

Ю.В. Кистенев, Ю.Н. Пономарев

Особенности нелинейного взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с молекулярной атмосферой

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 22.12.2005 г.

Представлен анализ особенностей нелинейного взаимодействия мощных фемтосекундных лазерных импульсов с молекулярной атмосферой, связанных с комбинированным действием «элементарных» нелинейных эффектов, таких как многофотонная или туннельная ионизация молекул, керровская нелинейность, нелинейное резонансное поглощение газовыми компонентами атмосферы. Основное внимание уделено возможным механизмам нелинейных эффектов наименьших порядков, влияющих на распространение фемтосекундных лазерных импульсов на атмосферных трассах.

Введение

Появление мощных лазеров, генерирующих импульсы длительностью в несколько десятков фемтосекунд, привело к созданию новой технологии анализа газового состава атмосферы методом абсорбционной лазерной спектроскопии с новым широкополосным источником света — суперконтинуумом. Суперконтинуум (СК) генерируется в заданной области атмосферы с помощью фемтосекундных импульсов тераваттной мощности. Как показано в [1], излучение СК, как и лазерный пучок, остается хорошо коллимированным вдоль трассы распространения.

Распространение тераваттных фемтосекундных импульсов (ФСИ) в молекулярной атмосфере отличается от достаточно изученного режима распространения импульсов наносекундной длительности. Взаимодействие ФСИ с колебательно-вращательными переходами атмосферных молекул является нестационарным. Длительность ФСИ меньше времен как колебательной, так и вращательной релаксации, а ширина спектра импульса перекрывает несколько колебательно-вращательных полос молекул H_2O и O_2 в полосе генерации лазера ФСИ на сапфире с титаном. В такой ситуации следует ожидать сложного характера поглощения излучения ФСИ воздухом.

Действительно, выполненные в [2] сравнительные измерения поглощения воздухом излучения нано- и фемтосекундных импульсов с сопоставимыми значениями ширины спектра генерации (23,4 нм для импульса длительностью 9 нс и 17,7 для ФСИ длительностью 80 фс) показали, что при вариации значения энергии импульса от 0,1 до 10 мДж зависимость поглощенной воздухом энергии близка к квадратичной для ФСИ и линейна для импульса наносекундной длительности. Позже на той же установке был получен результат, показывающий, что при дальнейшем увеличении энергии зависимость

поглощения воздуха становится степенной: $E_{\text{полг}} \sim \sim E_{\text{лаз}}^n$, где $n > 2$ [3]. Высокая энергия ФСИ, сконцентрированная в малом объеме пространства, приводит к появлению особенностей нелинейного взаимодействия лазерных импульсов с молекулярной атмосферой, связанных с комбинированным действием «элементарных» нелинейных эффектов, таких как многофотонная или туннельная ионизация молекул, керровская нелинейность, нелинейное резонансное поглощение газовыми компонентами и т.п. Возникновение новых каналов перекачки энергии лазерного излучения в среду приводит к существенному усложнению процесса его взаимодействия со средой, реализации нелинейных эффектов, которые не наблюдаются в рамках традиционной нелинейной оптики.

В данной статье представлены обзор и анализ особенностей проявления квадратичных и кубичных нелинейных эффектов при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с молекулярной атмосферой.

Квадратичная нелинейность, как и другие четные нелинейности, характерна только для сред без центра симметрии, например для анизотропных кристаллов (см., например, [4]). В газовых средах в силу их изотропности наименьшая нелинейность имеет третий порядок. С ней связаны эффекты самовоздействия, генерация третьей гармоники и т.п. В условиях самовоздействия в таких средах нелинейные эффекты второго порядка принципиально невозможны. Эти эффекты в изотропных средах возникают лишь при наличии дополнительного постоянного электрического поля [4].

1. Ионизация воздуха

Среди молекул воздуха наименьший порог ионизации 12,1 эВ имеют молекулы кислорода, что в несколько раз превышает энергию фотона види-

мого или ИК-диапазонов. Процесс многофотонной ионизации определяется параметром Келдыша [5]:

$$\gamma = \omega \frac{\sqrt{2m_e U(0)}}{eE},$$

где E , ω — напряженность и частота лазерного поля; m_e , e — масса и заряд электрона; $U(0)$ — потенциал ионизации атома в отсутствие внешнего поля (field free ionization potential). Если $\gamma \gg 1$, то преобладает многофотонная ионизация атома. При $\gamma \ll 1$ кулоновский потенциал иона сильно искажается внешним полем и начинает преобладать механизм туннельной ионизации. В очень сильных оптических полях кулоновский барьер подавляется внешним полем и становится возможной надбарьерная ионизация [6].

При описании ионизации используются кинетические модели, скорости ионизации в которых определяются видом процесса. Скорость многофотонной ионизации связана с интенсивностью лазерного излучения следующим образом [5]:

$$A = \sigma^{(k)} I^k(r, t), \quad (1)$$

где A — скорость ионизации; $k = \text{mod}(U(\omega)/\hbar\omega + 1)$ — количество фотонов, необходимых для ионизации (при ионизации молекул кислорода под действием излучения титан-сапфирового лазера $k = 8$ [7]); $\sigma^{(k)}$ — сечение многофотонной ионизации. Здесь

$$U(\omega) = U(0) + e^2 E^2 / (4m_e \omega^2).$$

Типичная модель генерации свободных электронов в воздухе под действием фемтосекундных лазерных импульсов определяется уравнением [8–11]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \sigma^{(k)} I^k(r, t) (\rho_{at} - \rho), \quad (2)$$

где ρ — концентрация зарядов; ρ_{at} — концентрация свободных электронов в атмосфере.

Выбиваемый из атома электрон попадает в переменное электромагнитное поле лазерного излучения, которое действует как дополнительный барьер [5], определяемый пондеромоторной энергией, равной $U_p(I) = 9,33 \cdot 10^{-14} I \lambda$, эВ, где λ — длина волны лазерного излучения, мкм; I — интенсивность, Вт/см². Отмечается, что порог многофотонной ионизации не зависит от высоты барьера. Это говорит о двухступенчатом процессе ионизации: сначала электрон возбуждается до энергии континуальных состояний, оставаясь в окрестности ядра, ограниченной барьером, затем электрон поглощает дополнительную световую энергию и вырывается из атома. В таком процессе порядок нелинейности определяется первым этапом.

Строго говоря, теория Келдыша применима для водородоподобных атомов [12]. Для расчета скорости ионизации молекул необходима эмпирическая коррекция, при этом сравнение теории и эксперимента показывает, что теория Келдыша дает

хорошее согласие до значений плотности электронов $\sim 10^{16}$ см⁻³.

Одним из важных следствий образования плазмы в воздухе является изменение его показателя преломления Δn_p , которое можно оценить на основе модели Друде (см., например, [13]):

$$\Delta n_p = -2\pi e^2 N_e / (m_e \omega^2). \quad (3)$$

Из (2) и (3) следует:

$$\Delta n_p = -2\pi e^2 \rho_{at} \exp\left(\sigma^{(k)} \int_{-\infty}^t I^k(t') dt'\right) / (m_e \omega^2).$$

Для излучения Ti:Sa-лазера, с учетом значения $\rho_{at} = 2,7 \cdot 10^{19}$ см⁻³ [11], получим

$$\Delta n_p = 5,7 \cdot 10^{-7} \exp\left(\sigma^{(k)} \int_{-\infty}^t I^k(t') dt'\right).$$

Типичное значение для воздуха $\sigma^{(k)} = 3,7 \cdot 10^{-96}$ с⁻¹ · см¹⁶ Вт⁻⁸ [11]; следовательно, изменение показателя преломления воздуха за счет его многофотонной ионизации фемтосекундными импульсами Ti:Sa-лазера существенно лишь для интенсивностей, превышающих 10^{13} Вт/см².

2. Генерация второй гармоники в воздухе

Генерация второй гармоники относится к нелинейным эффектам второго порядка, когда нелинейная поляризация среды квадратично зависит от напряженности оптического поля:

$$P_i^{(2)}(r, t) = \sum_{jk} \chi_{ijk}^{(2)} E_j(r, t) E_k(r, t). \quad (4)$$

Здесь $P_i^{(2)}(r, t)$, $E_j(r, t)$ — компоненты нелинейной поляризации среды и напряженности оптического поля соответственно.

Генерация второй гармоники (и других четных гармоник) в центросимметричной среде возможна только за счет мультиполей высокого порядка: электрического квадрупольного или магнитного дипольного моментов молекулы или атома. Так как отношение электрической квадрупольной компоненты к электрической дипольной составляет величину порядка [4]:

$$ka = 2\pi a / \lambda,$$

где a — размер атома или молекулы, то для оптического диапазона электрическая квадрупольная поляризация на три порядка меньше дипольной.

Если распространение лазерного импульса сопровождается генерацией неоднородной плазмы, то центросимметричность среды снимается и за счет нелинейности третьего порядка также возможна генерация второй гармоники, когда действие поля лазерного излучения на среду комбинируется

с действием электрического поля неоднородной плазмы:

$$P_{2\omega} = \chi^{(3)} \langle E_s \rangle EE, \quad (5)$$

где $\langle E_s \rangle$ – усредненная за оптический период напряженность поля неоднородной плазмы; $\chi^{(3)}$ – тензор нелинейной восприимчивости среды третьего порядка; $P_{2\omega}$ – компонента поляризации среды на удвоенной частоте.

Теоретический и экспериментальный анализ процесса генерации второй гармоники вида (5), когда неоднородность плазмы связана с неоднородностью поля и ponderomotorными силами, проведен в работе [14]. Эксперименты проводились с использованием излучения Nd:YAG-лазера с модуляцией добротности и паров атомарного натрия, энергия импульса составляла 50 мДж, длительность – 28 пс, пучок фокусировался до размера 0,3 мм. Эксперименты показали, что сигнал излучения второй гармоники приблизительно пропорционален четвертой степени интенсивности лазерного излучения.

В [15] предложен метод расчета поля второй гармоники, базирующийся на параксиальном приближении и формализме функций Грина. Расчеты показали, что общая мощность поля второй гармоники пропорциональна квадрату интенсивности поля лазера.

Экспериментальное наблюдение сигнала второй гармоники фемтосекундных лазерных импульсов Ti:Sa-лазера в воздухе для интенсивностей ниже порога оптического пробоя показало, что сигнал пропорционален энергии импульса в степени $1,9 \pm 0,1$ [16]. При этом отмечается, что ионизация воздуха фемтосекундными лазерными импульсами начинается с интенсивностей $\sim 10^{11}$ Вт/см² и значительно усиливается при наступлении оптического пробоя. Эту величину можно считать порогом для данного эффекта.

3. Генерация третьей гармоники в воздухе

Для эффективной генерации третьей гармоники необходимо выполнение условия фазового синхронизма на частотах основной волны и волны третьей гармоники:

$$n(\omega) = n(3\omega).$$

Вне областей резонансного поглощения воздух обладает нормальной дисперсией и выполнение данного условия невозможно. Оно легко выполнимо за счет нелинейного изменения показателя преломления на основной частоте ω вследствие эффекта Керра и генерации плазмы [17]:

$$n_0(\omega) + n_2(\omega)I(\omega) - \Delta n_p(\omega) = n_0(3\omega) - \Delta n_p(3\omega),$$

где n_0 – линейный показатель преломления воздуха; n_2 – нелинейная добавка к показателю преломления за счет эффекта Керра. Для концентрации свободных электронов $\sim 10^{16} - 10^{17}$ см⁻³ интенсивность

лазерного излучения, обеспечивающая условие фазового синхронизма, составляет $10^{13} - 10^{14}$ Вт/см² [17]. При этом интенсивность волны третьей гармоники определяется соотношением

$$I_{3\omega}(z) = \frac{(3\omega)^2}{n_{3\omega} n_{\omega}^2 \epsilon_0 c^4} I_{\omega}^3 l_{eff}^2,$$

где $l_{eff}^2 = \chi_{eff} z$ – эффективная длина взаимодействия, на которой выполняется условие фазового синхронизма.

В экспериментах генерация третьей гармоники излучения Ti:Sa-лазера в воздухе начиналась с $I(\omega) \sim 2,5 \cdot 10^{13}$ Вт/см² [11], что можно считать порогом данного эффекта.

4. Эффект оптического выпрямления

При генерации свободных электронов в воздухе под действием фемтосекундных лазерных импульсов в соответствии с моделью (2) заряды с переменной во времени плотностью создают в среде электромагнитную волну, напряженность поля которой E_e может быть описана волновым уравнением

$$\nabla^2 E_e - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_e}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial j_e}{\partial t} - 4\pi e \nabla \rho. \quad (6)$$

Здесь j_e – плотность тока свободных зарядов; c – скорость света. Для определения этой величины используем уравнение [10]:

$$\frac{\partial j_e}{\partial t} = \frac{e^2}{m} \rho E_e - \frac{j_e}{\tau_c}, \quad (7)$$

где τ_c – время столкновительной релаксации плазмы. Для воздуха в нормальных условиях $\tau_c = 3,5 \cdot 10^{-13}$ с [9].

В уравнении (6) не рассматриваются вторичные эффекты, связанные с взаимодействием E_e поля со средой, определяемые материальными уравнениями вида $P = f(E_e)$, где P – удельная поляризация среды.

Наличие дополнительного поля E_e в среде в комбинации с мощным лазерным полем E может приводить к нелинейной поляризации воздуха, которая, в частности, будет иметь следующее слагаемое:

$$P^{(3)}(r,t) = \chi^{(3)} |E(r,t)|^2 E_e(r,t) = n_2 I(r,t) E_e(r,t). \quad (8)$$

Если поле E_e носит квазистационарный характер, по крайней мере не меняется с частотой, близкой к частоте лазерного поля, нелинейная поляризация среды (8) может приводить к эффекту, аналогичному эффекту оптического выпрямления.

Проведем анализ свойств поля свободных зарядов E_e , возникающих за счет многофотонной ионизации воздуха мощным лазерным полем. Для этого понизим порядок уравнения (6). Как правило, для понижения порядка волнового уравнения, описывающего распространение оптических импульсов, в том числе и фемтосекундной длительности,

используется метод медленно меняющихся амплитуд [6, 18]. Поскольку априори нельзя считать, что поле свободных зарядов имеет высокочастотную несущую, метод медленно меняющихся амплитуд в данном случае неприменим, поэтому для понижения порядка используем приближение однонаправленного распространения [19]. Уравнение (6) в этом приближении и приближении квазиоптики примет вид

$$\frac{\partial E_e}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E_e}{\partial t} = \frac{c}{2} \int_0^t \nabla_{\perp}^2 E_e dt' - \frac{2\pi}{c} j_e - 2\pi c \int_0^t \nabla p dt'. \quad (9)$$

Пусть для простоты лазерное поле имеет форму щелевого пучка. Тогда в скалярном приближении поперечная компонента поля $E_e = (E_e)_x$ будет описываться уравнением

$$\frac{\partial E_e}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E_e}{\partial t} = \frac{c}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_0^t E_e dt' - \frac{2\pi}{c} j_e - 2\pi c \int_0^t \frac{\partial p}{\partial x} dt'. \quad (10)$$

Анализ задачи распространения поля свободных зарядов (2), (7), (10) проводился численными методами. При этом учитывались следующие условия:

$$\rho / \rho_{at} \ll 1, \quad \tau_p / \tau_c \ll 1. \quad (11)$$

Расчеты проводились для следующих значений параметров задачи: Ti : Sa-лазер с длительностью импульса $\tau_p = 50$ фс, энергией 10 мДж, диаметром пучка 3 мм; $\sigma^{(k)} = 3,7 \cdot 10^{-96} \text{ c}^{-1} \cdot \text{см}^{16} \cdot \text{Вт}^{-8}$, $\rho_{at} = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [5]. Отметим, что встречающиеся в литературе данные для нелинейного отклика среды соответствуют импульсному излучению с высокочастотной несущей, попадающей в диапазон видимого или УФ-света. Поле поляризации (10), строго говоря, таковым не является, однако зависимость n_2 от частоты не очень сильная, поэтому для оценок использовалось значение для УФ-диапазона: $n_2 = 8 \cdot 10^{-19} \text{ c}^2 \cdot \text{Вт}^{-1}$ [11].

Поле лазерного импульса на входе в среду имело вид

$$E(x, z, t) \Big|_{z=0} = \begin{cases} E_0 \sin(\pi t / \tau_p) \exp(-x^2 / x_0^2) \exp(i\omega t), & 0 \leq t \leq \tau_p, \\ 0, & t > \tau_p, t < 0, \end{cases} \quad (12)$$

где x_0 — начальный радиус пучка. Для простоты использовалось типичное для задач нелинейного параметрического взаимодействия приближение заданного поля накачки, т.е. считалось, что поле лазерного импульса в среде имеет вид (12).

На рис. 1 показана напряженность поля свободных зарядов в среде. Видно, что это поле действительно не имеет высокочастотной несущей, т.е. носит квазистационарный характер. Отметим, что при учете столкновительной релаксации спустя время τ_c после начала взаимодействия с лазерным импульсом поле свободных зарядов будет затухать со временем.

Особенности нелинейного взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с молекулярной атмосферой 287
3. Оптика атмосферы и океана, № 4.

Проведем анализ поля, создаваемого кубичной нелинейностью вида (8). В расчетах использовалась следующая форма волнового уравнения, описывающего распределение напряженности этого поля E_d в среде в приближении однонаправленного распространения:

$$\frac{\partial E_d}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E_d}{\partial t} = -\frac{2\pi}{c} \frac{\partial P^{(3)}}{\partial t}, \quad (13)$$

где кубичная поляризация среды $P^{(3)}$ определяется выражением (7). Отметим, что здесь для простоты пренебрегается дифракционным распылением в силу того, что протяженность поля вдоль направления распространения $c\tau_p \ll x_0$.

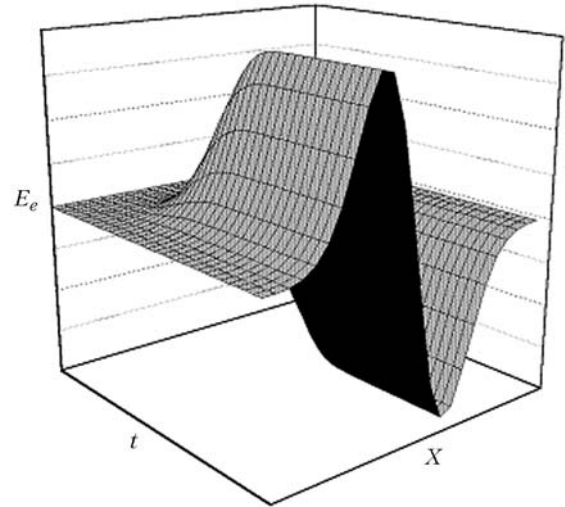


Рис. 1. Пространственно-временная структура поля свободных зарядов, генерируемых фемтосекундным импульсом Ti : Sa-лазера в воздухе

На рис. 2 показана напряженность поля E_d в среде, рассчитанная из уравнения (13).

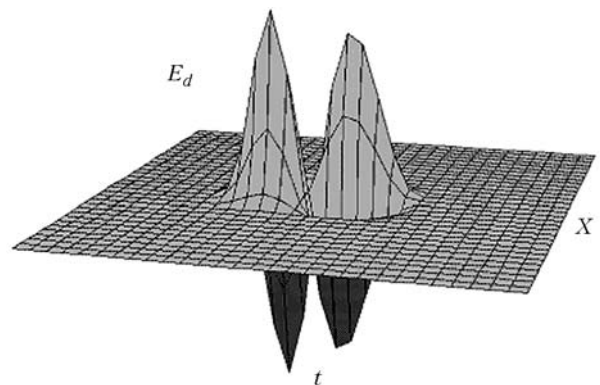


Рис. 2. Пространственно-временная структура поля светового видеоимпульса

На рис. 3 показаны линии равной напряженности поля E_d в относительных единицах E_d/E_m , где E_m — максимальная напряженность лазерного поля после прохождения им расстояния в среде примерно 0,4 см.

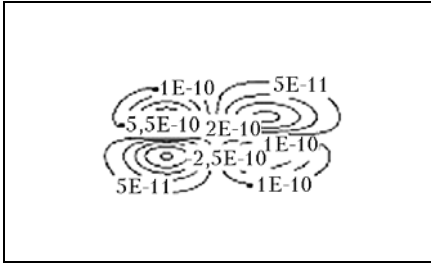


Рис. 3. Линии равной напряженности поля светового видеоимпульса

Из рис. 2 и 3 видно, что в отличие от эффекта оптического выпрямления в постоянном электрическом поле [4] в данном случае структура формируемого видеоимпульса определяется производной от пространственно-временной формы огибающей лазерного поля. Поскольку механизм данного явления во многом аналогичен генерации 2-й гармоники в воздухе, в качестве оценки пороговой интенсивности эффекта оптического выпрямления в воздухе можно также использовать величину интенсивности $\sim 10^{11}$ Вт/см².

Отметим, что в рамках используемых приближений скорость перекачки энергии излучения лазера в волну видеоимпульса близка к экспоненциальной (рис. 4).

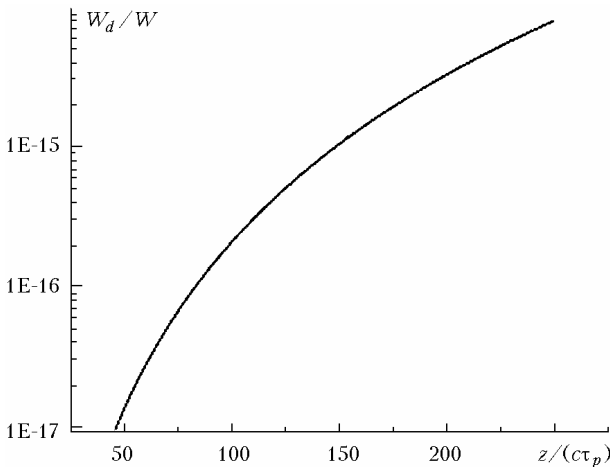


Рис. 4. Динамика роста относительной энергии светового видеоимпульса W_d/W при распространении фемтосекундного импульса T_i : Sa-лазера в воздухе. Здесь W_d — энергия светового видеоимпульса, W — энергия лазерного импульса

5. Влияние резонансного поглощения

Проведем анализ влияния резонансного поглощения, используя приближение квазиоптики и метод медленно меняющихся амплитуд. Основными нелинейными эффектами для фемтосекундных импульсов с интенсивностью $I < 10^{14}$ Вт/см² в газовой среде являются [13]:

1) Электронный эффект Керра, связанный с нелинейным изменением показателя преломления среды, который в первом приближении описывается выражением

$$\Delta n_k = n_2 |E|^2. \quad (14)$$

Здесь нелинейная модуляция показателя преломления среды обусловлена, в первую очередь, ангармонизмом электронного отклика молекулы и комбинационным рассеянием излучения на вращательных переходах молекул среды [13, 20].

2) Материальная дисперсия среды, связанная с наличием линий поглощения газовой среды в области спектра генерации лазера. Дисперсия, а также сопутствующее ей поглощение средой могут быть учтены в приближении вращающейся волны и медленно меняющихся амплитуд следующим образом [18]:

$$\frac{dP}{dt} = i\Delta\omega P + i\zeta\omega E, \quad (15)$$

$$\frac{d\omega}{dt} = -\zeta \text{Im}(P^*E), \quad (15a)$$

где P^* — комплексная поляризация молекулы; ω — разность заселенностей; $\Delta\omega$ — отстройка от центра линии поглощения; $\zeta = 2d/\hbar$, d — дипольный момент перехода.

С учетом этих механизмов распространение импульсного излучения может быть описано следующей моделью:

$$2i \frac{\partial E(z, \tilde{\rho}, \eta)}{\partial z} + \frac{1}{k} \Delta_{\perp} E(z, \tilde{\rho}, \eta) + kn_2 |E|^2 E = -i4\pi k T_2 \sum_i d_i N_i \zeta_i P_i, \quad (16)$$

в ней пучок — аксиально симметричный, неоднородным уширением пренебрегается; T_2 — время фазовой релаксации среды; N_i — концентрация молекул; $\eta = t - z/c$; $\tilde{\rho}$ — радиальная координата.

Задачи распространения, подобные модели (13)–(16), анализировались в [6, 13]. При отсутствии резонансного поглощения (16) переходит в известную модель нелинейного уравнения Шредингера, которое при $n_2 > 0$ имеет солитонные решения, обусловленные балансом между дифракционным расплыванием пучка и его нелинейным самосжатием за счет фокусировки. При отсутствии возмущающих факторов такое уравнение интегрируемо методом обратной задачи рассеяния [21].

В отсутствие керровской нелинейности в случае одного резонансного перехода при точном резонансе уравнение (16) описывает солитоны самоиндуцированной прозрачности [18]. При наличии двух резонансных переходов с $d_1/d_2 = 2$ распространение излучения описывается моделью двойного син-Гордона, которое не интегрируемо, но имеет солитоноподобные решения [22].

Численная схема решения (16) базировалась на методе разностной прогонки по радиальной координате в сочетании с итерационным методом последовательных приближений при учете нелинейного слагаемого, резонансного поглощения и аномальной

дисперсии [23]. Моделирование проводилось для эквидистантного спектра линий поглощения.

Начальная форма импульса имела гауссово распределение в радиальном направлении, временная зависимость амплитуды поля описывалась следующей зависимостью:

$$E(t) = \begin{cases} E_0 \sin^q(\pi t/t_p), & t \in [0, t_p], \\ 0, & t \notin [0, t_p], \end{cases}$$

где t_p — длительность импульса; параметр q задает крутизну фронтов импульса. В расчетах использовалось значение $q = 0,25$. Координата z нормировалась на коэффициент линейного стационарного резонансного поглощения в центре линии.

Результаты расчета формы импульса при распространении в среде без учета резонансной компоненты среды представлены на рис. 5.

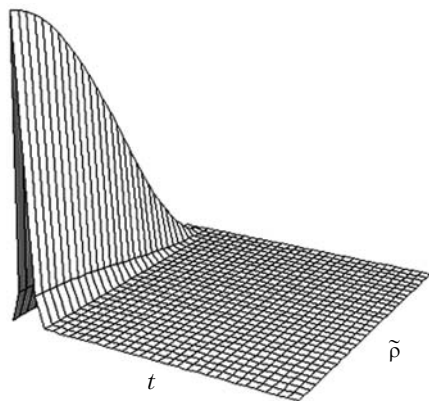


Рис. 5. Расчет формы импульса в среде. Условия расчета: оптическая толщина — $\tau = 30$

Видно, что форма импульса сохраняется практически без изменений, что соответствует условиям существования НУШ-солитонов.

На рис. 6 показано влияние двух линий поглощения на форму импульса. В этом случае наблюдается существенное искажение формы импульса, обусловленное совместным действием керровской и резонансной нелинейностей. Отметим, что амплитуда импульса достаточна для возбуждения солитонов самоиндуцированной прозрачности, однако наличие двух резонансных переходов с различными дипольными моментами приводит к образованию последовательности импульсов с суммарной постоянной площадью и переменной амплитудой каждого из них [24].

Результаты расчета трансформации формы импульса в среде, включающей эквидистантный набор 10 линий поглощения одинаковой интенсивности, которые отстоят друг от друга на полуширину линий поглощения, иллюстрирует рис. 7. Видно, что при значительной оптической толщине среды резонансное поглощение может играть существенную роль в трансформации характеристик лазерного импульса.

Особенности нелинейного взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с молекулярной атмосферой 289

3*

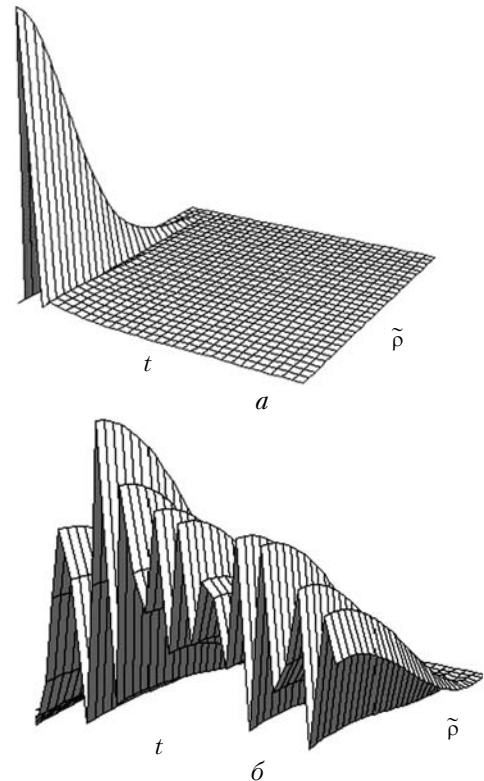


Рис. 6. Расчет формы импульса в среде. Параметры расчета: $d_1 = 3d_2$, $N_1 = N_2$, $\Delta\omega_1 T_2 = \Delta\omega_2 T_2 = 1$, $\zeta E_0 t_p = 1$, оптическая толщина — $\tau = 1$ (а); $\tau = 30$ (б)

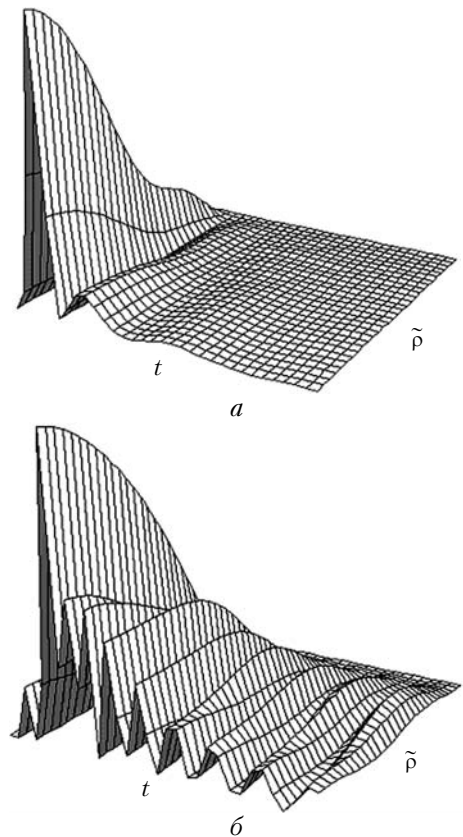


Рис. 7. Расчет формы импульса в среде. Параметры расчета: $\zeta E_0 t_p = 1$, оптическая толщина — $\tau = 1$ (а); $\tau = 30$ (б)

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РАН (Проект 2.3 ОФН РАН и Интеграционный проект СО РАН № 12) и Федерального агентства по науке и инновациям (грант РИ-16.0/019).

1. Rairoux P., Schilinger M., Niedermeier S., Rodriguez M., Ronneberger F., Sauerbrey R., Stein B., Waite D., Wedeking C., Wille H., Woste L., Ziemer C. Remote sensing of atmosphere using ultrashort laser pulses // *Appl. Phys. B*. 2000. V. 71. P. 573–580.
2. Матвиенко Г.Г., Пономарев Ю.Н., Тихомиров Б.А., Тихомиров А.Б., Курсанов А.В., Киселев А.М., Степанов А.Н. Оптико-акустические измерения поглощения фемтосекундного излучения Ti : Sa-лазера атмосферным воздухом // *Оптика атмосф. и океана*. 2004. Т. 17. № 1. С. 95–97.
3. Bochkarev N.N., Zemlyanov A.A., Zemlyanov A.A., Kabanov A.M., Stepanov A.N. Nonlinear Optical-Acoustic Effect During Interaction between Femtosecond Laser Pulse and Air // *Abstracts of XII Joint Int. Sympos. «Atmospheric and Ocean Optics. Atmospheric Physics» 27–30 June, Tomsk, 2005*. В-81. P. 114.
4. Келух С. Молекулярная нелинейная оптика. М.: Наука, 1981. 671 с.
5. Perry M.D., Landen O.L., Szoke A., Campbell E.M. Multiphoton ionization of the noble gases by an intense 10^{14} -W/cm² dye laser // *Phys. Rev. A*. 1988. V. 37. N 3. P. 747–760.
6. Brabec T., Krausz F. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics // *Rev. Mod. Phys.* 2000. V. 72. N 2. P. 545–591.
7. Miyazaki K., Sato T., Kashiwagi H. Interaction of high-power laser pulses with atomic media. II. Optical second-harmonic generation // *Phys. Rev. E*. 1981. V. 23. N 3. P. 1358–1365.
8. Tzortzakis S., Lamouroux B., Chiron A., Moustakidis S.D., Anglos D., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A. Femtosecond and picosecond ultraviolet laser filaments in air: experiments and simulations // *Opt. Commun.* 2001. V. 197. P. 131–143.
9. Kolesik M., Moloney J.V., Wright E.M. Polarization dynamics of femtosecond pulses propagating in air // *Phys. Rev. E*. 2001. V. 64. P. 046607-1–046607-8.
10. Skupin S., Perschel U., Etrich C., Leine L., Lederer F., Michaelis D. Simulation of femtosecond pulse propagation in air // *Opt. and Quantum. Electron.* 2003. V. 35. P. 573–582.
11. Couairon A. Dynamics of femtosecond filamentation from saturation of self-focused laser pulses // *Opt. Commun.* 2003. V. 225. P. 177–192.
12. Ladouceur H.D., Baronauski A.P., Lohrmann D., Grounds P.W., Girardi P.G. Electrical conductivity of femtosecond laser generated plasma channel in air // *Opt. Commun.* 2001. V. 189. P. 107–111.
13. Голубцов И.С., Кандидов В.П., Косарева О.Г. Количественная эмиссия мощного фемтосекундного лазерного импульса в атмосфере // *Оптика атмосф. и океана*. 2001. Т. 14. № 5. С. 335–348.
14. Miyazaki K., Sato T., Kashiwagi H. Spontaneous-Field-Induced Optical Second Harmonic Generation in Atomic Vapours // *Phys. Rev. E*. 1979. V. 23. N 16. P. 1154–1158.
15. Brandi H.S., Maia Neto P.A., Guerra E.S. Second-harmonic generation by intense lasers in inhomogeneous plasmas // *Phys. Rev. E*. 1996. V. 54. N 1. P. 1001–1004.
16. Qin Y.-D., Yang H., Gong Q. Intense femtosecond laser-induced second-harmonic generation in atmospheric-pressure air // *Appl. Phys. B*. 2000. V. 71. P. 581–584.
17. Yang H., Zhang J., Zhao L.Z., Li Y.J., Teng H., Li Y.T., Wang Z.H., Chen Z.L., Wei Z.Y., Ma J.X., Yu W., Sheng Z.M. Third-order harmonic generation by self-guided femtosecond pulses in air // *Phys. Rev. E*. 2003. V. 67. P. 015401-1–015401-4.
18. Ален Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М.: Мир, 1978. 222 с.
19. Маймистов А.И. Некоторые модели распространения предельно коротких электромагнитных импульсов в нелинейной среде // *Квант. электрон.* 2000. Т. 30. № 4. С. 287–304.
20. Nibbering E.T.J., Grillon G., Franco M.A., Prade B.S., Mysyrowicz A. // *J. Opt. Soc. Amer. B*. 1997. V. 14. N 3. P. 650–660.
21. Додд Р., Эйлбек Дж., Гиббон Дж. Солитоны и нелинейные волновые уравнения. М.: Мир, 1988. 694 с.
22. Солитоны / Под ред. Р. Буллафа, Ф. Кодри. М.: Мир, 1983. 408 с.
23. Карамзин Ю.Н., Сухоруков А.П., Трофимов В.А. Математическое моделирование в нелинейной оптике. М.: МГУ, 1989. 154 с.
24. Кистенев Ю.В., Шаповалов А.В. Спонтанное солитообразование в резонансно поглощающей двухкомпонентной среде // *Оптика и спектроскопия*. 1999. Т. 87. № 3. С. 433–438.

Yu.V. Kistenev, Yu.N. Ponomarev. Peculiarities of nonlinear interaction between femtosecond laser pulses and molecular atmosphere.

Peculiarities of nonlinear interaction between high-power femtosecond laser pulses and molecular atmosphere are analyzed. The peculiarities are connected with combined action of elementary nonlinear effects such as multiphoton or tunnel ionization of molecules, Kerr nonlinearity, nonlinear resonance absorption by gas components of atmosphere. The emphasis is on possible mechanisms of nonlinear effects of the lowest orders affecting the femtosecond laser pulse propagation along atmospheric paths.