длина самофокусировки $L_{\text{sf}}(\delta)$, найденная при решении (1) без учета дисперсии, увеличения крутизны фронтов и нелинейности плазмы, а также протяженность филамента L_{fil} , которая определялась как разность расстояний до конца (Z_{fil}) и начала (z_{fil}) филамента, полученных численным решением полного уравнения (1). При этом предполагалось, что филамент оканчивается на расстоянии Z_{fil} , после которого концентрация электронов на его оси не превышает $10^{-5}(N_0^O + N_0^N)$.

При отрицательной ФМ у импульса с начальной длительностью $\tau(\delta) = 150$ фс длины самофокусировки и компрессии практически совпадают и протяженность филамента минимальна. При положительной ФМ увеличение протяженности филамента L_{fil} объясняется делокализацией его мощности во времени, которая происходит в условиях сильной самофокусировки.

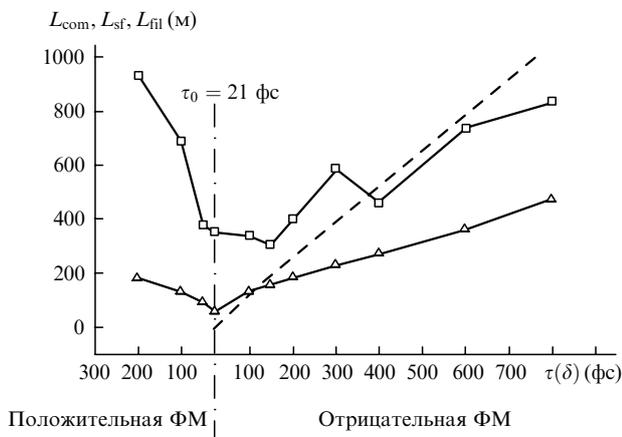


Рис.2. Длина компрессии $L_{\text{com}}(\delta)$, рассчитанная по формуле (10) (штриховая кривая), а также длина самофокусировки $L_{\text{sf}}(\delta)$ (Δ) и протяженность филамента $L_{\text{fil}}(\delta)$ (\square), найденные численно из (1), в зависимости от начальной длительности $\tau(\delta)$ импульса с ФМ. Энергия спектрально ограниченного импульса $W_0 = 60$ мДж, его длительность $\tau_0 = 21$ фс (отмечена штрих-пунктирной линией), радиус пучка $a_0 = 1.5$ см.

Для излучения с рассматриваемыми параметрами условие (11) выполняется и длина филамента при отрицательной ФМ возрастает. Так, длина филамента ФМ-импульса при начальной длительности $\tau(\delta) = 800$ фс в два с половиной раза больше, чем у спектрально ограниченного импульса.

5. Изменение энергии в филаменте

Начальная ФМ импульса существенно влияет на распределение энергии в образующемся филаменте. На рис.3 для нескольких значений начальной длительности ФМ-импульса $\tau(\delta)$ приведены распределения плотности энергии $J(r, z)$ в поперечном сечении филамента, а также соответствующие им изменения пиковой интенсивности $I_{\text{peak}}(z)$ на оси импульса и энергии $W_{\text{as}}(z)$ коротковолновой ветви суперконтинуума. Эти характеристики импульса определяются следующим образом:

$$J(r, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(r, z, t) dt,$$

$$I_{\text{peak}}(z) = \max\{I(r = 0, z, t)\},$$

$$W_{\text{as}}(z) = \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} S(\lambda, z) d\lambda,$$

где $I(r, z, t)$ — пространственно-временное распределение интенсивности в импульсе на расстоянии z ; $I(r = 0, z, t)$ — интенсивность на оси импульса; $S(\lambda, z)$ — спектральная плотность мощности импульса; $\lambda_{\text{min}} = 500$ нм и $\lambda_{\text{max}} = 700$ нм — выбранные границы коротковолновой области суперконтинуума.

Видно, что независимо от начальной ФМ плотность энергии в импульсе $J(r, z)$, которая обычно измеряется в эксперименте, меняется неравномерно вдоль филамента и представляется в виде последовательности ярких пятен в распределении $J(r, z)$ (тоновые изображения на рис.3). Образование максимумов плотности энергии $J(r, z)$ неразрывно связано с формированием максимумов интенсивности $I_{\text{peak}}(z)$ на оси импульса. Это является следствием рефокусировки, отражающей динамический процесс перетекания мощности во всем поперечном сечении импульса [18].

При излучении спектрально ограниченного импульса (рис.3,б) филамент имеет сравнительно небольшую длину. Пиковая интенсивность в импульсе характеризуется небольшим числом протяженных и связанных между собой максимумов, контрастность которых невелика. В первых экспериментах по филаментации с импульсами длительностью около 100 фс и мощностью несколько десятков гигавайт изменения плотности энергии $J(r, z)$ и интенсивности на оси $I_{\text{peak}}(z)$, подобные приведенным на рис.3,б, интерпретировались как следствие стабилизации параметров филамента [18].

У импульса с положительной ФМ ($\tau(\delta) = 100$ фс, $\delta > 0$) области с высокой плотностью энергии $J(r, z)$ разнесены на большое расстояние по оси z и протяженность филамента в целом выше, чем в спектрально ограниченном импульсе (рис.3,а). В зависимости $I_{\text{peak}}(z)$ появляется ряд узких максимумов в конце филамента. Филамент минимальной длины для импульса с $\tau(\delta) = 150$ фс и отрицательной ФМ фактически состоит из трех разнесен-

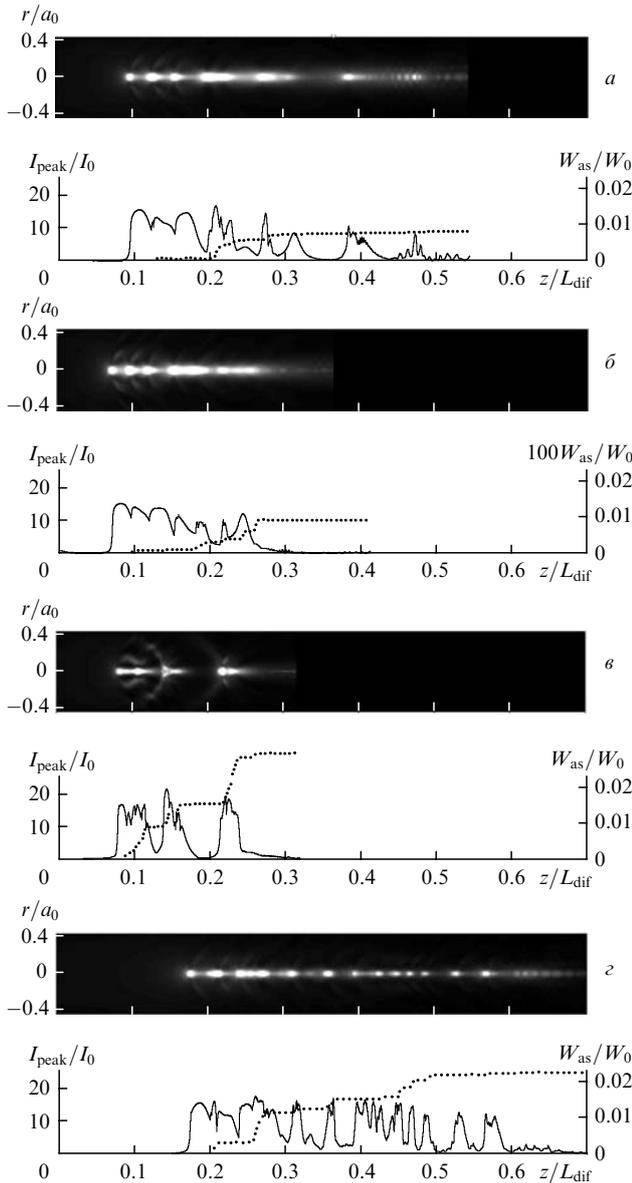


Рис.3. Пространственные распределения плотности энергии в поперечном сечении импульса $J(r, z)$ (тоновые изображения), а также зависимости от z пиковой интенсивности $I_{\text{peak}}(z)$ на оси импульса (сплошные кривые) и энергии коротковолновой части спектра суперконтинуума $W_{\text{as}}(z)$ (пунктирные кривые), полученные при $W_0 = 60$ мДж и $\tau(\delta) = 100$ фс для импульса с положительной ФМ (а), $\tau(0) = 21$ фс для спектрально ограниченного импульса (б) и $\tau(\delta) = 150$ (в) и 600 фс (з) для импульса с отрицательной ФМ; L_{dif} – дифракционная длина.

ных по z областей высокой локализации плотности энергии (рис.3,в). Каждой из этих областей соответствует большой максимум интенсивности на оси с высоким контрастом.

Наконец, при большой отрицательной ФМ ($\tau(\delta) = 600$ фс) в результате запаздывания по z «временной» фокусировки импульса филамент формируется в виде протяженной цепочки максимумов плотности энергии. Результирующая длина такой цепочки в несколько раз выше, чем у филамента для спектрально ограниченного импульса и импульса с отрицательной ФМ при длительности $\tau(\delta) = 150$ фс (см. рис.2). При этом пиковая интенсивность $I_{\text{peak}}(z)$ в импульсе с $\tau(\delta) = 600$ фс резко меняется по длине филамента и ее зависимость от z имеет вид последовательности большого числа узких максимумов.

6. Эффективность генерации суперконтинуума

Согласно существующим представлениям [9], уширение частотного спектра импульса происходит вследствие его фазовой самомодуляции, вызванной керровской и плазменной нелинейностями в условиях сильной пространственно-временной локализации светового поля. Частотный сдвиг в коротковолновую область зависит от положительного временного градиента фазы светового поля. При этом спектральная мощность коротковолновых компонент суперконтинуума пропорциональна интенсивности светового поля в областях со значительным градиентом фазы.

Эффективность генерации суперконтинуума при филаментации фемтосекундного импульса определяется совокупностью факторов, связанных с протяженностью филамента, существованием областей интенсивного светового поля с высоким положительным градиентом фазы во времени. Это подтверждает характер нарастания энергии коротковолновой полосы суперконтинуума вдоль филамента (рис.3): каждое приращение энергии суперконтинуума происходит на том расстоянии z , где возникает резкое изменение интенсивности на оси, связанное с трансформацией пичковой структуры импульса. При этом приращение энергии тем значительней, чем больше градиент интенсивности.

В импульсе с положительной ФМ и в спектрально ограниченном импульсе (рис.3,а, б) пики интенсивности невелики и энергия коротковолновой области суперконтинуума мала. В коротком филаменте, образованном импульсом длительностью 150 фс с отрицательной ФМ, генерация суперконтинуума сосредоточена в небольшом числе областей (рис.3,в). В этих областях высокая локализация излучения сменяется сильной плазменной дефокусировкой, приводящей к резкому изменению пичковой структуры импульса и, следовательно, к появлению сильных градиентов фазы. У импульса с $\tau(\delta) = 600$ фс и $\delta < 0$ высокая эффективность генерации суперконтинуума достигается за счет большого числа областей сильной фазовой самомодуляции светового поля на длинном филаменте (рис.3,з).

Качественный анализ картины филаментации и процесса генерации суперконтинуума подтверждается зависимостями энергии суперконтинуума от $\tau(\delta)$ (рис.4). Видно, что эффективность генерации коротковолновых ком-

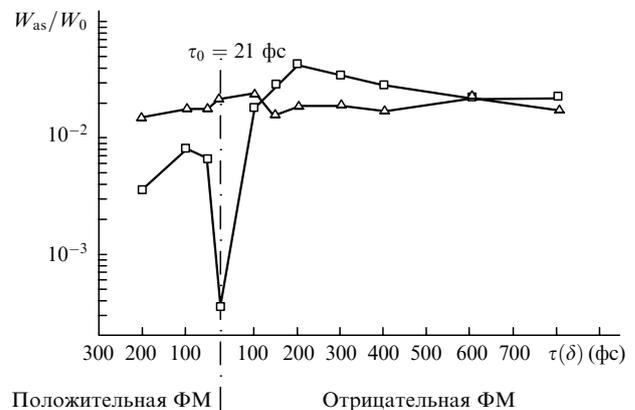


Рис.4. Относительная энергия суперконтинуума в конце филамента для импульсов с различной начальной ФМ в длинноволновой ($\lambda > 900$ нм, Δ) и коротковолновой ($\lambda < 700$ нм, \square) областях спектра. Параметры импульса те же, что и на рис.1, 2.

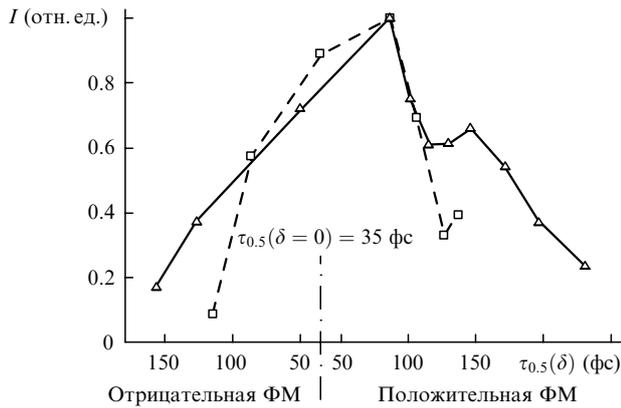


Рис.5. Спектральная интенсивность суперконтинуума I на длине волны 1.7 мкм в зависимости от длительности по полувысоте $\tau_{0.5}$ импульса с начальной ФМ, измеренная в эксперименте [5] (Δ) и полученная численно (\square). Обе кривые нормированы на максимальную интенсивность при $\tau_{0.5}(\delta) = 86$ фс. Энергия спектрально ограниченного импульса $W_0 = 60$ мДж, его длительность $\tau_{0.5}(\delta = 0) = 35$ фс (отмечена штрих-пунктирной линией), радиус пучка $a_0 = 1.5$ см.

понт при филаментации импульсов с отрицательной ФМ существенно выше, чем в случае филаментации спектрально ограниченного импульса. При этом энергетический выход увеличивается на два порядка, а эффективность преобразования остается высокой в широком диапазоне длительностей – от 100 до 800 фс.

Эффективность генерации в длинноволновую часть спектра суперконтинуума слабо зависит от начальной ФМ импульса. Это объясняется тем, что длинноволновые компоненты суперконтинуума формируются на переднем фронте максимумов интенсивности, крутизна которых мало меняется при филаментации ФМ-импульса.

Для качественного сравнения результатов численного исследования с экспериментальными данными работы [5] был выполнен расчет спектральной интенсивности суперконтинуума на длине волны 1.7 мкм при филаментации импульсов с энергией 60 мДж и различной начальной ФМ (рис.5). Видно, что зависимость спектральной яркости от длительности ФМ-импульса, полученная численно, близка к измеренной в эксперименте.

7. Заключение

В результате проведенных исследований было установлено следующее:

1. При распространении мощного фемтосекундного лазерного импульса с начальной ФМ «временная» фокусировка излучения, вызванная дисперсией в воздухе, существенно влияет на процессы филаментации импульса и генерации суперконтинуума.

2. Отрицательная ФМ импульса «затягивает» пространственную локализацию световой энергии, в результате чего увеличиваются расстояние от выходной апертуры лазерной системы до начала филамента и его протяженность. Наибольшее увеличение геометрических размеров

филамента достигается, если длина компрессии ФМ-импульса в воздухе превышает длину его самофокусировки, но совпадает с ней по порядку величины. Для рассмотренных лазерных импульсов начальная ФМ позволяет увеличить расстояние до начала филамента и его протяженность в несколько раз по сравнению со спектрально ограниченным импульсом. Распределение плотности энергии в протяженном филаменте имеет вид большого числа максимумов, расположенных вдоль его оси.

3. Филамент наименьшей длины образуется в импульсе, для которого длины компрессии и самофокусировки совпадают. В этом случае филамент «вырождается» в три разнесенные области с высокой плотностью энергии на оси.

4. В импульсе с отрицательной ФМ эффективность генерации коротковолновой ветви суперконтинуума значительно выше, чем в спектрально ограниченном. Для рассмотренных параметров энергия коротковолновой области суперконтинуума у ФМ-импульса более чем на два порядка выше, чем у спектрально ограниченного. Повышение эффективности преобразования в суперконтинуум обусловлено формированием большого числа максимумов интенсивности с высокими градиентами фазы на всей длине протяженного филамента у ФМ-импульса.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 00-02-17497, 01-02-06196 и 03-02-16939).

1. Wille H., Rodriguez M., Kasparian J., Mondelain D., Yu J., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.P., Wöste L. *Eur. Phys. J.*, **20**, 183 (2002).
2. Chin S.L., Petit S., Liu W., Iwasaki A., Nadeau M.-C., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Andrianov K.Yu. *Opt. Commun.*, **210**, 329 (2002).
3. Chin S.L., Talebpour A., Yang J., Petit S., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Tamarov M.P. *Appl. Phys. B*, **74**, 67 (2002).
4. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Тамаров М.П., Броне А., Чин С. *Квантовая электроника*, **29**, 73 (1999).
5. Kasparian J., Sauerbrey R., Mondelain D., Niedermeier S., Yu J., Wolf J.-P., Andre Y.-B., Franco M., Prade B., Tzortzakis S., Mysyrowicz A., Rodriguez M., Wille H., Wöste L. *Opt. Lett.*, **25**, 1397 (2000).
6. Wöste L. *Conf. Progr. IQEC/LAT-2002* (Moscow, Russia, 2002, p. 154).
7. Tzortzakis S., Mechin G., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A. *Techn. Dig. IQEC-2002* (Moscow, Russia, 2002, p. 437).
8. Голубцов И.С., Косарева О.Г. *Оптич. журн.*, **69**, 21 (2002).
9. Голубцов И.С., Кандидов В.П., Косарева О.Г. *Оптика атмосферы и океана*, **14**, 335 (2001).
10. Oleinikov P.A., Platonenko V.T. *Laser Phys.*, **3**, 618 (1993).
11. Nibbering E.T.J., Grillon G., Franco M.A., Prade B.S., Mysyrowicz A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 650 (1997).
12. Mlejnek M., Wright E.M., Moloney J.V. *Opt. Lett.*, **23**, 382 (1998).
13. Переломов А.М., Попов М.В., Терентьев М.В. *ЖЭТФ*, **50**, 1393 (1966).
14. Brabec T., Krausz F. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3282 (1997).
15. Gaeta A.L. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 3582 (2000).
16. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).
17. Marburger J.H. *Prog. Quantum Electron.*, **4**, 35 (1975).
18. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Колтун А.А. *Квантовая электроника*, **33**, 69 (2003).