

Самовоздействие мощного десятимикронного лазерного излучения в газовых средах: управление длительностью импульса и генерация горячих электронов

В.М.Гордиенко, В.Т.Платоненко, А.Ф.Стержантов

Проведено численное моделирование распространения в ксеноне и в воздухе сверхкоротких импульсов десятимикронного лазерного излучения с мощностями, превышающими критическую мощность самофокусировки. Показано, что в определенных режимах в ксеноне длительность импульсов может быть уменьшена в 3–4 раза с одновременным повышением мощности в 2–3 раза. Установлено, что при филаментации десятимикронного лазерного излучения в воздухе средняя энергия электронов в филаменте может превышать 200 эВ. Обсуждаются особенности генерации третьей гармоники и терагерцевого излучения в условиях филаментации.

Ключевые слова: филаментация, самовоздействие лазерного излучения, сжатие импульсов, горячие электроны.

1. Введение

Исследования явлений, протекающих в сверхсильных оптических полях, являются одной из быстро развивающихся областей современной физики. Прогресс в этих исследованиях в значительной степени связан с достижениями в технике генерации фемтосекундных импульсов излучения ближнего ИК диапазона, обеспечившими возможность наблюдения принципиально новых явлений в нелинейной оптике и физике плазмы и открывшими новые перспективы в технике рентгеновских источников, в ускорении заряженных частиц и в других областях. Отметим, что в нашей стране работы по созданию мощных фемтосекундных лазерных систем были инициированы в МГУ С.А.Ахмановым [1].

Значительная часть исследований с использованием высокоинтенсивного лазерного излучения направлена на изучение экстремальных состояний вещества, которые можно получить как в условиях вакуумирования [2], так и с доставкой лазерного излучения через газовую [3, 4] или конденсированную [5] среду. Кроме того, ведутся активные исследования распространения сверхкоротких световых пакетов с мощностями, превышающими критическую мощность самофокусировки, в атмосфере и других средах. Одним из основных наблюдаемых при этом явлений является филаментация излучения, которая используется в спектроскопических лидарах нового поколения и при дистанционной спектроскопии твердых объектов [6]. Самовоздействие сверхкоротких световых пакетов ближнего ИК диапазона в газовых средах, в частности в атмосфере, стало предметом пристального внимания благодаря возможностям каналирования излучения на большие расстояния, преобразова-

ния спектра и длительности импульсов, а также возникновению некоторых других явлений, связанных с зависимостью показателя преломления от интенсивности [7].

Естественно, что аналогичные процессы могут протекать и с участием сверхкоротких импульсов десятимикронного излучения, генерируемых с помощью лазеров высокого давления на CO_2 [8, 9] или N_2O [10]. Мощность таких импульсов достаточна для реализации режима самовоздействия, а их длительность обычно несколько больше пикосекунды, но может лежать и в субпикосекундном диапазоне [8].

Очевидно, что характер протекания явлений, связанных с самовоздействием, существенным образом должен зависеть от длины волны излучения λ . Основные следствия, к которым приводит значительное увеличение λ , применительно к самофокусировке световых пакетов таковы. Поскольку при самофокусировке в газах сжатие светового пучка ограничивается в основном полевой ионизацией, следует ожидать, что интенсивность, реализующаяся в режиме филаментации, слабо зависит от длины волны.

Критическая мощность самофокусировки пропорциональна λ^2 , поэтому увеличение длины волны на порядок должно привести к увеличению на два порядка сечения филамента и предельной мощности пучка, который можно каналировать без перехода в режим множественной филаментации [11]. При $\lambda = 1$ мкм для воздуха эта мощность близка к 5 ГВт [12], так что в области 10 мкм она составит ~ 0.5 ТВт. Энергия колебаний электрона в световом поле также пропорциональна λ^2 . Среднее значение этой энергии («пондеромоторная энергия») есть $\lambda^2 r_e I / 2\pi c$ ($r_e = e^2 / mc^2 = 2.82 \times 10^{-13}$ см – классический радиус электрона, I – интенсивность), поэтому рост λ на порядок увеличит пондеромоторную энергию электронов в филаменте на два порядка. Соответственно это должно привести к резкому повышению эффективности процессов, протекающих с участием «горячих» электронов. Таким образом, распространение мощного десятимикронного излучения в газах (в том числе и в атмосферном воздухе) характеризуется специфическими особенностями, требующими более детального анализа.

В.М.Гордиенко, В.Т.Платоненко. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: gord@phys.msu.ru

А.Ф.Стержантов. Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 24 февраля 2009 г.

Предметом настоящей статьи является численное исследование самовоздействия пикосекундных пакетов десятимикронного излучения в воздухе и ксеноне и связанных с ним приложений.

2. Расчетная модель

В расчетах для описания световой волны использовалось следующее уравнение [13]:

$$2ik \left(1 + \frac{i}{ku} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \frac{\partial}{\partial z} A = \hat{D}A - i\omega \frac{4\pi}{c^2} \left(1 + \frac{i}{\omega} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) j_a. \quad (1)$$

Здесь $A(r, z, \tau)$ – амплитуда напряженности электрического поля $E = A \exp[i(kz - \omega\tau)]$ + компл. сопр.;

$$\hat{D}A = \int \left[\left(k(\omega) + \frac{\Omega}{u} \right)^2 - k^2(\omega + \Omega) - \nabla_{\perp}^2 \right] \times A_{\Omega} \exp(-i\Omega\tau) d\Omega;$$

$A_{\Omega} = (2\pi)^{-1} \int A(\tau) \exp(i\Omega\tau) d\tau$ – фурье-образ амплитуды; $k(\omega) = \omega n_0(\omega)/c$; n_0 – линейный показатель преломления; u – групповая скорость света; $\tau = t - z/u$; t – время в лабораторной системе координат; j_a – амплитуда нелинейной составляющей плотности тока $j_{nl} = j_a \exp[i(kz - \omega\tau)]$ + компл. сопр. Амплитуды A и j_a рассматриваются как скалярные величины; предполагается, что световой пучок осесимметричен. Уравнение (1) решается методом расщепления по физическим параметрам. Пренебрегая в правой его части вторым или первым слагаемым, получаем два уравнения, первое из которых описывает только дисперсию и дифракцию, второе – только нелинейные процессы. Они решаются на каждом интервале δz поочередно (результат решения первого уравнения переносится в начало интервала и используется в качестве начального значения при решении второго). Уравнение, описывающее дисперсию и дифракцию, в спектральном представлении имеет следующий вид:

$$2ik \left(1 + \frac{\Omega}{ku} \right) \frac{\partial}{\partial z} A_{\Omega} = -\nabla_{\perp}^2 A_{\Omega} + \left[\left(k + \frac{\Omega}{u} \right)^2 - k^2(\omega + \Omega) \right] A_{\Omega}. \quad (2)$$

Решение этого уравнения (уравнение Шредингера), а также переход из временного представления в спектральное и обратно, осуществляются относительно просто и специального обсуждения не требуют. В уравнении, описывающем нелинейные процессы, мы пренебрегаем различием операторов

$$\left(1 + \frac{i}{ku} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \text{ и } \left(1 + \frac{i}{\omega} \frac{\partial}{\partial \tau} \right),$$

поскольку в рассматриваемых условиях групповая и фазовая скорости почти не отличаются друг от друга. В итоге уравнение принимает следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial z} A = -\frac{2\pi}{c} j_a. \quad (3)$$

Нелинейные токи. Амплитуда плотности тока j_a записывается в виде суммы: $j_a = j_e + j_{n2} + j_f$. Слагаемое j_e

(плотность тока свободных носителей) рассчитывается в модели Друде по формуле

$$j_e = i \frac{N_e e^2}{m(\omega + i\nu)} A, \quad (4)$$

где N_e – концентрация свободных электронов; ν – частота упругих столкновений. Последняя, вообще говоря, зависит от температуры электронов, но эта зависимость относительно слаба [14] и в расчетах не учитывалась. Предполагалось, что в воздухе $\nu = 10^{13} \text{ с}^{-1}$, а в ксеноне при использованном в расчетах давлении (0.25 атм) $\nu = 5 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$ (информацию о сечениях упругих столкновений электронов с атомами и молекулами можно найти в [14]). Слагаемое j_{n2} учитывает керровскую нелинейность показателя преломления; оно может быть выражено через амплитуду поляризации p_{n2} : $j_{n2} = -i\omega[1 + (i/\omega)(\partial/\partial\tau)]p_{n2}$.

Оператор $(i/\omega)(\partial/\partial\tau)$ в этом выражении далее опускается, поскольку формулы для амплитуды p_{n2} , используемые ниже, определены в адиабатическом приближении, т.е. в пренебрежении величинами порядка $\omega^{-1} \times (\partial/\partial\tau)p_{n2}$ (в таком же приближении записана формула (4)). Заметим также, что в молекулярных газах керровская нелинейность показателя преломления содержит «мгновенное» и «инерционное» слагаемые. Но характерное время инерции керровской нелинейности в воздухе мало (около 60 фс [15]), поэтому далее эта инерционность не учитывается. В итоге получаем

$$j_{n2} = -i \frac{\omega}{2\pi} n_0 n_2 I A, \quad (5)$$

где I – интенсивность света; n_2 – коэффициент, определяющий керровскую добавку к показателю преломления $\delta n = n_2 I$. При таком определении n_2 для критической мощности самофокусировки имеем $P_{cr} \approx \lambda^2 / 4\pi n_0 n_2$ (см. [7, 16]). Слагаемое j_f описывает поглощение света, связанное с полевой ионизацией. Из феноменологических соображений (закона сохранения энергии) следует:

$$j_f = \frac{cn_0 W(U_{ion} + U_{osc})}{4\pi I}, \quad (6)$$

где U_{ion} – потенциал ионизации; $U_{osc} = \lambda^2 r_e I / 2\pi c$ – пондеромоторный потенциал; W – скорость (в $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$) полевой ионизации. Поскольку частота излучения мала, ионизация носит туннельный характер. Ее вероятность $W(I)$ рассчитывается по формулам ППТ [17].

Эволюция плотности плазмы. Концентрация электронов N_e меняется также вследствие столкновительных процессов, строгое описание которых очень громоздко. Чтобы обсудить роль этих процессов, используем грубую модель среднего электрона и следующее скоростное уравнение для концентрации электронов:

$$\dot{N}_e = W + (w_{av} - 1/\tau_{dec}) N_e, \quad (7)$$

где w_{av} – скорость лавинной ионизации; τ_{dec}^{-1} – суммарная скорость процессов, ведущих к уменьшению концентрации (рекомбинация, прилипание и др.). Оценки показывают, что эта скорость очень мала (в частности из-за большой пондеромоторной энергии электронов) и далее полагается равной нулю. Скорость лавинной ионизации в общем случае не мала и, строго говоря, должна вычис-

латься как среднее по формуле $w_{av} = N_a \int V(\varepsilon)\sigma(\varepsilon)f(\varepsilon)d\varepsilon$, где N_a – концентрация атомов или молекул; V , σ и f – скорость, сечение ионизации и функция распределения по энергиям электронов соответственно. В условиях проводившихся расчетов концентрация электронов могла достигать значений, существенно влияющих на излучение, лишь в том случае, если ponderomotive энергия намного превышала потенциал ионизации атомов или молекул. В такой ситуации произведение $V(\varepsilon)\sigma(\varepsilon)$ относительно слабо зависит от энергии [14] (с ростом энергии убывает приблизительно как $\varepsilon^{-1/2}$). В рамках настоящей работы мы полагали произведение $V(\varepsilon)\sigma(\varepsilon)$ постоянным. Варьирование этой величины вблизи ее максимально возможного значения в воздухе ($\sim 1.7 \times 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, см. [14]) показало, что на обсуждающиеся ниже результаты лавинная ионизация влияет слабо. Численно скорость w_{av} выбиралась равной $4 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Частота упругих столкновений, которая входит в (4), вычисляется по аналогичным формулам. Она также зависит от температуры, но эта зависимость относительно слаба [14] и в расчетах не учитывается. Сечения столкновений электронов с атомами ксенона приблизительно вдвое больше, чем с молекулами кислорода и азота [14]. Но моделирование процессов в ксеноне проводилось при пониженных давлениях последнего, при которых столкновения также играли второстепенную роль (значение n_2 оценивалось по формуле $n_2 = P_{Xe} 8 \times 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$ [18], где P_{Xe} – давление ксенона в атмосферах).

3. Благородный газ в кювете

Эксперименты с газами в кювете отличаются от экспериментов в атмосфере относительно малой длиной трассы и большим числом свободно варьируемых параметров (давление, состав газа и др.). Одной из целей таких экспериментов является разработка методов сокращения длительности импульсов. Для этого мы выполнили моделирование распространения волновых пакетов излучения в ксеноне, изменяя давление, мощность и длительность импульса и параметры пучка на входе. Далее предполагается, что давление в кювете составляет 0.25 атм, а параметры волнового пакета на входе таковы, что в вакууме в точку $z = 0$ приходит гауссов спектрально ограниченный импульс с длительностью по полувысоте $\tau_p = 1.2 \text{ пс}$ и гауссовой структурой пучка: $A(z=0) \propto \exp(-r^2/r_0^2)$. Входное окно кюветы находится в точке $z_{in} = -5z_d$, где $z_d = \pi r_0^2/\lambda$ – дифракционная длина. Варьируя пиковую мощность P_p импульса (в области $P_{cr} \leq P \leq 3P_{cr}$) и дифракционную длину z_d , мы наблюдали два существенно различных режима самовоздействия, позволяющих сократить импульс излучения.

Режим филаментации наблюдается при больших дифракционных длинах и пиковых мощностях и характеризуется, в частности, образованием ударных волн огибающей на заднем фронте импульса. Причины этого состоят в следующем. В фиксированной точке пространства в приосевой области пучка плотность электронов растет с течением времени, поэтому задние слои светового пакета распространяются в среде с большей плотностью электронов и, следовательно, с меньшей групповой скоростью, чем передние. В таких условиях на заднем фронте импульса может формироваться ударная волна [7]. Естественно, что прежде всего она формируется в приосевой области пучка, где плотность электронов максимальна.

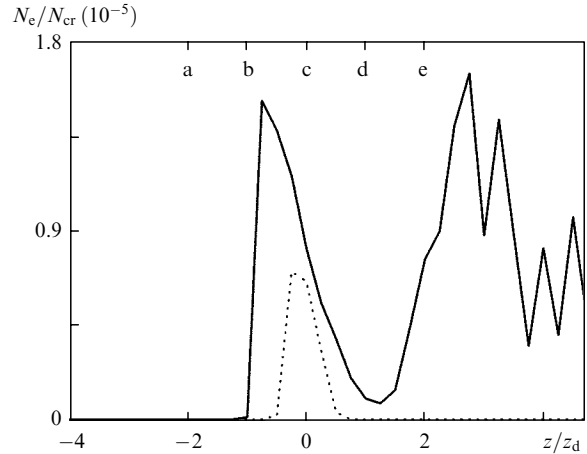


Рис.1. Нормированная плотность электронов на оси лазерного пучка в зависимости от нормированной координаты z . Сплошная кривая – режим филаментации (рассчитана при входной мощности $P = 2.5P_{cr}$), пунктирная кривая – однофокусный режим ($P = 1.5P_{cr}$). Буквами a, b, c, d, e обозначены точки с координатами $Z_a = -2z_d$, $Z_b = -z_d$, $Z_c = 0$, $Z_d = z_d$, $Z_e = 2z_d$.

В таком режиме короткий импульс можно выделить с помощью диафрагмы. Этот режим иллюстрируют рис. 1, 2. Как правило, импульс, формируемый в приосевой области (выделяется диафрагмированием) содержит длинный пьедестал, а его мощность оказывается меньше исходной пиковой мощности P_p . Длительность импульса может быть существенно (почти на порядок) меньше на-

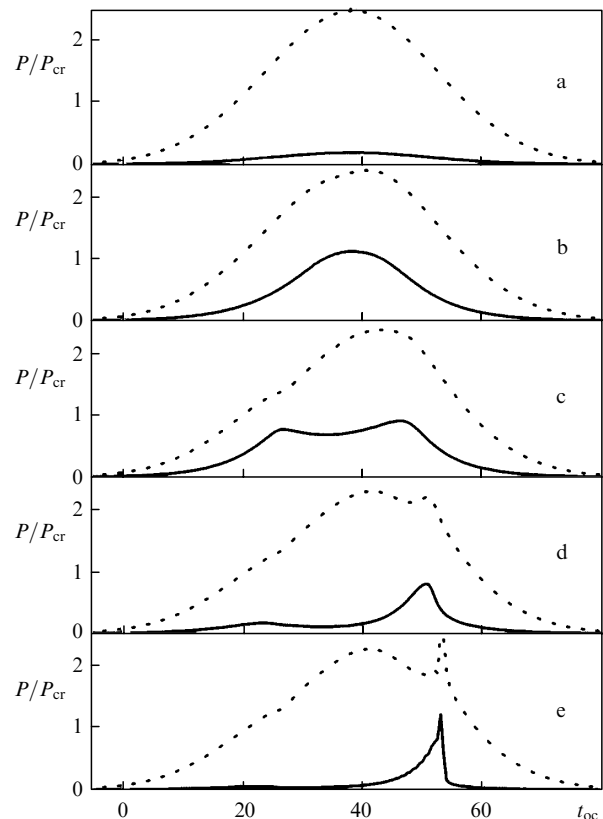


Рис.2. Мощности светового пучка, рассчитанные в сечениях Z_a , Z_b , Z_c , Z_d , Z_e . Пунктирная кривая – полная мощность пучка, сплошная кривая – мощность, проходящая через диафрагму радиусом $0.12r_0$ (сечение диафрагмы равно 0.03 от сечения исходного пучка в фокусе пучка в отсутствие самовоздействия); t_{oc} – время в периодах светового поля.

чальной, но ее трудно контролировать из-за хаотичной структуры филамента (см. рис.1). К сожалению, моделирование этого режима удастся выполнить лишь на ограниченных длинах. На больших длинах в результатах расчета возникают биения с периодом, привязанным к временному шагу численной схемы. В условиях наших расчетов на таких длинах длительность заднего фронта уже была близка к половине оптического периода, так что и метод медленно меняющихся амплитуд, и различные усреднения, предполагающиеся при вычислении токов и других величин в уравнениях (1)–(7), уже теряют смысл. Для корректного исследования этого этапа эволюции светового пакета необходима разработка более совершенных методов.

Режим однократной фокусировки наблюдается при малых дифракционных длинах z_d и мощностях P_p , значительно превышающих пороговую. Природа однократной фокусировки при закритических мощностях обсуждалась в [19] (см. также [16]). В таком режиме ионизация вещества, достаточная для ограничения фокусировки, происходит лишь на небольшой длине, а пространственная структура пучка и зависимость мощности от времени после прохождения фокуса мало отличаются от реализуемых в вакууме. В основном самовоздействие сводится к фазовой самомодуляции. Центральная часть импульса оказывается chirпированной в положительном направлении и может быть сжата в среде с аномальной дисперсией групповой скорости (например, в пластинке из NaCl [8, 10]). Такой режим иллюстрируют рис.1, 3, 4. По расчетам в этом режиме легко достигается сокращение длительности импульса в 3–4 раза и увеличение пиковой мощности в 2.5–3 раза. По мере увеличения исходной мощности P_p эти параметры возрастают, но до определенного предела, что обусловлено почти скачкообразным переходом в режим филаментации. При указанной выше структуре волнового пакета однофокусный режим реализовывался в расчетах при входных мощностях, не превышающих $2P_{cr}$. При более жесткой фокусировке этот диапазон расширяется.

Грубую оценку ширины спектра, реализующегося в однофокусном режиме при околоскритических мощностях, можно выполнить аналитически. Амплитуду поля

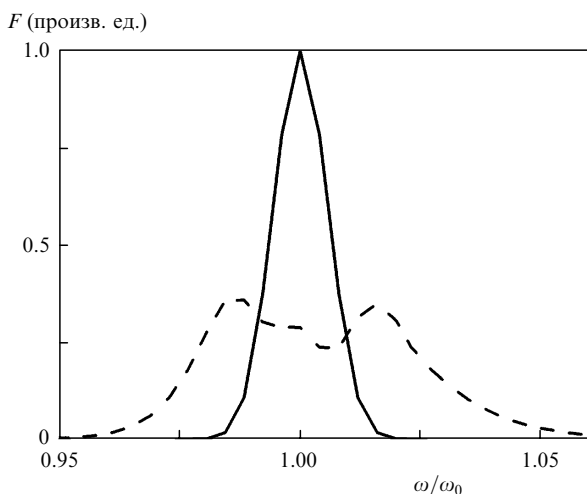


Рис.3. Спектр пучка $F(\omega)$ на входе (сплошная кривая) и на выходе (штриховая кривая) из кюветы с ксеноном в однофокусном режиме (входная мощность $P = 1.5P_{cr}$). Частота ω нормирована на центральную частоту исходного лазерного излучения ω_0 .

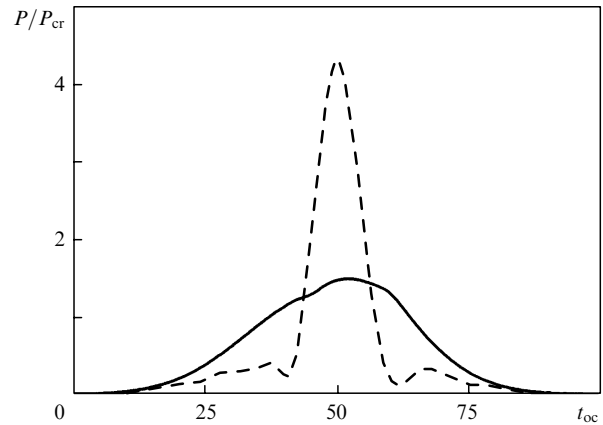


Рис.4. Испытавший самовоздействие световой импульс до (сплошная кривая) и после (штриховая кривая) пластинки из NaCl толщиной 3.5 см.

в этом случае можно искать в виде $A \approx A_0 e^{i\varphi}$, где A_0 – амплитуда в отсутствие нелинейностей. Тогда, пренебрегая ионизацией, получаем $\partial\varphi/\partial z \approx kn_2 I$. Проинтегрировав это уравнение в бесконечных пределах, для фазы на оси пучка получим

$$\varphi(t) \approx \pi P(t)/P_{cr}. \quad (8)$$

Определяя мгновенную частоту как $\omega_{inst} = -\dot{\varphi}$ и полагая, что итоговая ширина спектра $\delta\omega$ близка к разности между максимальным и минимальным значениями ω_{inst} , после несложных алгебраических преобразований можно получить (для гауссова импульса)

$$\delta\omega \approx \sqrt{32 \ln 2} e^{-1/2} (P_p/P_{cr}) (\pi/\delta t),$$

что приблизительно в $3P_p/P_{cr}$ раз больше, чем ширина спектра спектрально ограниченного импульса длительностью δt . Эта оценка, как и зависимость (8) фазы от времени, согласуется с результатами численного счета при $P_p \approx P_{cr}$. В области $P > 1.5P_{cr}$ в уширение спектра заметный вклад вносит ионизация, и проведенные рассуждения оказываются слишком грубыми. Формально они применимы лишь при малых значениях фазы (8). Вместе с тем результат не зависит от длины волны, поэтому фазовая самомодуляция в однофокусном режиме, по-видимому, может использоваться для сокращения длительности (и повышения мощности) импульсов и в ближнем ИК диапазоне. Заметим, что для сокращения длительности можно использовать также двухкаскадную схему компрессии [20].

4. Световой пакет в воздухе

При моделировании распространения волнового пакета в воздухе предполагалось, что $n_2 = 5.7 \times 10^{-19} \text{ см}^2 \times \text{Вт}^{-1}$ [18]. Мощность P_p варьировалась в области $1.5P_{cr} \leq P_p \leq 2.5P_{cr}$, дифракционная длина z_d составляла 40 м, входные параметры пакета задавались в точке $z_{in} = -2z_d$ таким же способом, как и в случае кюветы с ксеноном. Цель моделирования состояла в том, чтобы выяснить, можно ли получить высокую интенсивность излучения (и тем самым высокую плотность и температуру электронов) на большом расстоянии от источника излучения. В качественном отношении закономерности, наблюдае-

мые в результатах расчетов, мало отличаются от описанных выше. При $P_p = 1.5P_{cr}$ филамент не возникает. При $P_p = 2.5P_{cr}$ вблизи фокуса пучка (т. е. на расстоянии ~ 80 м) образуется филамент длиной около 15 м с пиковой плотностью электронов $\sim 2.2 \times 10^{-5} N_{cr}$, где $N_{cr} = m\omega^2/4\pi e^2 \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ – критическая плотность. Максимальная интенсивность в филаменте достигает $2 \times 10^{13} \text{ Вт/см}^2$. Эволюция интенсивности в приосевой области в фиксированном сечении характеризуется импульсом, выделяемым находящейся в нем диафрагмой малого диаметра. В случае воздуха общие закономерности в поведении импульсов, наблюдаемых в разных сечениях, мало отличаются от наблюдавшихся в случае ксенона и иллюстрируются рис 2. Параметры этих импульсов меняются вдоль оси z менее регулярно, чем при малых z_d . Интенсивность, превышающая 10^{13} Вт/см^2 , поддерживается в фиксированной области в течение не более 300 фс. Малая длительность этого этапа делает допустимым пренебрежение лавинной ионизацией (слагаемым $w_{av}N_e$ в (7)) при проведении аналитических оценок.

Для грубой аналитической оценки предельной интенсивности в филаменте мы используем следующую систему утверждений и равенств: в филаменте керровское слагаемое в показателе преломления и слагаемое, учитывающее вклад свободных электронов, компенсируют друг друга, т. е.

$$N_e/2N_{cr} = n_2 I, \quad (9)$$

плотность электронов можно оценить по формуле

$$N_e = W(I)\delta t/2, \quad (10)$$

а средняя по периоду поля вероятность ионизации (см. [21]) может быть записана в следующем упрощенном виде:

$$W(I) = \Omega \exp \left[-\frac{2}{3} \left(\frac{U}{U_H} \right)^{3/2} \frac{A_H}{A} \right], \quad (11)$$

где $U_H = 13.6 \text{ эВ}$; $A_H = e/r_B^2$ – напряженность поля, создаваемого протоном на расстоянии, равном радиусу Бора; $\Omega \approx 2\sqrt{A_H/A} U/h$. Используя эти соотношения, можно получить для интенсивности I следующее уравнение:

$$I = \frac{4}{9} \left(\frac{U}{U_H} \right)^3 I_H \left[\ln \left(\frac{U}{h} \delta t \frac{N_a I_H^{1/4}}{N_{cr} n_2 I^{5/4}} \right) \right]^{-2}, \quad (12)$$

где $I_H = cA_H^2/8\pi \approx 3.5 \times 10^{16} \text{ Вт/см}^2$; N_a – плотность ионизируемых частиц (в воздухе – молекул кислорода). Поскольку аргумент логарифма в этом уравнении очень велик ($\sim 10^{10}$), оно легко решается методом последовательных приближений. По той же причине даже значительные ошибки, допускаемые при оценке этого аргумента (например, на один-два порядка), приводят к относительно небольшим (20 % – 40 %) ошибкам в оцениваемом значении I , что и оправдывает использование грубых, но простых выражений (9)–(11). В соответствии с уравнением (12) предельное значение интенсивности в филаменте в воздухе (для кислорода $U = 12.2 \text{ эВ}$) составляет $\sim 2.2 \times 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ и практически совпадает с полученным в численных расчетах. При такой интенсивнос-

ти десятимикронного излучения пондеромоторная энергия электрона составляет более 200 эВ, а амплитудное значение энергии колебаний – свыше 400 эВ. Как известно, при каждом столкновении энергия случайного (теплового) движения электрона увеличивается в среднем на удвоенную пондеромоторную энергию [14], так что уже за два столкновения электрон может приобрести энергию $\sim 1 \text{ кэВ}$. Естественно, наличие высокоэнергетических электронов должно сопровождаться тормозным рентгеновским излучением и возбуждением молекул, в том числе в их глубоколежащие состояния. Все это может привести к разработке новых схем зондирования атмосферы. Заметим, что интенсивность (12) слабо зависит от нелинейного показателя преломления n_2 и сильно – от потенциала ионизации.

5. Нелинейные преобразования высокоинтенсивного десятимикронного лазерного излучения в газовых средах

В связи с проведенным рассмотрением можно сделать также следующие замечания, связанные с нелинейными преобразованиями высокоинтенсивного десятимикронного лазерного излучения в газовых средах.

Распространение сверхкоротких импульсов высокоинтенсивного ($I \sim 10^{13} \text{ Вт/см}^2$) лазерного излучения ближнего ИК диапазона в газовой среде сопровождается генерацией третьей гармоники (ГТГ) [22]. Теоретический расчет процесса ГТГ в режиме филаментации является достаточно сложной задачей. Однако из экспериментов, проведенных с фемтосекундным лазерным излучением на длине волны 0.8 мкм, известно, что эффективность преобразования в третью гармонику в режиме плазмообразования [22] и филаментации [23] достигает 0.1 %. Отметим, что ранее нами изучалась ГТГ при резонансном взаимодействии пикосекундных импульсов десятимикронного излучения с многоатомными молекулами [24], однако столь высокой эффективности преобразования в третью гармонику добиться не удалось. Следует ожидать, что в режиме филаментации импульсы десятимикронного диапазона с энергией порядка 1 Дж могут быть преобразованы в трехмикронный диапазон с энергией более 1 мДж. Такие параметры становятся практически важными и для задач дистанционного зондирования атмосферы.

Известно, что процесс филаментации фемтосекундного лазерного излучения ближнего ИК диапазона в газовой среде (воздухе) сопровождается конической эмиссией терагерцевого излучения [25]. Разработанная в упомянутой работе модель конической эмиссии представляется применимой и в случае филаментации десятимикронного излучения. В соответствии с этой моделью источником конической эмиссии являются кильватерные колебания, возбуждаемые лазерным импульсом в филаменте. Частоты этих колебаний определяются концентрацией электронов. В соответствии с результатами расчетов для десятимикронного диапазона эти частоты лежат в области 10^{11} Гц . Грубый анализ, основанный на результатах работы [25], показывает, что энергия, излучаемая кильватерными колебаниями, прямо пропорциональна произведению $E^2 \lambda^2$, где E – энергия лазерного импульса. С этой точки зрения переход к более длинноволновому лазерному излучению представляется выгодным. Следует также отметить, что, управляя спектром и

режимом фокусировки лазерного излучения, можно создать источник терагерцевого излучения в заданной области пространства, в частности в области нахождения зондирующего объекта [25].

6. Заключение

Таким образом, в настоящей работе проведено численное моделирование распространения в ксеноне и в воздухе сверхкоротких импульсов десятимикронного лазерного излучения с мощностями, превышающими критическую мощность самофокусировки. Показано, что в определенных режимах в ксеноне может быть реализовано сокращение длительности импульсов в 3–4 раза с одновременным повышением мощности в 2–3 раза. Методика сокращения длительности сверхкоротких импульсов десятимикронного диапазона позволяет осуществить и многокаскадное (по крайней мере, двухкаскадное) преобразование. При этом укорочение импульса происходит с незначительными потерями энергии, т. е. со значительным увеличением пиковой мощности импульса.

Работа поддержана РФФИ (гранты № 08-02-01137а, 08-02-01245а, 08-02-90259-Узб_а).

1. Ахманов С.А., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С., Краюшкин С.В., Кудинов И.А., Платоненко В.Т., Попов В.К. *Квантовая электроника*, **13**, 1957 (1986).
2. Mourou G., Tajima T., Bulanov S. *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 309 (2006).
3. Li Y., Zhang J., Sheng Z., Teng H., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **90** (16), 165002-1 (2003).
4. Gordienko V.M., Zhvania I.A., Makarov I.A. *Laser Phys.*, **18** (4), 380 (2008).
5. Juodkazis S., Nishimura K., Tanaka S., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 166101-1 (2006).
6. Kasparian J., Wolf J.-P. *Opt. Express*, **16** (1), 466 (2008).
7. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).
8. Corkum P.V. *IEEE J. Quantum Electron.*, **21** (3), 216 (1985).
9. Биглов З.А., Гордиенко В.М., Платоненко В.Т., Слободянюк В.А., Таранухин В.Д., Тен С.Ю. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **55**, 337 (1991).
10. Bravy B.G., Gordienko V.M., Platonenko V.T., Rykovanov S.G., Vasiliev G.K. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6735**, 67350L (2007).
11. Кандидов В.П., Косарева О.Г., Колтун А.А. *Квантовая электроника*, **33** (1), 69 (2003).
12. Couairon A., Tzortzakis S., Berge L., et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19** (2), 118 (2002).
13. Михайлова Ю.М., Платоненко В.Т., Чжэн Ц. *ЖЭТФ*, **135** (2), 211 (2009).
14. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1987).
15. Oleinikov P.A., Platonenko V.T. *Laser Phys.*, **3**, 618 (1993).
16. Шен И. *Принципы нелинейной оптики* (М.: Наука, 1989).
17. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. *ЖЭТФ*, **50**, 1393 (1966).
18. Nibbering E., Grillon G., Franco M., et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14** (3), 650 (1997).
19. Wagner W.G., Haus H.A., Marburger J.H. *Phys. Rev.*, **175**, 256 (1968).
20. Couairon A., Biegert J., Hauri C., et al. *J. Modern Opt.*, **53** (1-2), 75 (2006).
21. Talebpour A., Yang J., Chin S. *Opt. Commun.*, **163**, 29 (1999).
22. Fedotov A.B., Koroteev N.I., Loy M., et al. *Opt. Commun.*, **133**, 587 (1997).
23. Akozbek N., Iwasaki A., Becker A., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **89** (14), 143901-1 (2002).
24. Biglov Z.A., Gordienko V.M., Danilov E.O., Platonenko V.T., Slobo-dyanyuk V.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2041**, 193 (1993).
25. D'Amico C., Houard A., Franco M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 235002 (2007).